



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

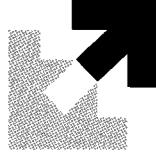
<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à



UNIVERSITE DE METZ

PAR

Alain HILDENBRAND

Pour l'obtention du grade de :
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ de METZ

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur
OPTION : Mécanique

**Recristallisation dynamique
dans les matériaux cubiques centrés :
Simulation et application à sa mise en évidence dans
les bandes de cisaillement adiabatique.**

Soutenue le 9 octobre 1998 devant le jury composé de :

B. Bacroix	LPMTM-CNRS	Paris-Nord	Rapporteur
J.J. Jonas	McGILL	Montreal	Examineur
J.R. Klepaczko	LPMM-CNRS	Metz	Examineur
A. Molinari	LPMM	Metz	Directeur
J. Raphanel	LMS	Ecole Polytechnique	Rapporteur
M. Sarfati	DGA SPART AMD	St Cloud	Examineur
L.S. Toth	LPMM	Metz	Directeur

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux
UMR. C.N.R.S. N°7554

Univ

S.C.D.U. METZ : Section Technopole

TZ Cedex 01

T



022 391045 0



INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à



UNIVERSITE DE METZ

PAR

Alain HILDENBRAND

Pour l'obtention du grade de :
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ de METZ

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur
OPTION : Mécanique

**Recristallisation dynamique
dans les matériaux cubiques centrés :
Simulation et application à sa mise en évidence dans
les bandes de cisaillement adiabatique.**

Soutenue le 9 octobre 1998 devant le jury composé de :

B. Bacroix	LPMTM-CNRS	Paris-Nord	Rapporteur
J.J. Jonas	McGILL	Montreal	Examineur
J.R. Klepaczko	LPMM-CNRS	Metz	Examineur
A. Molinari	LPMM	Metz	Directeur
J. Raphanel	LMS	Ecole Polytechnique	Rapporteur
M. Sarfati	DGA SPART AMD	St Cloud	Examineur
L.S. Toth	LPMM	Metz	Directeur

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux
UMR. C.N.R.S. N°7554
Université de Metz, Ile du Saulcy, 57045 METZ Cedex 01

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19980815
Cote	S/Mz 98/39
Loc	Magasin

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de l'université de Metz, sous la direction de Messieurs les Professeurs Alain Molinari et Laszlo Toth. Je tiens à leur exprimer ma plus sincère reconnaissance pour les conseils qu'ils m'ont apportés ainsi que pour la confiance et le soutien qu'ils m'ont prodigué au cours de mes travaux. Je les remercie également de m'avoir fait rencontrer tant de personnes travaillant dans des domaines similaires en France et à l'extérieur de nos frontières. Toutes ces collaborations m'ont permis de regarder le monde avec des yeux nouveaux.

Je remercie le Professeur Jonas, de l'université de McGill, de m'avoir accueilli dans son équipe et je lui suis reconnaissant de m'avoir fait part de sa pertinence scientifique au travers de son aide. Il est l'artisan principal qui a fait de ce voyage d'études, un merveilleux souvenir. Je suis honoré qu'il ait accepté de présider ce jury. Je lui adresse mes vifs remerciements.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Madame Bacroix, Directeur de recherche au CNRS et Monsieur Raphanel, chargé de recherche au CNRS d'avoir accepté la charge de rapporteur. Par leurs remarques et leurs suggestions, ils m'ont permis d'entrevoir de nouvelles et intéressantes perspectives à cette thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur Sarfati, Ingénieur DGA SART AMD pour sa participation au jury et ses précieuses remarques concernant la présentation des résultats expérimentaux. Mes remerciements vont aussi à Monsieur Klepaczko, Directeur de recherche au CNRS pour son aide lors des dépouillements expérimentaux et pour les nombreuses discussions.

En dernier lieu, je remercie les personnes qui m'ont aidé à me sortir indemne des griffes du MEB et de l'EBS, leur tâche n'était certainement pas la plus évidente.

Enfin, merci à tous les collègues du LPMM et de McGill pour les merveilleux moments passés en leur compagnie.

A Laure et Margot.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	4
1. LA RECRISTALLISATION DYNAMIQUE	8
1.1. Introduction	9
1.2. La recristallisation dynamique	10
1.3. Modélisations	11
1.3.1. Processus en 2 étapes	11
1.3.2. La nucléation	14
1.3.2.1. Nucléation aléatoire	14
1.3.2.2. Nucléation orientée	15
1.3.3. La croissance	20
1.3.3.1. La croissance uniforme	21
1.3.3.2. La croissance sélective	21
Désorientation des plans	22
Concordance des plans	22
Concordance des sites du réseau cristallin	24
Sélection des variants	26
1.4. Autres méthodes de simulations	26

2. EQUATIONS DE COMPORTEMENT ET	
MODELE AUTO-COHERENT	28
2.1. Introduction	29
2.2. Equations de comportement pour les monocristaux	30
2.2.1. Calcul du tenseur de déformation	30
2.2.2. Calcul du tenseur de vitesse de rotation	32
2.3. Equation de comportement pour les polycristaux et schéma auto-cohérent	33
2.3.1. Principe de l'inclusion d'Eschelby	33
2.3.2. Equation pour le polycristal	36
2.3.3. Approche auto-cohérente	39
3. MODELISATION DE LA RECRISTALLISATION DYNAMIQUE	
PAR LE TRANSFERT DE VOLUME	41
3.1. Introduction	42
3.2. Simulation de la recristallisation dynamique à l'aide du schéma de transfert de volume	43
3.2.1. Evolution due aux glissements cristallographiques	44
3.2.2. Nucléation orientée et croissance	46
3.2.3. Croissance sélective	51
3.3 Application du code de calcul à la torsion des matériaux cubiques centrés	55
3.4. Calcul sans recristallisation dynamique	66
3.4.1. Résultats expérimentaux	66
3.4.2. Résultat des simulations et comparaison	69
3.4.2.1. Modèle de Taylor	69

3.4.2.2. Modèle auto-cohérent	71
3.4.2.3. Influence de la taille des cases	75
3.5. Calcul avec recristallisation dynamique	78
3.5.1. Résultat expérimentaux	78
3.5.2. Résultat des simulations et discussion	81
3.5.2.1. Modèle de Taylor	81
3.5.2.2. Modèle auto-cohérent	82
3.6. Conclusions	91
4. MISE EN EVIDENCE DE LA DRX DANS LES BANDES DE CISAILLEMENT ADIABATIQUE	94
4.1. Introduction	95
4.2. Les bandes de cisaillement adiabatique	96
4.3. La technique EBSD	98
4.4. Résultats expérimentaux	103
4.4.1. Dispositif expérimental de double cisaillement	103
4.4.2. Préparation des échantillons et observations au microscope optique	106
4.5. Analyse et discussion	111
4.6. Conclusions	118
CONCLUSION GENERALE	120
REFERENCES	123

**INTRODUCTION
GENERALE**

Depuis de nombreuses années, la recristallisation dynamique (DRX) intéresse les chercheurs travaillant dans le domaine de la mise en forme et du comportement des matériaux. En effet, lors de la déformation à chaud, les propriétés des matériaux dépendent, entre autres, de l'apparition ou non de la recristallisation. Ce mécanisme agit comme un réducteur de défaut. La recristallisation dynamique peut provoquer un changement de taille, de forme et d'orientation des grains induisant des caractéristiques mécaniques et un comportement du matériau très différent. Par exemple, le raffinement de la taille des grains entraîne après refroidissement un accroissement simultané des contraintes d'écoulement et de rupture dans les métaux, en raison de l'effet Hall-Petch (Fig. 1).

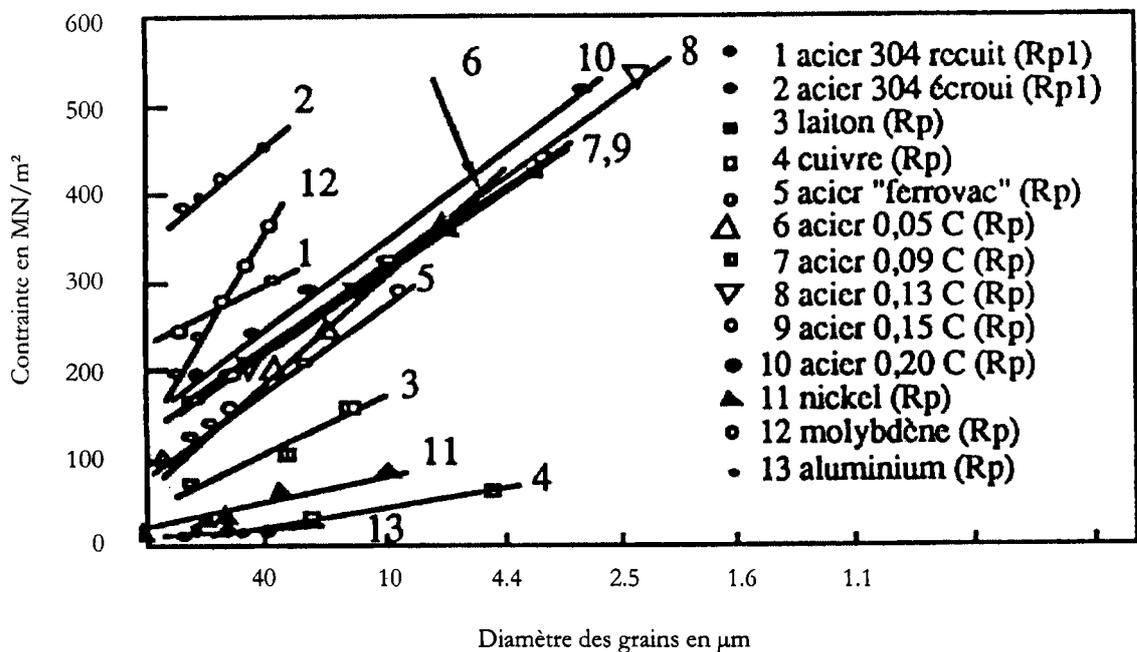


Figure 1. Effet Hall-Petch (François et al., 1991).

De plus, ce raffinement obtenu par recristallisation est beaucoup moins onéreux que l'ajout d'additif ou qu'une trempe. Cependant l'effet in-situ durant la déformation peut-

être complexe et produire un effet inverse. La recristallisation entraîne, en effet, la disparition des grains écrouis remplacé par des grains vierges de toutes dislocations. Ce mécanisme doit induire une diminution de la contrainte d'écoulement. Une température ou une vitesse de déformation assez élevée est nécessaire à l'apparition de la recristallisation dynamique. Puisque ces deux conditions sont présentes dans les bandes de cisaillement adiabatique, une question nous est apparue évidente :

Retrouve-t-on le phénomène de recristallisation dans ces bandes et si oui, de quelle sorte ?

Ces bandes résultent d'une localisation de la déformation dans une zone très étroite. La chaleur produite n'a pas le temps de s'évacuer vers le matériau environnant générant un processus auto-catalytique catastrophique. Leur présence peut-être recherchée pour certaines applications ; parfois au contraire on cherche à les éviter. En usinage grande vitesse, elles diminuent les efforts de coupe et améliorent les conditions de coupe. Lors de la perforation des blindages, leur présence est synonyme de ruine imminente de la structure. Mais pour favoriser ou empêcher un tel processus, il est nécessaire de bien connaître tous les facteurs responsables de leur apparition.

Notre étude de la recristallisation dynamique s'insère dans cette perspective.

Il nous faut tout d'abord savoir s'il y a apparition de la recristallisation dynamique au sein d'une bande de cisaillement adiabatique et ensuite savoir de quel type de recristallisation il s'agit.

Le manuscrit est constitué de quatre chapitres. Dans les deux premiers sont présentés les principes de base de la recristallisation dynamique et la formulation fondamentale du modèle auto-cohérent. Le début du troisième chapitre décrit le schéma de transfert de volume pour simuler les deux mécanismes de recristallisation dynamique (Nucléation Orientée et Croissance ou Croissance Sélective). Nous validons d'abord le

schéma retenu par comparaison avec des résultats expérimentaux sans DRX afin de vérifier la pertinence du code. Cela nous a permis aussi de tester l'influence du modèle de calcul et de certains paramètres comme la taille des boîtes constituant la partition de l'espace d'Euler. La fin du troisième chapitre est consacrée à la comparaison expérience-simulation en présence de recristallisation. Une étude paramétrique a mis en évidence la pertinence du modèle auto-cohérent. Le quatrième chapitre présente brièvement les bandes de cisaillement adiabatique et décrit la technique EBSD (electron backscattering diffraction) que nous avons utilisée pour mettre en évidence la recristallisation dynamique. Au vu des résultats obtenus lors des simulations, nous proposerons une explication possible de l'influence de la recristallisation dynamique sur la formation des bandes de cisaillement adiabatiques.

CHAPITRE 1

**LA RECRISTALLISATION
DYNAMIQUE**

1.1 INTRODUCTION

Depuis quelques années, la modélisation des textures générées par un processus de recristallisation reçoit une attention toute particulière de la part des spécialistes de la plasticité polycristalline. Cet intérêt résulte de la prise de conscience de l'importance de ce phénomène lors de nombreuses opérations industrielles, en particulier, la mise en forme des matériaux. En effet, nous savons que la recristallisation modifie la taille, la forme et l'orientation des grains et change de ce fait le comportement des matériaux sollicités. Elle ne s'apparente pourtant pas à un changement de phase qui conduit à une structure cristalline différente. Il apparaît donc essentiel d'être capable de pouvoir simuler a priori l'évolution des textures lors de l'apparition de la recristallisation afin de prévoir le comportement d'un matériau et sa conformité avec le cahier des charges préalablement établi. Ce phénomène peut-être de deux types :

- *Recristallisation statique (SRX),*
- *Recristallisation dynamique (DRX).*

La Recristallisation statique est essentiellement rencontrée pendant les recuits ou le refroidissement après une déformation à chaud. La recristallisation dynamique, objet de notre étude, peut intervenir lors de la mise en forme à chaud (laminage, emboutissage), lors de déformation à des vitesses très élevées (bandes de cisaillements) ou encore dans les glaciers et les roches dès lors que la recristallisation se déroule pendant la déformation.

Dans ce premier chapitre, nous présentons tout une approche proposée par Baczynski et Jonas (1998) en notant que leur travail ainsi que ceux antérieurs sur lesquels ils s'appuient, imposent que le nombre de grains est constant. Cette approche est essentiellement basée sur les travaux de modélisation de la recristallisation statique proposée par Jonas et Kestens (1996).

1.2. LA RECRISTALLISATION DYNAMIQUE

Comme le sous-entend le terme dynamique, ce type de recristallisation se développe au cours de la déformation. Cependant, les mécanismes physiques sont très proches de ceux de la recristallisation statique : création des nucleus au bord des grains (nucléation) puis croissance de ceux-ci.

Une première observation de la recristallisation dynamique a été faite en 1939 lors d'une expérience de fluage sur du plomb (Greenwood and Worner, 1939). Durant les 20 ans qui suivirent, la plupart des auteurs ont cherché à la caractériser sur des aciers, toujours à partir de test de fluage. Plus tardivement, des études particulièrement détaillées ont été conduites sur la glace (Steinemann, 1958), sur les matériaux géologiques (Jonas and Muller, 1969 ; White, 1976 ; Mercier *et al.*, 1977), afin d'expliquer les accélérations périodiques des glaciers, et sur certains minéraux de la croûte terrestre (Twiss, 1977 ; Tungatt and Humphreys, 1981).

La modélisation de la recristallisation dynamique a principalement été développée afin de rendre compte de la transition entre les courbes d'écoulement mono-pic et multi-pic (Fig. 1.1). Sur cette figure, représentant les courbes contrainte-déformation, Luton et Sellars (1969) ont mis en évidence que la forme générale de la courbe pouvait prendre deux aspects différents en fonction de la vitesse de déformation. Dans le cas des faibles vitesses de déformations, après un premier pic (où commence la recristallisation) suivent des

oscillations signe d'une recristallisation cyclique. Par opposition, la courbe à grande vitesse de déformation ne fait apparaître qu'un seul pic suivi d'un plateau, signe d'une recristallisation continue.

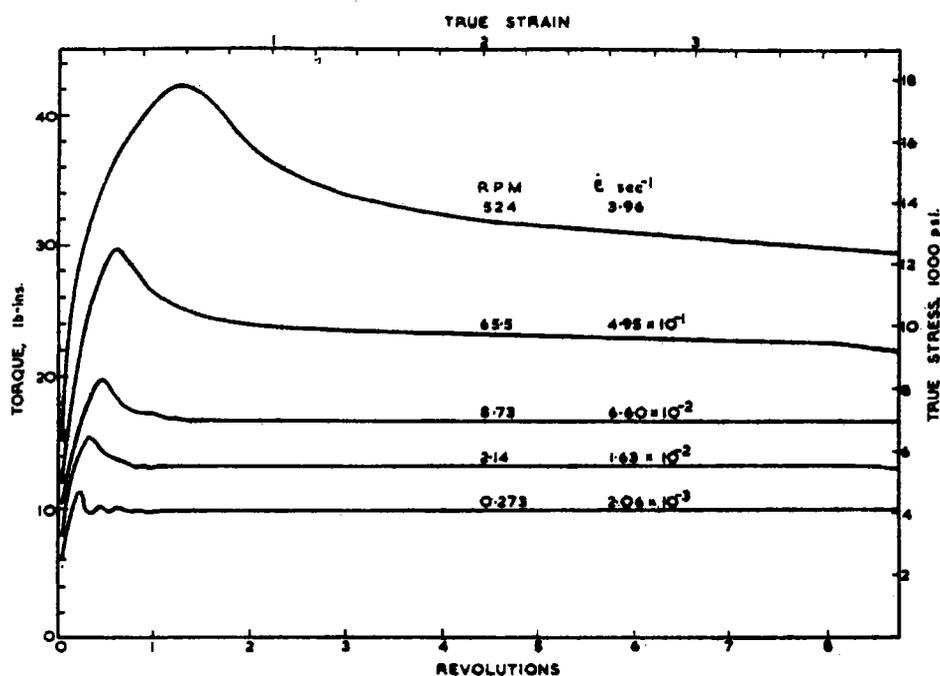


Figure 1.1. Effet la vitesse de déformation sur les courbes contraintes déformations pour un nickel pur à 934°C (Luton et Sellars, 1969).

1.3. MODELISATION

1.3.1. PROCESSUS EN 2 ETAPES

Pendant l'expérience, la déformation et la recristallisation sont deux mécanismes agissant simultanément et interagissant l'un sur l'autre. Pour simplifier la modélisation, Toth et Jonas (1992) ont considéré que ces deux phénomènes vont se dérouler de manière séquentielle. Ils divisent l'histoire de la déformation en une succession d'étapes, à la suite

desquelles, la recristallisation se déclenche. Cette séquence est répétée jusqu'à la déformation voulue.

Kestens et Jonas ont découplé la recristallisation dynamique (Fig. 1.2) en deux étapes : une phase de nucléation puis une phase de croissance. Les modélisations antérieures étaient écrites pour un nombre fini de grains dont les orientations sont suivies durant la déformation (formulation Lagrangienne). Dans les paragraphes suivants, ainsi que sur la figure, l'exposant D se rapporte à la déformation, N à la nucléation, G à la croissance et R à la recristallisation.

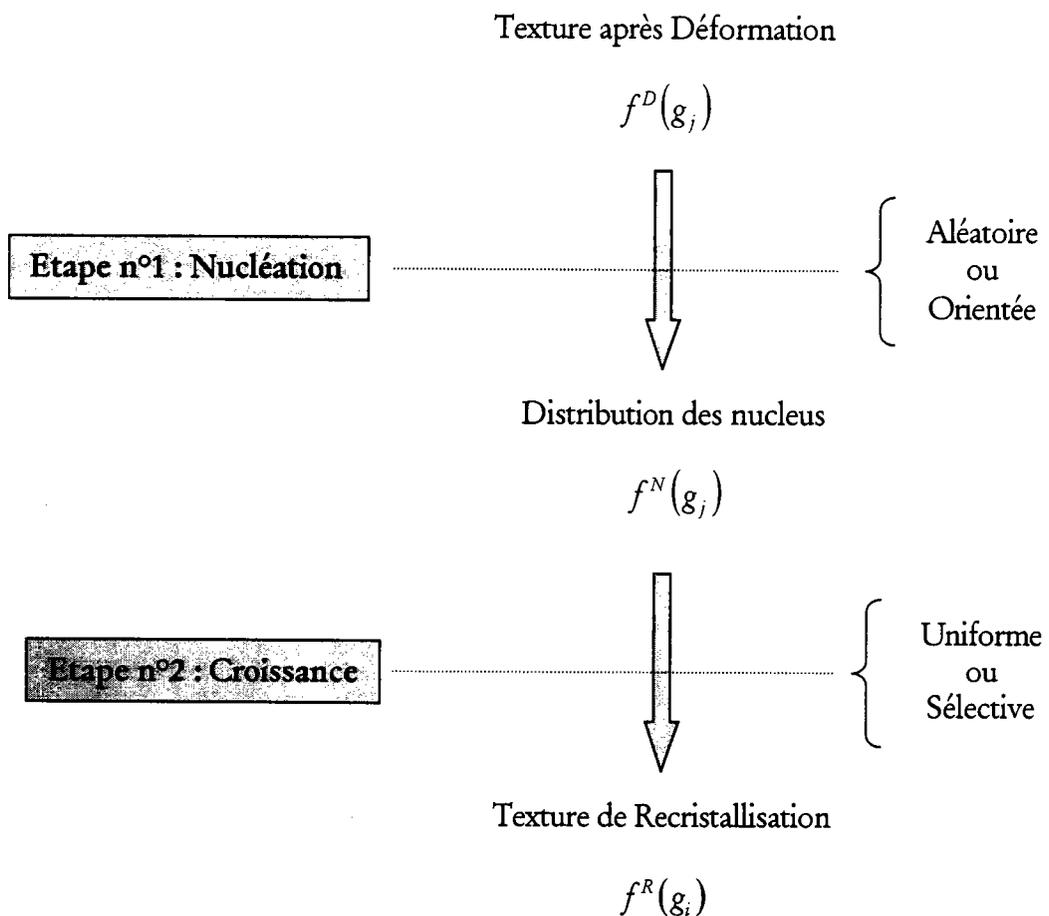


Fig. 1.2. Représentation schématique d'un modèle de recristallisation.

Après chaque pas de déformation, la texture peut être décrite par la fraction volumique de chaque grain $f^D(g_j)$ où g_j est le grain correspondant à une orientation donnée. La phase de nucléation consiste alors à savoir quelle est sa capacité à former un ou plusieurs nucleus (c'est à dire un ou plusieurs germes de grain) de la même orientation que lui. Il est possible de calculer la fraction de nucleus donné par le grain g_j grâce à la formule :

$$f^N(g_j) = c_0 P^N(g_j) f^D(g_j). \quad (\text{I.1})$$

$P^N(g_j)$ est la probabilité de formation d'un nucleus à partir du grain g_j , c_0 une constante de normalisation et $f^N(g_j)$ est une fraction intermédiaire permettant de décrire la distribution des nucleus. Cette nucléation peut-être aléatoire ou orientée.

L'étape suivante est la croissance des germes. Il convient de calculer alors leur probabilité de croissance ($P^G(g_i)$) afin d'obtenir la fraction volumique de recristallisation $f^R(g_i)$ correspondant à chaque grain par le biais de la relation suivante :

$$f^R(g_i) = c_1 (P^G(g_i))^p f^N(g_i), \quad (\text{I.2})$$

où c_1 est une constante de normalisation. La croissance pourra être uniforme ou sélective.

A la fin de cette étape, la fraction volumique du grain g_i est obtenue par la sommation des fractions volumiques obtenues par recristallisation avec la fraction volumiques initiale du grain. Une normalisation permet alors de conserver la somme des fractions volumiques égale à 1.0.

1.3.2. LA NUCLEATION

1.3.2.1. Nucléation aléatoire

Le mécanisme de nucléation sans préférence d'orientation est le plus simple à se représenter. La probabilité de formation d'un nucleus n'est pas dépendante de l'orientation du grain parent. Dans cette configuration, la probabilité de nucléation $P^N(g_j)$ est toujours égale à 1.

$$P^N(g_j) = 1. \quad (\text{I.3})$$

Cependant deux cas sont à distinguer. Premièrement, un grain g_j peut donner un nucleus dont l'orientation n'est pas la même que celle de son parent. C'est à dire que chaque grain va générer de manière équiprobable une fraction volumique de nucleus. Alors $f^N(g_j)$ est donnée par la formule suivante sans considérer l'équation I.1 :

$$\forall g_j ; f^N(g_j) = \frac{P^N(g_j)}{\text{nombre de grain}} = \frac{1}{\text{nombre de grain}}. \quad (\text{I.4})$$

Deuxième possibilité, chaque grain parent ne peut générer que des nucleus de la même orientation que lui. La fraction volumique de nucléation dépend alors de la fraction volumique du grain parent et s'exprime de la façon suivante grâce à I.1 :

$$\forall g_j ; f^N(g_j) = f^D(g_j). \quad (\text{I.5})$$

1.3.2.2. Nucléation orientée

La probabilité de formation d'un nucleus peut être dépendante de l'orientation du grain parent. Dans ce cas, la nucléation est dite orientée. Là encore, il existe deux hypothèses couramment décrites : nucléation des orientations de faible énergie emmagasinée (*low stored energy*) ou de forte énergie emmagasinée (*high stored energy*). Ces deux hypothèses sont reliées directement à certaines orientations particulières (Fig. 1.3), mais aussi aux courbes d'écoulement, aux phénomènes microscopiques et à certaines caractéristiques de la recristallisation (Tab. 1.1). Pour déterminer les zones de forte ou de faible énergie, Baczynski et Jonas se sont référés au facteur de Taylor M d'un grain g_i (Fig. 1.3). En effet, celui-ci se définit comme :

$$M(g_i) = \frac{\sum_{s=1}^n |\dot{\gamma}^s(g_i)|}{\dot{\bar{\epsilon}}}, \quad (\text{I.6})$$

où $\dot{\gamma}^s$ est la vitesse de cisaillement sur un plan de glissement s . $\dot{\bar{\epsilon}}$ est la vitesse de déformation équivalente de Von Mises du grain concerné. Il est alors clair que pour $\dot{\bar{\epsilon}}$ constant, une valeur M élevée correspond à une valeur élevée de $\sum_{s=1}^n |\dot{\gamma}^s(g_i)|$ et réciproquement. Les fortes et faibles valeurs de M représentent donc les grains fortement ou faiblement sollicités en déformation, c'est à dire, à fortes et faibles densités de dislocation ou énergie emmagasinée.

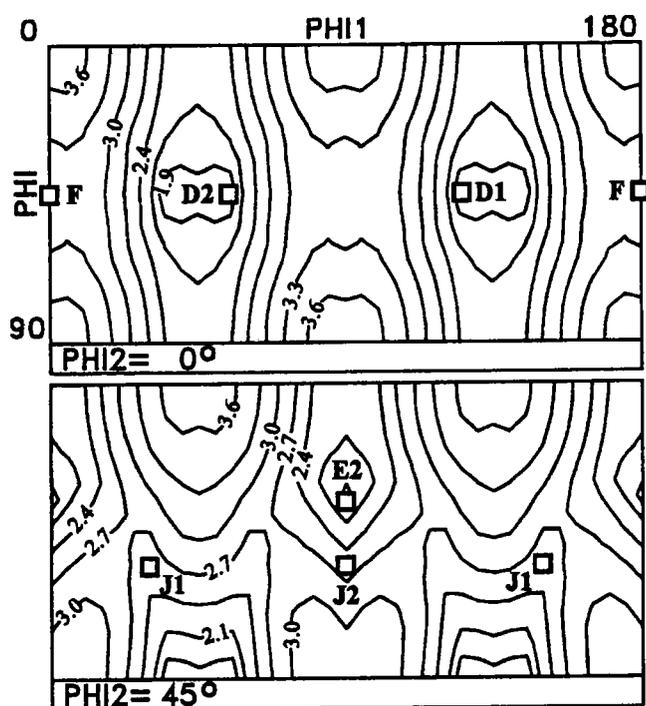
Dans la modélisation que nous présenterons dans le chapitre 3, au lieu du facteur de Taylor, nous utiliserons le taux d'énergie plastique (\dot{E}) comme le paramètre de la recristallisation. Cette dernière quantité est proportionnelle à l'énergie stockée (leur rapport

est de l'ordre de 0.1 pour le cuivre déformé à température ambiante par exemple). Le taux d'énergie plastique d'un grain g_i est défini par :

$$\dot{E}(g_i) = \sum_{s=1}^n \tau^s(g_i) \dot{\gamma}^s(g_i), \quad (I.7)$$

où τ^s est la contrainte calculée en cisaillement. Quand celles-ci sont égales sur tous les systèmes de glissement, \dot{E} est proportionnel au facteur de Taylor M . Cependant il n'en est pas de même si le cristal possède plus d'une famille de glissement avec des cissions critiques différentes (cas des métaux cc en plasticité indépendante du temps par exemple) ou si le glissement est dépendant de la vitesse.

Il a cependant été vérifié que dans notre cas, que \dot{E} et M ont un rôle relativement similaire et donc que les résultats obtenus par les modèles précédents peuvent être considérés comme valides en première approximation.



Niveaux : 1.9, 2.1, 2.4, 2.7, 3.0, 3.3, 3.6

Figure 1.3. Représentation de l'intensité du facteur de Taylor en torsion simulée par le modèle de Taylor (Baczynski, 1996).

La figure 1.3 montre les deux sections principalement intéressantes de l'ODF ($\phi_2=0^\circ$ et 45°). En effet, nous retrouvons sur ces sections toutes les orientations principales en torsion, avec ou sans recristallisation. Les composantes D2, D1 et E2 sont liées aux orientations où le facteur de Taylor est le plus faible. Au contraire, F et J1 et J2 sont situées sur des zones de facteurs de Taylor assez forts. Des formulations différentes sont nécessaires à la modélisation de ces deux types de mécanismes.

	Faible énergie emmagasinée	Forte énergie emmagasinée
Macroscopique		
Microscopique	Déformation induisant la migration des frontières (<i>Strain Induced Boundary Migration</i>)	Coalescence des sous-grains (<i>Sub-grain coalescence</i>)
Recristallisation	Continue	Cyclique

Tableau 1.1. Relations existant entre la recristallisation, les phénomènes microscopiques et les courbes d'écoulement.

Dans le cas de l'hypothèse dite de faible quantité d'énergie emmagasinée, la probabilité de croissance s'écrit sous plusieurs formes. En effet, la physique de nucléation change avec le type du matériau (Kestens and Jonas, 1996). Deux principales formulations sont utilisées, celle de Baczynski et Jonas (1998) :

$$\begin{cases} \forall M \geq M_0 ; P^N(g_i) = 0 \\ \forall M \leq M_0 ; P^N(g_i) = e^{-\left(\frac{M(g_i) - M_{\min}}{M_0 - M_{\min}}\right)^n} \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

où $M(g_i)$ est le facteur de Taylor d'un grain d'orientation g_i , M_{\min} est le facteur de Taylor minimum parmi tous les grains, M_0 la valeur du facteur de Taylor au dessus de laquelle il n'y a plus nucléation et n l'exposant de la gaussienne ($n \geq 0$). Cette formulation est utilisée pour les matériaux comme l'acier Ti IF, l'acier Ti-Nb et la fonte en phase α .

La formulation utilisée par Kestens et Jonas (1996) est du type :

$$\begin{cases} \forall M \geq M_0 ; P^N(g_i) = 0 \\ \forall M \leq M_0 ; P^N(g_i) = c_2 (M_0 - M(g_i))^m \end{cases} \quad (\text{I.9})$$

où c_2 est une constante de normalisation et m , un exposant contrôlant la dépendance de la nucléation par rapport au facteur de Taylor $M(g_i)$. Ci-dessous, nous montrons les différences de probabilités engendrées par l'application de l'une ou de l'autre des formulations dans le cas de faibles énergies emmagasinées (Fig. 1.4). Les différences ne sont pas très importantes. Pour mieux se rendre compte des différences, il faudrait appliquer les deux types d'équations et comparer les résultats.

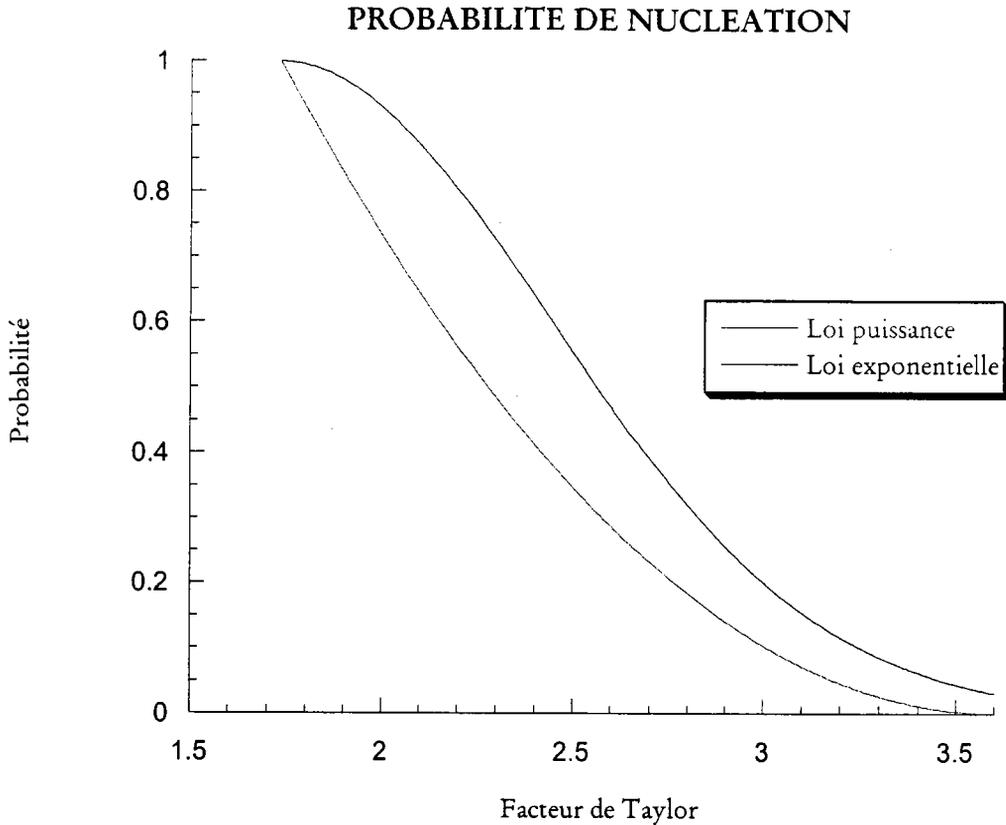


Fig. 1.4. Comparaison des 2 critères de nucléation dans le cas de l'hypothèse de faible énergie emmagasinée ($M_{\min} = 1.7$, $n = 20$, $m = 20$ et $M_0 = 3.6$).

Dans le cas de l'hypothèse de forte énergie emmagasinée, les relations sont très légèrement modifiées pour prendre la forme suivante définie par Kestens et Jonas (1996) :

$$\begin{cases} \forall M \leq M_0 ; P^N(g_i) = 0 \\ \forall M \geq M_0 ; P^N(g_i) = c_2 (M(g_i) - M_0)^m, \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

où M_0 est donc dans ce cas, la valeur minimale du facteur de Taylor en dessous de laquelle il ne peut y avoir de nucléation et c_2 une constante de normalisation.

1.3.3. CROISSANCE

Comme pour la nucléation, il existe plusieurs méthodes pour modéliser la croissance. Suivant le matériau utilisé et la déformation imposée, nous pouvons discerner plusieurs mécanismes : la croissance uniforme ou la croissance sélective.

L'équation générale pour déterminer la probabilité de croissance est donnée par l'équation suivante :

$$P^G(g_i) = c_4 \sum_j P_{\Delta g_{ij}}^L f^D(g_j), \quad (\text{I.11})$$

où $P^G(g_i)$ est la probabilité de croissance du nucleus g_i , c_4 une constante de normalisation et $P_{\Delta g_{ij}}^L$ la probabilité locale de croissance, c'est à dire la possibilité de croissance d'une orientation g_i au sein d'une autre orientation g_j (voir Fig. 1.5).

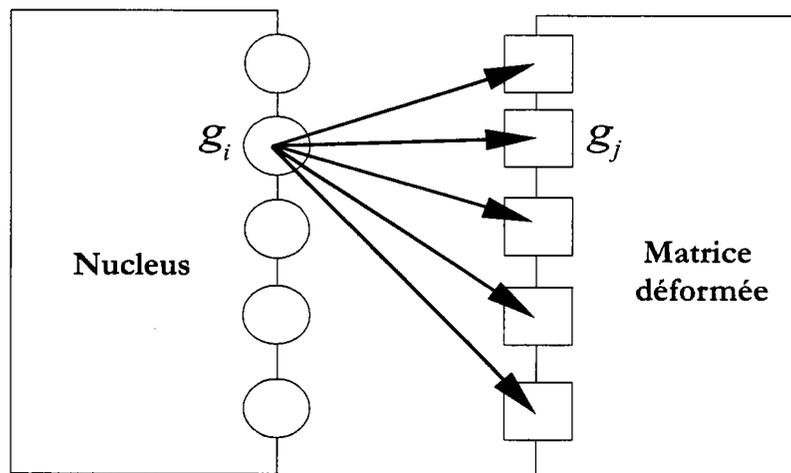


Fig. 1.5. Développement schématique d'un nucleus g_i dans les grains g_j de la matrice déformée (Baczynski et Jonas, 1998).

Alors la fraction volumique recristallisée est donnée par l'équation I.2.

1.3.3.1 Croissance uniforme

Pour le mécanisme de la croissance uniforme, il n'y a aucune relation entre l'orientation des grains et celle du nucleus; c'est à dire que chaque nucleus d'orientation g_i a la même probabilité de croissance dans chaque grain d'orientation g_j :

$$P_{\Delta g_{ij}}^L = 1. \quad (\text{I.12})$$

1.3.3.2. Croissance sélective

Différents paramètres physiques peuvent être pris en compte comme critère de sélection pour la croissance (Fig. 1.6) : $\omega <110>$ l'angle et l'axe de désorientation, θ appelé l'angle de désorientation des plans, mesuré entre l'axe $<110>$ du nucleus et du grain parent.

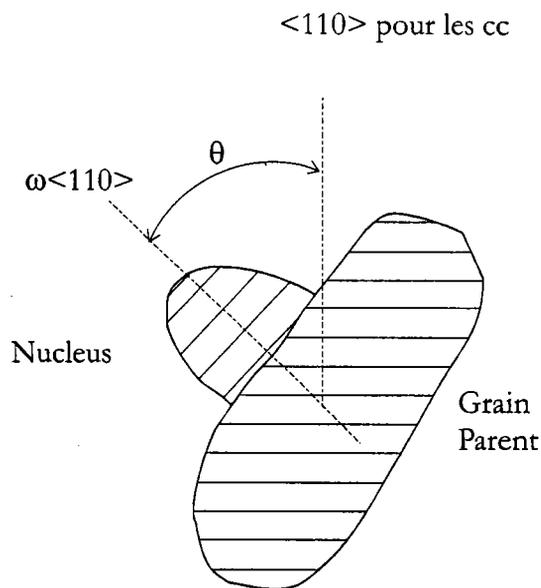


Fig. 1.6. Représentation schématique de la désorientation entre un nucleus et le grain dans lequel il va croître.

Les plans (110) sont les plans les plus compacts des matériaux cubiques. Dans la suite de ce paragraphe, nous présenterons les critères les plus couramment rencontrés.

Désorientation des plans

Il est possible de prendre en compte comme critère de sélection, la désorientation entre le nucleus et le grain dans lequel il va croître. Cette sélection dite de désorientation critique est la moins contraignante. La probabilité de croissance est notée :

$$\begin{cases} \forall \omega < \omega_{CR} ; P_{\Delta g_{ij}}^L = 0, \\ \forall \omega \geq \omega_{CR} ; P_{\Delta g_{ij}}^L = 1, \end{cases} \quad (I.13)$$

où ω_{CR} est l'angle de désorientation critique en dessous duquel le nucleus ne peut croître. Ce critère se fonde sur la faible mobilité des joints de grains de faible désorientation par opposition à ceux de forte désorientation.

Concordance des plans

Le formalisme de la concordance des plans (*Plane matching*) est dû à Watanabe (1984). Cette concordance (Fig. 1.7) apparaît lorsque l'axe $\langle 110 \rangle$ du nucleus correspond exactement à l'axe perpendiculaire aux plans les plus compacts du grain parent, c'est à dire $\{110\}$ pour les matériaux cubiques centrés. Cependant, il paraît clair que cette concordance ne peut pas être parfaite et une certaine variation autour de cette position est autorisée. La modélisation est faite de la manière suivante :

$$P_{\Delta g_{ij}}^L = c_5 e^{-\left(\frac{\theta_{ij}}{\theta_c}\right)^2}, \quad (\text{I.13})$$

où θ_c est la largeur caractéristique de la gaussienne, θ_{ij} l'angle de désorientation entre l'axe $\langle 110 \rangle$ du nucleus g_i et le grain g_j et c_5 une constante de normalisation de la distribution de probabilité. Ce concept est illustré sur la figure suivante :

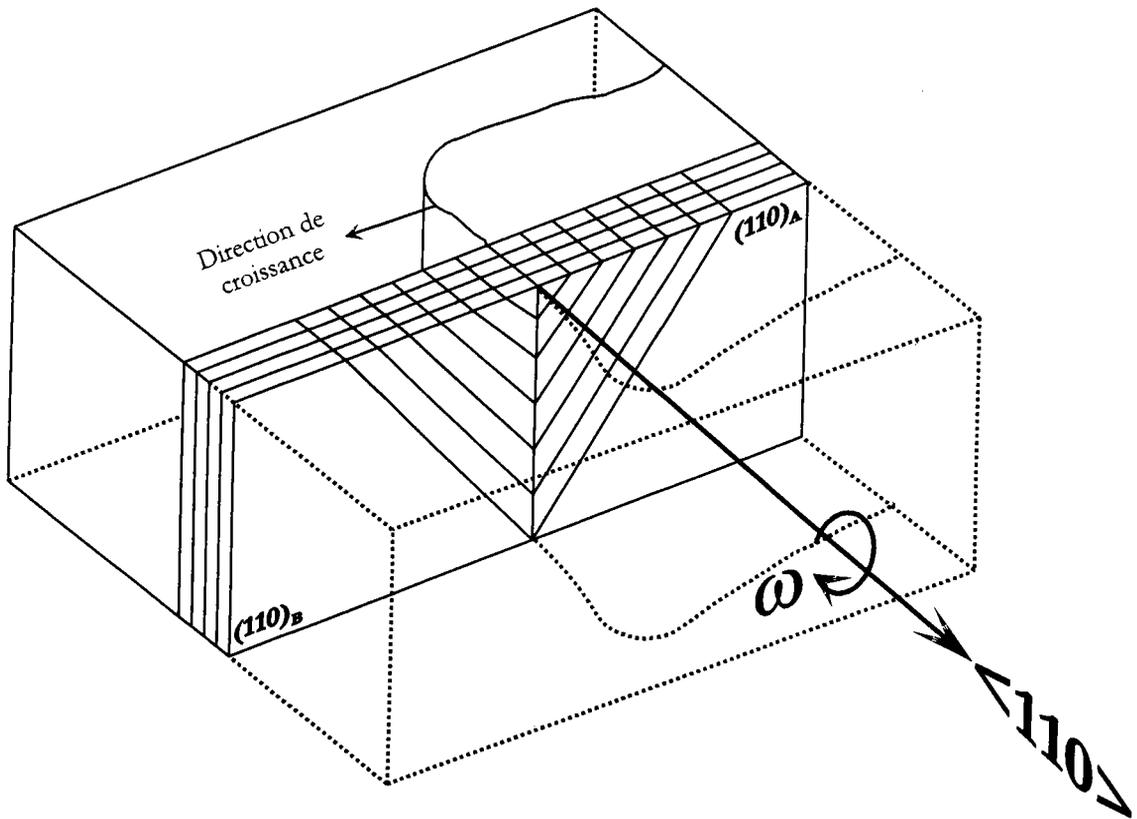


Figure 1.7. Représentation schématique de la croissance sélective par le biais de la concordance de plan ou de la coïncidence de site du réseau cristallin

(Watanabe, 1984).

Le plan $(110)_A$ est le plan le plus compact du nucleus, $(110)_B$ celui du grain dans lequel va croître le nucleus. La concordance des plans pose comme hypothèse que ces deux plans doivent être parallèles. L'angle ω , représentant la désorientation du réseau du nucleus par rapport à celui du grain, est laissé libre.

Concordance des sites du réseau cristallin

Pour le critère de concordance des plans, l'angle de désorientation ω est laissé libre. Cependant pour certaines valeurs de cet angle, sous réserve de l'hypothèse de concordance des plans, certains atomes du réseau du nucleus sont déjà en position dans le réseau de la matrice (Fig. 1.8). Cela permet une croissance plus facile de ce nucleus.

La fréquence d'atome en concordance, c'est à dire la fréquence à laquelle les atomes du nucleus sont en place dans le réseau du grain dans lequel il va croître, est liée à l'angle de désorientation ω . Le tableau ci-dessous nous donne les différentes relations répertoriées dans le cas de l'axe $\langle 110 \rangle$. Par exemple pour un angle $\omega = 20.1$, les atomes du nucleus coïncident avec ceux du grain, tous les 33 atomes.

Σ fréquence de coïncidence	ω angle de désorientation	Plage de validité
33a	20.1	17.5 - 22.7
19a	26.5	23.1 - 29.9
27	31.6	28.7 - 34.5
9	38.9	33.9 - 43.9
11	50.5	46.0 - 55.0
41	55.9	53.6 - 58.2
33c	59.0	56.4 - 61.6
3 (Symétrie de maillage)	70.5	61.8 - 79.1
17c	86.6	83.0 - 90.2

Table 1.2. Relations de concordance des sites du réseau cristallins $\Sigma \langle 110 \rangle$
et leur domaine de validité.

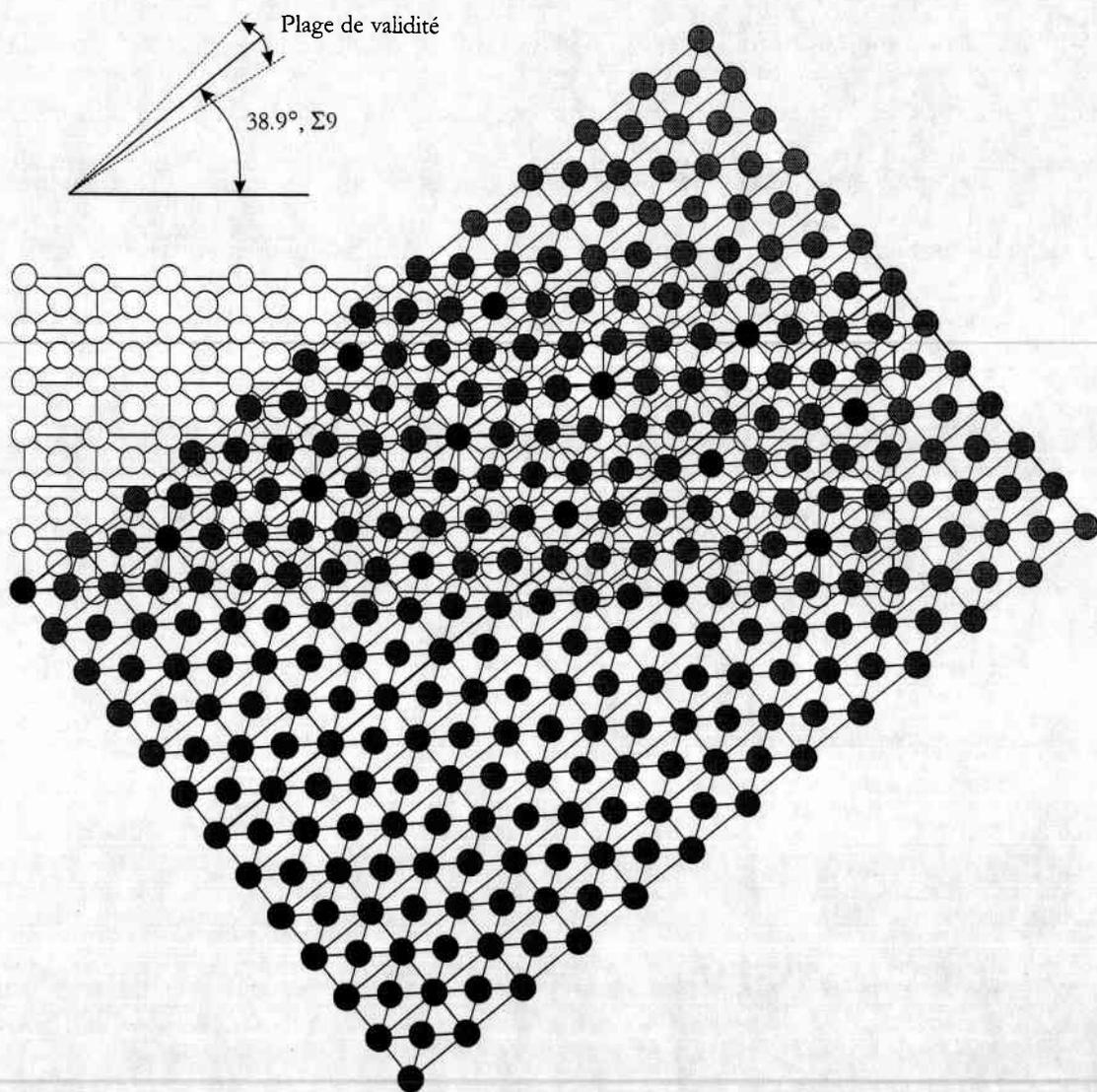


Fig. 1.8. Exemple de coïncidence du réseau cristallin pour le cas d'un matériau cubique centré et une relation $\Sigma 9$ (les atomes en coïncidence sont en noir).

Sélection des variants

La sélection des variants a été introduite en 1992 par Toth et Jonas sur la constatation suivante. Dans les matériaux cubiques faces centrées, la croissance sélective était permise autour des 4 axes $\langle 111 \rangle$. Le grain d'origine crée 8 grains recristallisés et les simulations conduisaient à une texture aléatoire s'il y a équiprobabilité des variants. Alors les auteurs proposèrent une sélection de seulement deux variants. Pour chaque grain, ils choisirent un axe de rotation perpendiculaire au plan de glissement le plus actif. Les deux variants sont obtenus par une rotation positive et négative autour de cet axe.

Le même schéma de sélection des variants a été quant à lui proposé par Urabe et Jonas en 1994 pour les matériaux cubiques centrés. La croissance sélective crée de manière équiprobable 12 grains pour les matériaux cubiques centrés par la rotation autour des axes $\langle 110 \rangle$. Ils proposèrent que la probabilité d'activation de chaque axe soit proportionnelle à l'activité relative du plan de glissement perpendiculaire à celui-ci. Kestens et Jonas (1996) ont repris l'idée originale de Toth et Jonas en proposant qu'un seul axe $\langle 110 \rangle$ soit choisi, celui perpendiculaire au plan de glissement le plus actif.

1.4 AUTRES METHODES DE SIMULATIONS.

L'approches citée précédemment est l'une de celles qui existent. Nous nous sommes proposés de la détailler car elle correspond aux approches que nous allons développer dans les chapitres suivants. Cependant, nous allons donner, dans cette partie, un aperçu des méthodes alternatives. Deux méthodes ont retenu notre attention, il s'agit de la technique des Eléments-Finis et celle de "Monte Carlo".

Cette dernière consiste comme son nom l'indique dans un choix aléatoire d'un nombre entre 0 et 1 que l'on comparera à la probabilité de l'évènement sur lequel on travaille. Van Houtte (1978) a utilisé cette méthode pour simuler le maillage. L'avantage pour ses simulations est de ne pas augmenter le nombre d'orientations cristallines. En effet chacune d'elle est remplacée par une seule au pas de calcul suivant. Le choix de cette nouvelle orientation est proportionnel à l'activité dans les systèmes de maillage du grain. Individuellement, il est clair que le volume transformé peut être supérieur à la moyenne puisque nous transformons tout le volume de l'orientation choisie, mais statistiquement sur l'ensemble du matériau, nous devons retrouver les proportions correctes. D'autres auteurs ont utilisé cette méthode pour simuler la croissance des grains, la recristallisation statique (Radhakrishnan et al., 1998) ou l'influence de certains phénomènes sur la recristallisation dynamique (Peczak et Luton, 1993; Peczak, 1995).

La technique des éléments finis peut aussi être couplée à la simulation de la recristallisation dynamique. Yanagimoto et al. (1998) propose une formulation incrémentale. Il obtient comme résultats les courbes contrainte-déformation ainsi que la taille des grains. A chaque incrément de déformation, il recalcule la densité de dislocations en chaque point de Gauss en fonctions de l'écroissage, la restauration dynamique et la recristallisation dynamique.

L'un des avantages de cette deuxième technique est de pouvoir prendre en compte explicitement les désorientations entre les grains recristallisés et la matrice déformée. Malheureusement, ceci n'est pas applicable dans le cas de la discrétisation des orientations dans l'espace d'Euler car des grains voisins dans le matériau réel peuvent ne pas l'être dans l'espace des orientations.

CHAPITRE 2

EQUATION DE COMPORTEMENT ET MODELE AUTO-COHERENT

2.1. INTRODUCTION

Dans les matériaux polycristallins, la distribution des contraintes et des déformations varie d'un grain à l'autre. Cette hétérogénéité est provoquée par les orientations et les formes différentes des grains. Sachs (1928) en premier proposa un modèle pour résoudre ce problème. Le principe repose sur l'hypothèse d'homogénéité des contraintes σ_{ij} dans tout le polycristal. Ce modèle ne vérifie pas les conditions de compatibilité entre les grains.

Taylor (1939) et Bishop-Hill (1951) proposèrent une approche différente en considérant la déformation homogène dans tous les grains. Compte tenu de cette hypothèse, les conditions de compatibilité sont vérifiées alors qu'un déséquilibre des contraintes à la frontière des grains apparaît.

Cependant, deux formes de ce modèle sont toujours largement utilisées pour simuler la déformation plastique des polycristaux : le modèle totalement contraint (Full Constraint, FC) où la déformation est supposée uniforme ou le modèle relaxé (Relaxed Constraint, RC) où certaines composantes de la déformations sont laissées libres, Honnef et Mecking (1978). Le dernier modèle permet de modéliser l'hétérogénéité de déformation due à l'anisotropie des formes de grain.

Il est important de bien décrire l'interaction entre le grain et la matrice pour que le schéma de transition micro-macro soit valide. Premièrement transféré de la physique à la mécanique par Kröner (1958, 1961), le schéma auto-cohérent considère que chaque grain est inclus dans un milieu homogène équivalent dont le comportement est celui du matériau macroscopique. Pour les petites déformations, le schéma auto-cohérent a reçu de nombreux développements (Hill, 1965 ; Hutchinson, 1970 ; Berveiller et Zaoui, 1980). Pour les grandes déformations, Molinari et al. (1987) ont développé le schéma viscoplastique

auto-cohérent. Des modifications ont été ensuite apportées afin de calibrer les résultats de ce code sur les éléments finis (Molinari et Tóth, 1994). Ce dernier modèle ainsi que celui de Taylor (FC) ont été utilisés dans notre approche de la déformation pour le calcul de la recristallisation dynamique. Les considérations suivantes ont été décrites de manière plus détaillée par Molinari (1997).

2.2. EQUATIONS DE COMPORTEMENT POUR LES MONOCRISTAUX.

Le comportement du monocristal est considéré viscoplastique. Les déformations élastiques sont négligées car les déformations sont supposées grandes et le chargement est monotone. L'écroutissage est négligé car il apparaît comme faible lors d'expériences de torsion à chaud aux grandes déformations. Les lettres capitales Σ , D , S et A représentent des quantités macroscopiques à l'échelle du polycristal alors que les minuscules σ , d , s et a sont utilisées pour les grandeurs microscopiques. Σ et σ représentent les contraintes de Cauchy, D et d , les vitesses de déformations, S et s , les contraintes déviatoriques et A et a seront des modules viscoplastiques de raideur du 4^{ème} ordre.

2.2.1. CALCUL DU TENSEUR DES DEFORMATION

La vitesse de cisaillement plastique $\dot{\gamma}^{(s)}$ d'un système de glissement (s) est donnée par la loi puissance suivante :

$$\frac{\tau^{(s)}}{\tau_0^{(s)}} = \frac{\dot{\gamma}^{(s)}}{\dot{\gamma}_0} \left(\frac{\dot{\gamma}^{(s)}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{m-1}, \quad (\text{II.1})$$

où $\tau_0^{(s)}$ et $\tau^{(s)}$ sont, respectivement, la contrainte de référence et la contrainte résolue sur le système de glissement (s) et m , la sensibilité à la vitesse de déformation. $\tau^{(s)}$ est donné par :

$$\tau^{(s)} = b_i^{(s)} n_j^{(s)} s_{ij} = r_{ij}^{(s)} s_{ij}, \quad (\text{II.2})$$

où $n^{(s)}$ et $b^{(s)}$ sont, respectivement, la normale au plan de glissement et la direction de glissement caractérisant un système de glissement (s). $r_{ij}^{(s)}$ est le facteur d'orientation ou tenseur de Schmid, s'exprimant en fonction de $n^{(s)}$ et $b^{(s)}$ de la manière suivante :

$$r_{ij}^{(s)} = \frac{1}{2} (b_i^{(s)} n_j^{(s)} + b_j^{(s)} n_i^{(s)}). \quad (\text{II.3})$$

La vitesse de déformation est donnée par :

$$d_{ij} = \sum_s \dot{\gamma}^{(s)} r_{ij}^{(s)}. \quad (\text{II.4})$$

Compte tenu des relations précédentes (II.1-4), la loi de comportement du monocristal s'exprime sous la forme d'une relation non linéaire reliant la vitesse de déformation et le déviateur des contraintes de Cauchy :

$$\frac{d_{ij}}{\dot{\gamma}^0} = \sum_s r_{ij}^{(s)} \frac{(r_{kl}^{(s)} s_{kl})}{\tau_0^{(s)}} \left(\frac{|r_{pq}^{(s)} s_{pq}|}{\tau_0^{(s)}} \right)^{\frac{1}{m}-1}. \quad (\text{II.5})$$

L'écroutissage microscopique peut être introduit dans la loi de comportement en définissant une loi d'évolution de la contrainte de référence $\tau_0^{(s)}$.

La loi d'écoulement peut s'écrire sous la forme :

$$s_{ij} = \frac{\partial g}{\partial d_{ij}}(d_{ij}), \quad (\text{II.6})$$

où $g(\underline{d})$ est une fonction strictement convexe. De cette équation, nous obtenons la définition du module viscoplastique de raideur tangent :

$$a_{ijkl}^t = \frac{\partial g(\underline{d})}{\partial d_{ij} \partial d_{kl}}. \quad (\text{II.7})$$

Le module viscoplastique de raideur sécant est par définition :

$$a_{ijkl}^s = \frac{1}{m} a_{ijkl}^t. \quad (\text{II.8})$$

La loi d'écoulement peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\underline{s} = \underline{a}^s : \underline{d}. \quad (\text{II.9})$$

2.2.2. CALCUL DU TENSEUR VITESSE DE ROTATION

La vitesse de rotation du réseau cristallographique est déduite de la vitesse de rotation totale et de la vitesse de rotation plastique par la formule :

$$\omega^* = \omega - \omega^p, \quad (\text{II.10})$$

où :

$$\omega = \frac{1}{2}(l - l^T),$$

$$\omega^p = \frac{1}{2}(b_i^{(s)} n_j^{(s)} - b_j^{(s)} n_i^{(s)}) \dot{\gamma}^{(s)}. \quad (\text{II.11})$$

l représente le gradient de la vitesse (v) défini par :

$$l = \text{grad}(v). \quad (\text{II.12})$$

2.3. EQUATION DE COMPORTEMENT POUR LES POLYCRISTAUX ET SCHEMA AUTO-COHERENT

Après avoir défini les équations de comportement du monocristal, le comportement du polycristal va être établi à partir d'une approche micro-macro. La démarche la plus adaptée à cette transition est l'approche auto-cohérente. Chacun des grains peut être assimilé à une inclusion ellipsoïdale plongée dans un milieu homogène équivalent (Fig. 2.1). Le milieu homogène équivalent a le comportement du milieu polycristallin.

2.3.1 PRINCIPE DE L'INCLUSION D'ESHELBY

La loi d'interaction qui relie la différence de contrainte et la différence de vitesse de déformation respectivement entre l'inclusion et la matrice (Fig. 2.1) dépend de l'approximation pseudo-linéaire de la loi de comportement de la matrice. Molinari et Tóth utilisent une approximation affine (II.13) permettant à la fois de calibrer leur modèle sur les éléments finis (introduction du paramètre α) mais aussi d'obtenir toutes les approches précédentes (à savoir les modèles : statique, tangent, sécant, Taylor).

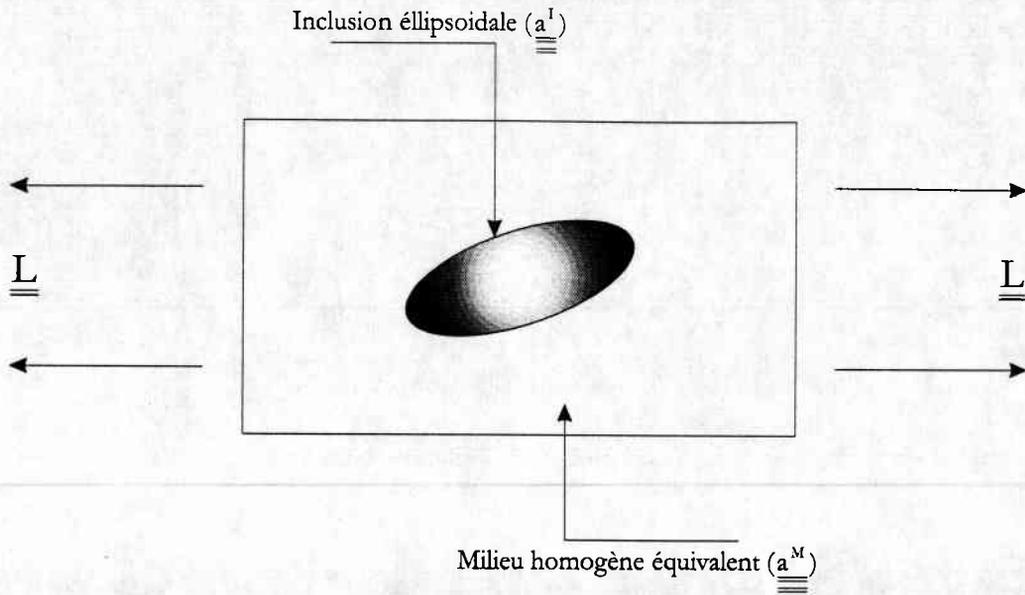


Figure 2.1. Représentation schématique d'une inclusion.

L'approximation de la loi de comportement de la matrice retenue est la suivante :

$$\underline{s} = \alpha \underline{a}_{\underline{M}}^s(\underline{D}) : \underline{d} + \underline{S}_{\alpha}^0(\underline{D}). \quad (\text{II.13})$$

où α est le paramètre de calibrage, $\underline{S}_{\alpha}^0(\underline{D})$ est la contrainte extrapolée à $\underline{d} = 0$, et $\underline{a}_{\underline{M}}^s(\underline{D})$

le module sécant de la matrice.

De ce fait, la loi d'interaction obtenue est :

$$\underline{s}^I - \underline{S} = \alpha \left[\underline{a}_{\underline{M}}^s(\underline{D}) - \left(\underline{R}_{\underline{M}}^s(\underline{D}) \right)^{-1} \right] : (\underline{d}^I - \underline{D}). \quad (\text{II.14})$$

où $\underline{R}_{\underline{M}}^s(\underline{D})$ dépend des fonctions de Green associées au module sécant $\underline{a}_{\underline{M}}^s(\underline{D})$ de la matrice et de la forme de l'inclusion.

Suivant les valeurs de α , la loi d'interaction (Fig. 2.2) permet de retrouver les approches classiques :

$\alpha = 0$	Modèle statique ($\underline{s}^I = \underline{S}$)
$\alpha = m$	Modèle tangent
$\alpha = 1$	Modèle sécant
$\alpha = +\infty$	Modèle de Taylor ($\underline{d}^I = \underline{D}$)

Il a été montré en comparant les résultats du modèle ci-dessus avec les éléments finis que le paramètre α dépendait uniquement de la sensibilité à la vitesse de déformation m au travers de l'expression suivante dans le cas des inclusions sphériques :

$$\alpha = 1 - 0.4(m-1)^2. \quad (\text{II.15})$$

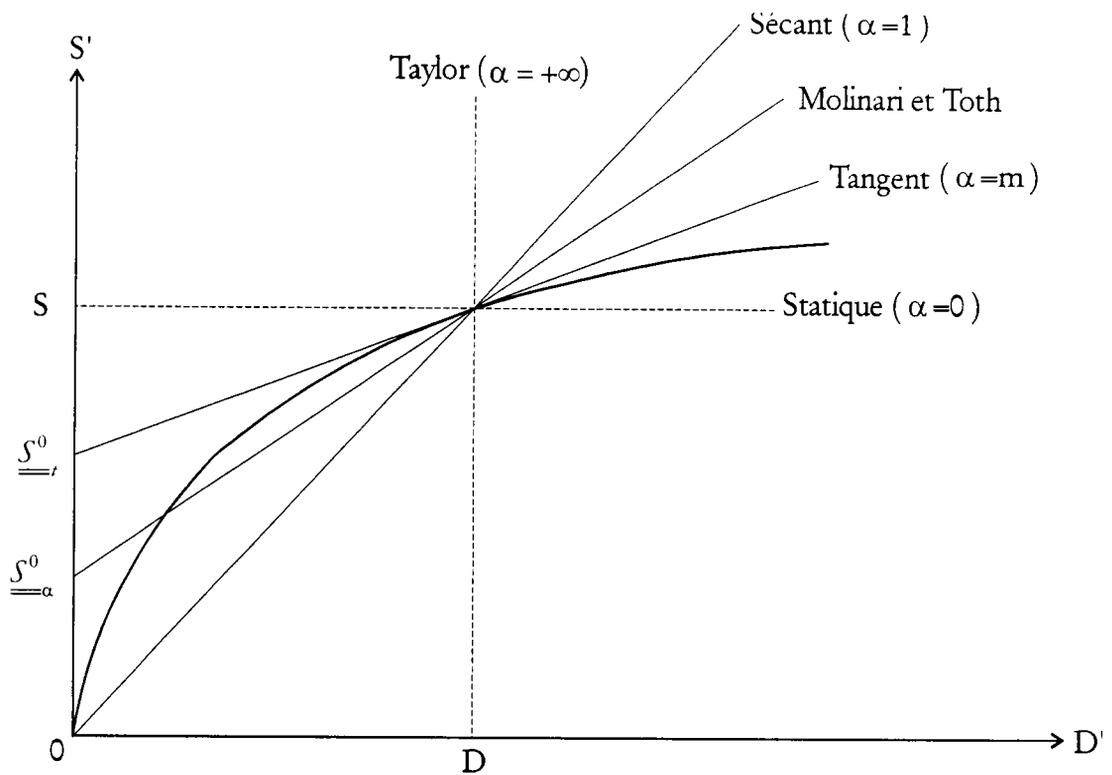


Figure 2.2. Représentation schématique des différentes approches possibles par la modélisation de Molinari et Tóth (1994).

2.3.2. EQUATION POUR LE POLYCRISTAL

Le milieu est soumis à un gradient de vitesse appliqué à l'infini :

$$\underline{\underline{L}} = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad (L_{ij} = V_{i,j}). \quad (\text{II.16})$$

L'élasticité étant négligée, la condition d'incompressibilité conduit à :

$$\text{tr}\underline{\underline{L}} = \text{tr}\underline{\underline{D}} = 0. \quad (\text{II.17})$$

La loi d'écoulement du grain s'écrit comme précédemment sous la forme :

$$s_{ij} = \frac{\partial g^{(g)}}{\partial d_{ij}}(\underline{\underline{d}}), \quad (\text{II.18})$$

et donc le module viscoplastique de raideur tangent est :

$$a_{ijkl}^{(g)t} = \frac{\partial^2 g^{(g)}}{\partial d_{ij} \partial d_{kl}}. \quad (\text{II.19})$$

Hutchinson (1976) démontra que pour un ensemble de grains rigides viscoplastique possédant un potentiel de contrainte $g^{(g)}(\underline{\underline{d}})$, un potentiel de contrainte macroscopique $G(\underline{\underline{D}})$ peut être défini de la manière suivante :

$$\begin{aligned} G &= \langle g^{(g)} \rangle, \\ \underline{\underline{S}} &= \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{D}}}(\underline{\underline{D}}). \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

$\langle \bullet \rangle$ représente la moyenne volumique sur tous les grains. De façon similaire, un potentiel de vitesse de déformation peut être défini :

$$\begin{aligned} F &= \langle f^{(g)} \rangle, \\ \underline{\underline{D}} &= \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{S}}}(\underline{\underline{S}}). \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

De même manière que dans le paragraphe 3.1, le comportement du milieu homogène équivalent est décrit par la loi proposé par Molinari et Tóth :

$$\underline{\underline{s}} = \alpha \underline{\underline{A}}_{\underline{\underline{M}}}^s(\underline{\underline{D}}) : \underline{\underline{d}} + \underline{\underline{S}}_{\alpha}^0(\underline{\underline{D}}). \quad (\text{II.22})$$

$\underline{\underline{A}}_{\underline{\underline{M}}}^s(\underline{\underline{D}})$ est le module sécant viscoplastique de raideur du polycristal fonction de la vitesse de déformation macroscopique $\underline{\underline{D}}$.

$$\underline{\underline{A}}_{ijkl}^s(\underline{\underline{D}}) = n A_{ijkl}^t(\underline{\underline{D}}) = n \frac{\partial^2 G}{\partial D_{ij} \partial D_{kl}}(\underline{\underline{D}}). \quad (\text{II.23})$$

$\underline{\underline{S}}_{\alpha}^0(\underline{\underline{D}})$ est la contrainte extrapolée à $\underline{\underline{d}} = 0$, définie par la relation suivante :

$$\underline{\underline{S}}_{\alpha}^0(\underline{\underline{D}}) = \underline{\underline{S}} - \alpha \underline{\underline{A}}_{\underline{\underline{M}}}^s(\underline{\underline{D}}) : \underline{\underline{D}}. \quad (\text{II.24})$$

La loi d'interaction obtenue est :

$$\underline{\underline{s}}^{(g)} - \underline{\underline{S}} = \alpha \left[\underline{\underline{A}}_{\underline{\underline{M}}}^s(\underline{\underline{D}}) - \left(\underline{\underline{R}}^{(g)s}(\underline{\underline{D}}) \right)^{-1} \right] : (\underline{\underline{d}}^{(g)} - \underline{\underline{D}}), \quad (\text{II.25})$$

avec

$$\underline{\underline{R}}_{\underline{\underline{M}}}^{(g)s}(\underline{\underline{D}}) = - \left[\int_{\underline{\underline{g}}} G_{ik,jl}^s(\underline{\underline{x}} - \underline{\underline{x}}') d\underline{\underline{x}}' \right]_{(ij)(kl)}. \quad (\text{II.26})$$

Elle lie la déviation des contraintes à celles des vitesses de déformation. Les notations suivantes sont utilisées : $(\bullet)_{,j} = \frac{\partial(\bullet)}{\partial x_j}$ et (ij) signifie que la symétrisation est faite par rapport aux indices i et j . G_{ij} sont les fonctions de Green modifiées, associées aux modules sécants A_{ijkl}^s de la matrice.

2.3.3. APPROCHE AUTO-COHERENTE

La réponse macroscopique du polycristal est entièrement liée au module de raideur viscoplastique $\underline{\underline{A}}^s(\underline{\underline{D}})$ défini dans la section 3.2. La loi d'écoulement de la matrice peut s'écrire sous la forme :

$$\underline{\underline{S}} = \underline{\underline{A}}^s(\underline{\underline{D}}) : \underline{\underline{D}}. \quad (\text{II.27})$$

Notre but est de déterminer $\underline{\underline{A}}^s(\underline{\underline{D}})$ par le biais d'une approche auto-cohérente. En combinant la relation précédente avec les deux relations ci-dessous :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{s}}^{(g)} &= \underline{\underline{a}}^{(g)s}(\underline{\underline{d}}^{(g)}) : \underline{\underline{d}}^{(g)}, \\ \underline{\underline{s}}^{(g)} - \underline{\underline{S}} &= \alpha \left[\underline{\underline{A}}^s(\underline{\underline{D}}) - \left(\underline{\underline{R}}^{(g)s}(\underline{\underline{D}}) \right)^{-1} \right] : (\underline{\underline{d}}^{(g)} - \underline{\underline{D}}), \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

Nous obtenons la loi de localisation :

$$\underline{\underline{d}}^{(g)} = \underline{\underline{A}}^{(g)} : \underline{\underline{D}}, \quad (\text{II.29})$$

où le tenseur de localisation $\underline{\underline{A}}^{(g)}$ est défini par :

$$\underline{\underline{A}}^{(g)} = \left[\underline{\underline{a}}^{(g)s} - \alpha \underline{\underline{A}}^s + \alpha \left(\underline{\underline{R}}^{(g)s} \right)^{-1} \right]^{-1} : \left[(1-\alpha) \underline{\underline{A}}^s + \alpha \left(\underline{\underline{R}}^{(g)s} \right)^{-1} \right]. \quad (\text{II.30})$$

Dans cette expression, $\underline{\underline{a}}^{(g)s}$ et $\underline{\underline{A}}^s$ sont respectivement fonction de $\underline{\underline{d}}^{(g)}$ et $\underline{\underline{D}}$.

Hill (1972) a montré que les contraintes macroscopiques étaient liées à la moyenne volumique des contraintes microscopiques :

$$\underline{\underline{S}} = \langle \underline{\underline{s}}^{(g)} \rangle. \quad (\text{II.31})$$

En introduisant les relations (II.29) et (II.28) dans l'équation (II.31) nous obtenons :

$$\underline{\underline{S}} = \langle \underline{\underline{a}}^{(g)s} : \underline{\underline{A}}^{(g)} \rangle : \underline{\underline{D}}. \quad (\text{II.32})$$

Ceci permet de définir le module macroscopique viscoplastique de raideur sécant :

$$\underline{\underline{A}}^s = \frac{1}{m} \underline{\underline{A}}^t = \langle \underline{\underline{a}}^{(g)s} : \underline{\underline{A}}^{(g)} \rangle. \quad (\text{II.33})$$

Le principe général de calcul de $\underline{\underline{A}}^s$ est le suivant. Nous introduisons les équations (II.28) et (II.29) dans (II.33) pour obtenir une équation non linéaire dont la seule inconnue est $\underline{\underline{A}}^s$. Elle sera calculée par une méthode itérative.

CHAPITRE 3

**MODELISATION DE LA
RECRISTALLISATION
DYNAMIQUE**

3.1. INTRODUCTION

Dans les études réalisées par Kestens et Jonas (1996) ou Baczynski et Jonas (1998), l'application des deux procédures de recristallisation (génération de la texture de nucléation et croissance de celle-ci) est menée sur un nombre constant de grain représentant le polycristal. La texture de nucléation est générée à partir des orientations existantes en utilisant l'équation (Eq. I.1). La fraction des grains est modifiée conformément à l'équation (Eq. I.7). Les orientations des grains sont suivies dans l'espace d'Euler (description lagrangienne de l'évolution de la texture). La texture de nucléation joue donc un rôle très important dans cette approche car elle est constituée des mêmes orientations que la texture de déformation. La désorientation entre chaque grain de l'échantillon doit être calculée afin de savoir qu'elle est la possibilité d'application de la croissance orientée ou sélective pour chaque paire de grains. Cette procédure requière de long temps de calcul dû au problème de symétrie cubique (Gourdet *et al.*, 1998). Un autre point faible de cette approche est que seule la part de texture de nucléation correspondante à la texture de déformation est bien représentée. Beaucoup d'autres orientations dans l'espace d'Euler sont ignorées, interdisant donc leur évolution.

Dans notre travail, le nombre d'orientations est constant. Seules leurs fractions volumiques respectives sont changées à chaque pas de calcul grâce au schéma de transfert de volume.

En premier lieu, nous allons décrire comment nous avons implanter dans le programme la recristallisation dynamique en utilisant la technique de transfert de volume. Puis nous vérifierons la validité du programme dans le cas du cisaillement simple à

température ambiante, puis du cisaillement simple en présence de recristallisation dynamique.

3.2. SIMULATION DE LA RECRISTALLISATION DYNAMIQUE A L'AIDE DU SCHEMA DE TRANSFERT DE VOLUME

Le schéma de transfert de volume a été développé par Tomé et al. (1991). Au lieu de représenter le matériau poly-cristallin par un ensemble de grains d'orientation variable, il est représenté par un nombre fixe d'orientations liées au centre de cases constituant un pavage de l'espace d'Euler. La taille de chaque case est choisie de $10^\circ \times 10^\circ \times 10^\circ$ (la première boîte centrée sur : $\varphi_1 = 5^\circ, \varphi = 5^\circ, \varphi_2 = 5^\circ$ représentera tous les grains contenue dans la case par la même orientation). Les angles d'Euler se trouve dans les intervalles $\varphi_1 \in [0^\circ; 360^\circ], \varphi \in [0^\circ; 90^\circ], \varphi_2 \in [0^\circ; 90^\circ]$. La fraction volumique (V_i) rattachée à la case (i) est égale à la fraction volumique des grains dont les orientations se trouvent dans cette case (Fig. 3.1). Pour obtenir la fraction volumique initiale associée à chaque case, il suffit d'intégrer la fonction de distribution des orientations initiale de l'échantillon sur la case correspondante.

La figure 3.1. illustre l'utilisation de l'espace d'Euler pour représentés schématiquement le matériau polycristallin. Les grains sont voisins dans l'espace des orientations, mais pas obligatoirement adjacent dans le matériau. Pendant la simulation de la déformation, plusieurs événements peuvent produire une variation de la fraction volumique. Nous en avons répertoriés trois :

- évolution de la texture à cause du glissement cristallographique (\dot{V}_i^D),
- Recristallisation dynamique du type nucléation orientée et croissance (\dot{V}_i^{ONG}),
- Recristallisation dynamique du type croissance sélective (\dot{V}_i^{SG}).

En conséquence, la vitesse totale de variation de la fraction volumique à l'intérieur de la case i est la somme des trois procédures précédentes :

$$\dot{V}_i = \dot{V}_i^D + \dot{V}_i^{ONG} + \dot{V}_i^{SG} . \quad (\text{III.1})$$

Chacune de ces procédures va être étudiée en détail.

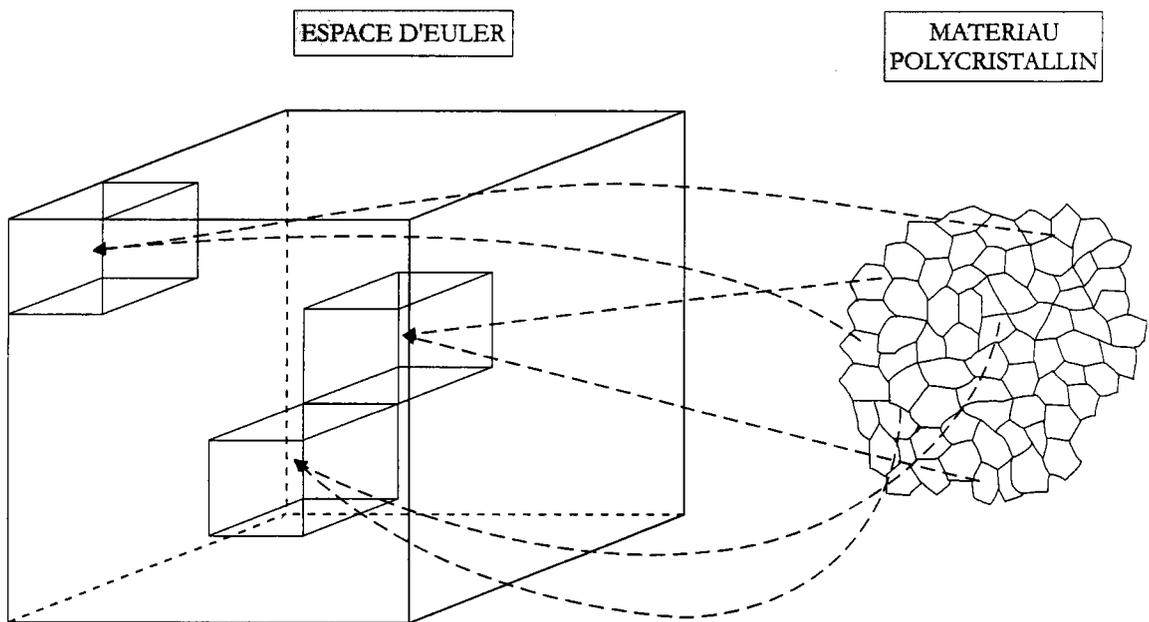


Figure 3.1. Représentation schématique de la partition de l'espace d'Euler

3.2.1. EVOLUTION DUE AUX GLISSEMENTS CRISTALLOGRAPHIQUES

Le glissement cristallographique induit des changements dans l'orientation des grains. Dans le schéma de transfert de volume (Fig. 3.2), cet effet est simulé par un déplacement rigide de chaque case (évolution de l'orientation) le long d'une ligne de courant qui passe par le centre de celles-ci. La case ④ se trouve translattée en (4') et déborde seulement sur les cases immédiatement voisines (①, ② et ③) car les incréments de

déformations sont pris suffisamment petits. Cette translation est calculée grâce au modèle auto-cohérent ou celui de Taylor, en considérant l'évolution de l'orientation correspondante au centre de la case ④.

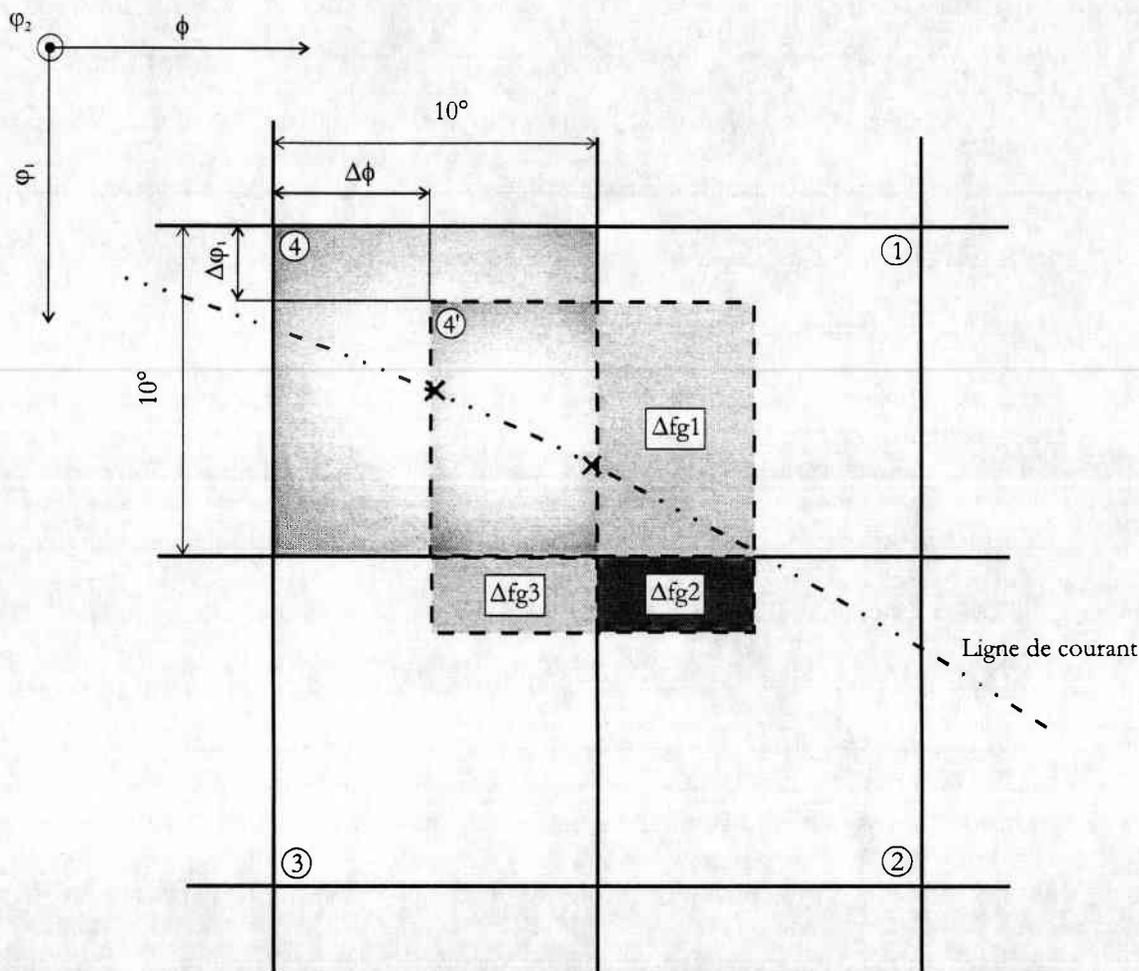


Figure 3.2. Représentation schématique de la variation de volume d'une case due à la déformation $\Delta\varepsilon$ dans le schéma de transfert de volume.

A chaque incrément de déformation, $\Delta\varepsilon$, les fractions volumiques, proportionnelles au volume translaté dans les cases voisines ($\Delta fg1$, $\Delta fg2$, $\Delta fg3$) sont transférées. La technique est Eulérienne car l'orientation d'un grain n'est pas suivie dans cette procédure.

3.2.2. NUCLEATION ORIENTEE ET CROISSANCE

Pendant la déformation plastique, la densité de dislocations s'accroît conduisant à une augmentation de l'énergie emmagasinée dans le grain. Le taux d'énergie plastique est un paramètre naturel pour rendre compte de cette énergie stockée. Elle varie d'une case à l'autre et est obtenue à partir de l'équation (I.7) donnée dans le chapitre 1. Sa distribution dans l'espace d'Euler est montrée sur la figure 3.4. Nous pouvons constater que cette figure est très semblable à celle correspondante au facteur de Taylor présentée dans le chapitre 1. La seule différence étant l'échelle de valeur.

Suivant la même hypothèse que celle présentée dans le chapitre 1 (comparaison de la Fig. 1.3 et de la Fig. 3.4), les grains possédant un faible taux d'énergie plastique permettront à des nuclei ayant à peu près la même orientation que leurs grains parents de se développer. Ces nuclei sont principalement situés près du joint de grain et croissent à une vitesse donnée, créant ainsi le phénomène de structure en "collier" (Fig.3.3. : *necklace structure*) étudié récemment en détail par Ponge et Gottstein (1998). Dans le schéma de transfert de volume, nous augmentons la fraction volumique de la case correspondant aux grains parents car l'orientation entre les nuclei et ceux-ci est la même dans la présente modélisation. Les changements dans les fractions volumiques des cases sont effectués en adoptant une loi pour la vitesse de croissance des nuclei. Il n'est pas nécessaire d'avoir recours à une texture de nucléation du fait qu'aucune nouvelle orientation n'est créée dans cette approche.

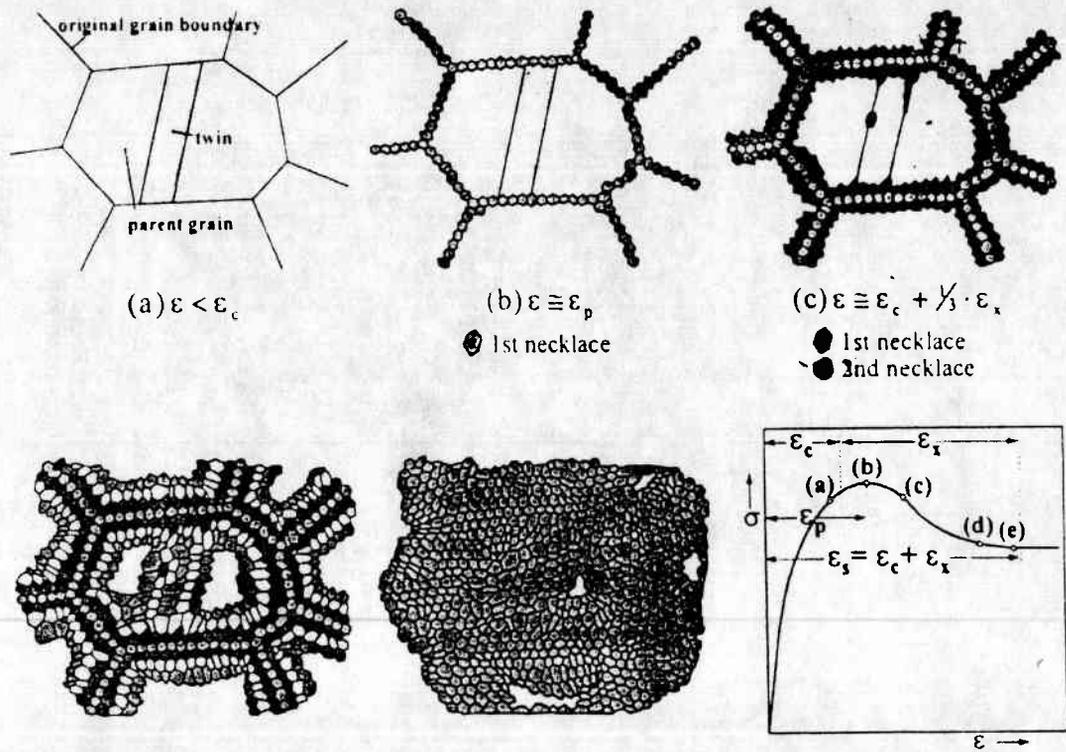
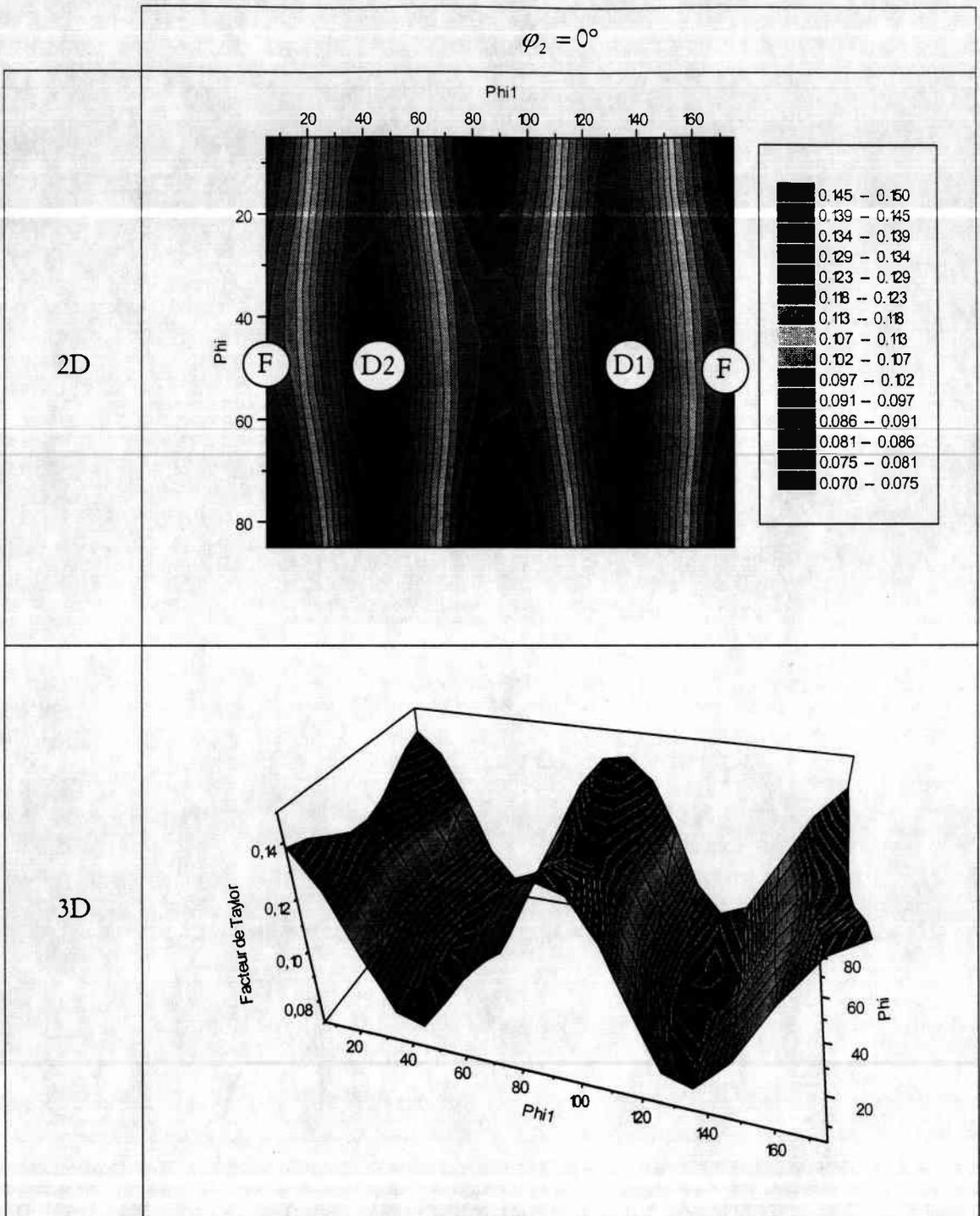


Figure 3.3. Représentation schématique de l'évolution de la microstructure consécutive à la formation "collier" (Ponge et Gottstein, 1998).

La vitesse de croissance d'un nucleus \dot{V}_i^{ONG} est contrôlée par le taux d'énergie plastique et est décrite par la distribution en demi-gaussienne (Fig. 3.5) suivante :

$$\dot{V}_i^{ONG} = V_i \dot{\gamma}_{max}^{ONG} e^{-\left(\frac{\dot{E}(g_i) - \dot{E}_{min}}{\delta}\right)^2} \quad (III.2)$$

$\dot{\gamma}_{max}^{ONG}$ est la vitesse de croissance maximale, V_i la fraction volumique et $\dot{E}(g_i)$ est le taux d'énergie plastique d'une cellule dont le centre est à l'orientation g_i , \dot{E}_{min} le taux d'énergie plastique minimale et δ la moitié de l'épaisseur de la gaussienne.



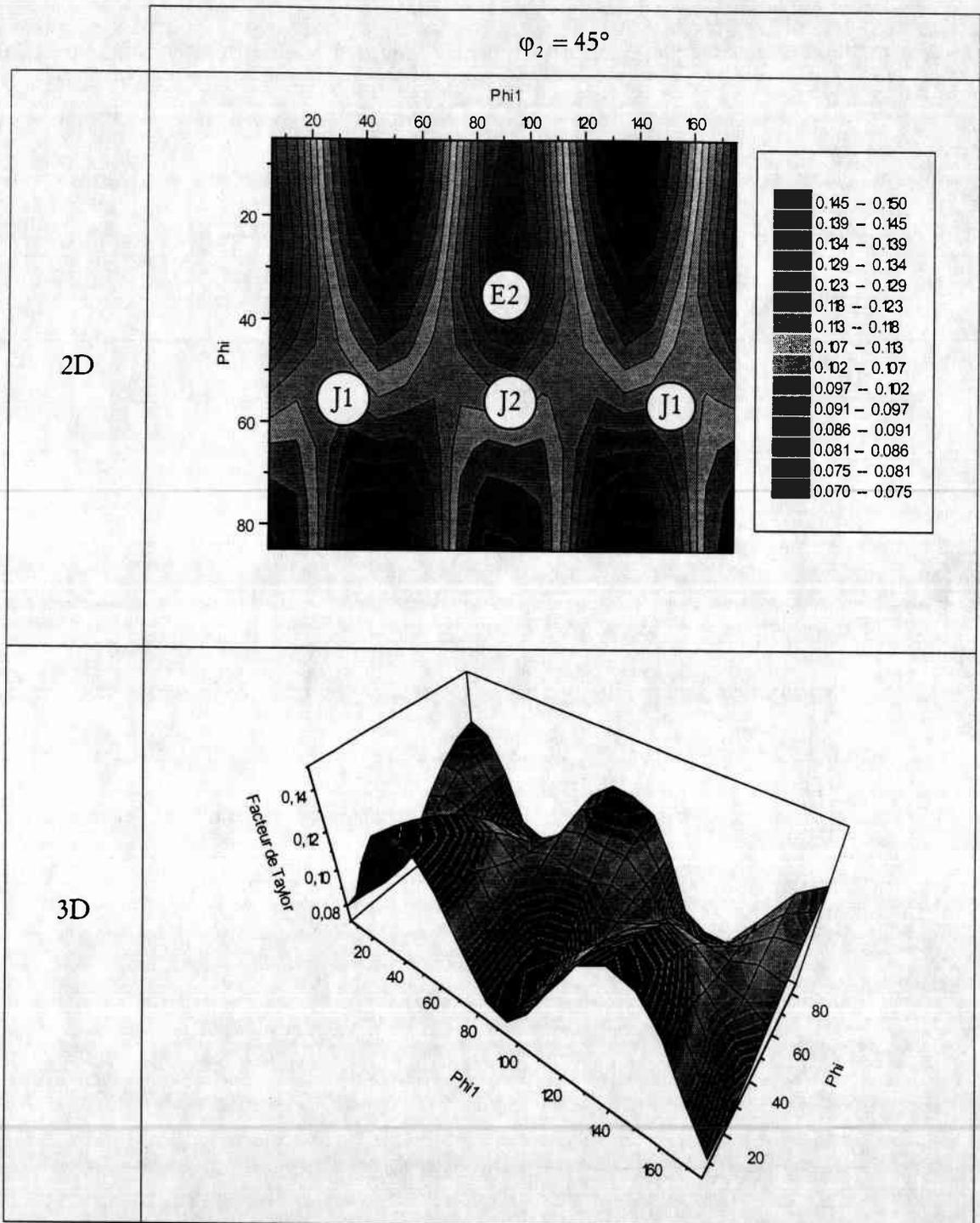


Figure 3.4. Représentation dans l'espace d'Euler du taux d'énergie plastique dans le cas d'une simulation en torsion d'un acier Ti IF avec le modèle de Taylor

Dans les simulations présentées dans le chapitre 3.5.2, la recristallisation dynamique ne débute que lorsque la déformation équivalente $\varepsilon = 0.75$ est atteinte (Cette valeur a été déduite par Baczynski et Jonas (1998) de leurs expériences. Cela correspond à peu de chose au pic de la courbe contrainte-déformation). Aux déformations supérieures, la vitesse de nucléation orientée dans chaque case de l'espace des orientations est calculée grâce à l'équation III.1. La nouvelle fraction volumique produite par DRX est donnée pour chaque orientation par :

$$\Delta V_i^{ONG} = \dot{V}_i^{ONG} \Delta t, \quad (\text{III.2})$$

où Δt est l'incrément de temps. Cet incrément de volume est ajouté à celui de la case. Une re-normalisation des volumes relatifs de toutes les cases de l'espace d'Euler est alors effectuée afin de garder le volume total du spécimen constant. Dans les simulations de recristallisation dynamique, il est utile de contrôler la vitesse totale de Nucléation Orientée et Croissance (appelé : R^{ONG}) car c'est un paramètre que nous pouvons déduire de l'expérience ;

$$R^{ONG} = \frac{1}{\Delta \gamma} \sum_{i=1}^N \Delta V_i^{ONG}, \quad (\text{III.3})$$

où N est le nombre total de case et $\Delta \gamma$ l'incrément de déformation. Il est commode d'imposer R^{ONG} au premier incrément de DRX. Le paramètre $\dot{\gamma}_{\max}^{ONG}$ correspondant peut alors être calculé avec l'aide de (Eq. III.1) et vaut :

$$\dot{\gamma}_{max}^{ONG} = \dot{\gamma} \frac{R^{ONG}}{\sum_{i=1}^N V_i e^{-\left(\frac{\dot{E}(g_i) - \dot{E}_{min}}{\delta}\right)^2}} \quad (III.4)$$

La valeur de $\dot{\gamma}_{max}^{ONG}$ obtenue de cette manière est alors par hypothèse prise constante durant toute la simulation dans l'équation III.1.

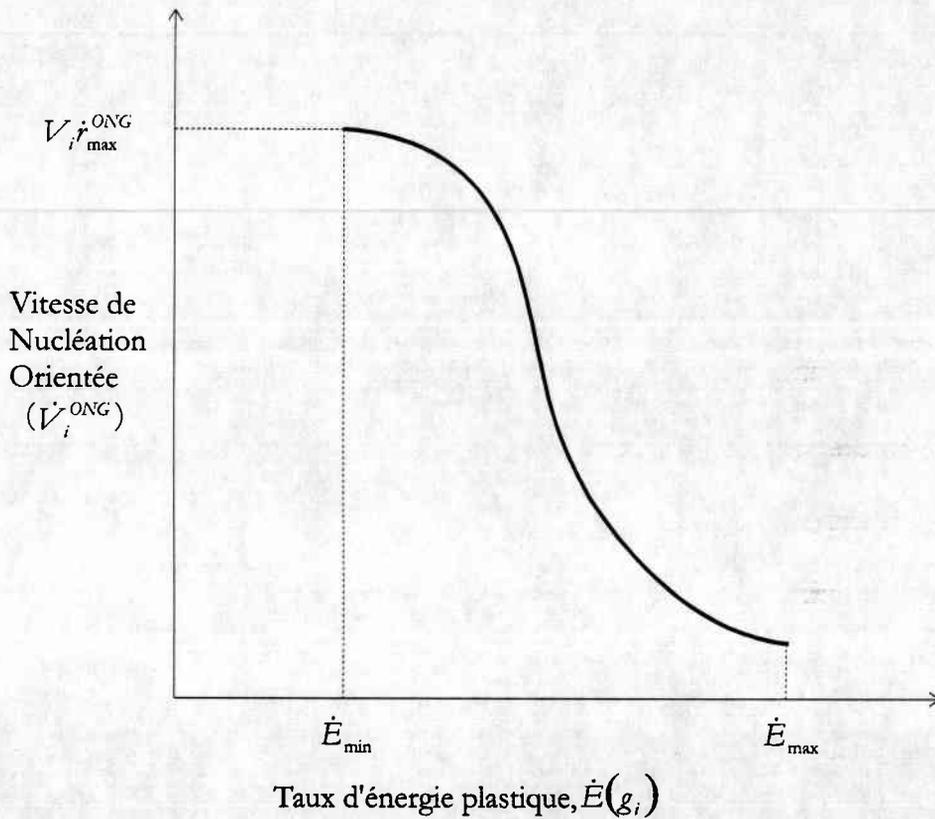


Figure 3.5. Distribution gaussienne servant à décrire la dépendance de la vitesse de croissance associée à la nucléation orientée en fonction du taux d'énergie plastique.

3.2.3. CROISSANCE SELECTIVE

La croissance sélective est caractérisée par la croissance préférentielle de nuclei ayant une désorientation particulière par rapport à la matrice. Dans ce cas, la croissance du nucleus fait décroître le volume d'un grain de la matrice et fait augmenter son propre

volume. Comme la texture est représentée par des cases dans l'espace des orientations, la procédure de recristallisation correspond au transfert d'un certain volume (correspondant au volume du nucleus) d'une case à une autre (Fig. 3.6.). Pour mener à bien cette opération, il suffit de connaître l'axe et l'angle de rotation afin de pouvoir spécifier la case "j" dans laquelle est transférée une fraction de la case "i" due à la croissance sélective.

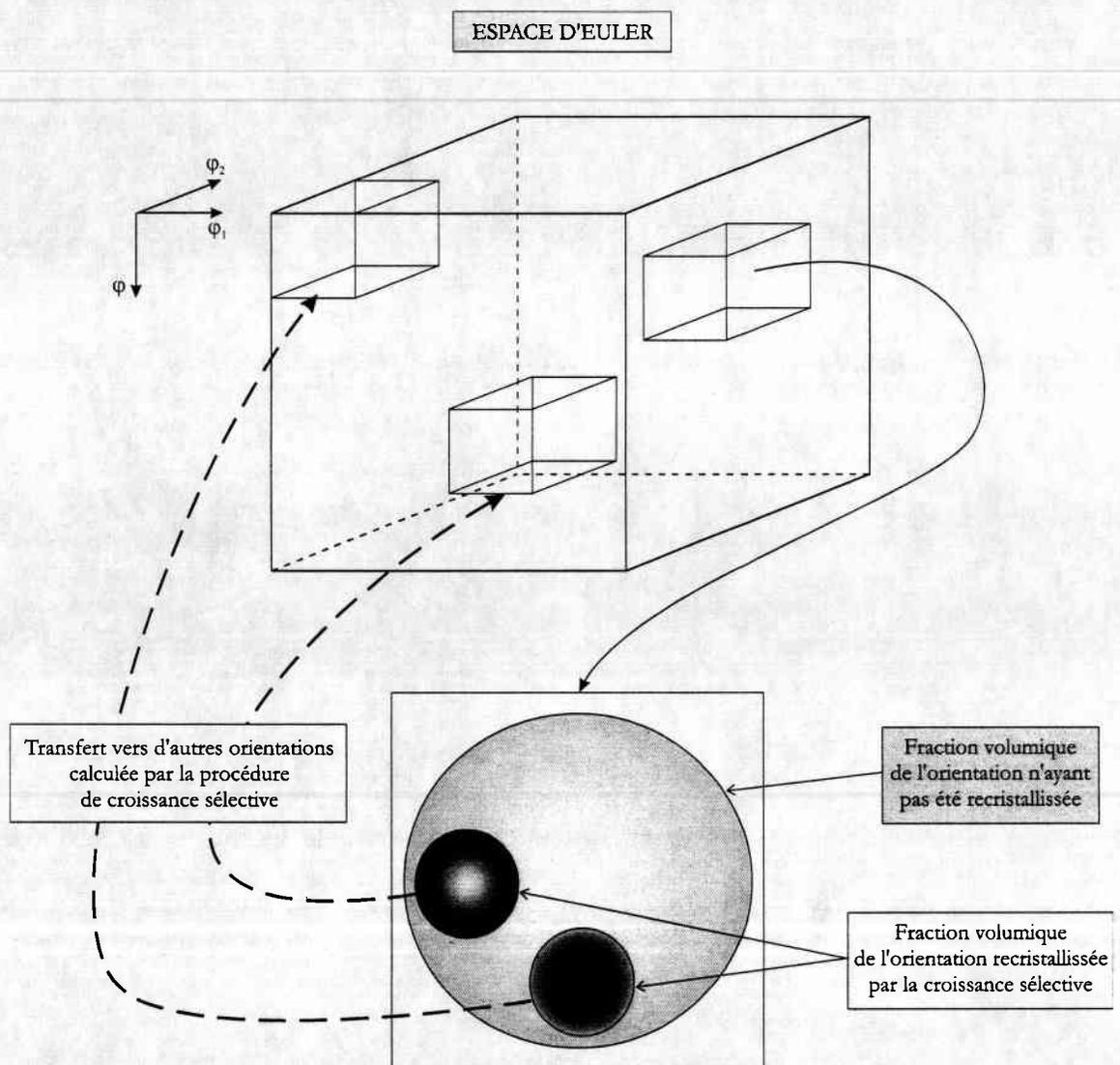


Figure 3.6. Représentation schématique de la croissance sélective appliquée au schéma de transfert de volume.

La croissance sélective dans les matériaux cubiques centrés peut être décrite en terme de rotations autour de l'axe $\langle 110 \rangle$ qui est commun au nucleus et au grain qui va être

consommé. Deux approches différentes ont été développées pour déterminer l'angle de rotation : i) la théorie de coïncidence des sites du réseau (*Coincidence site lattice* : CSL) ; ou ii) la théorie de concordance des plans (*Plane matching*: PM). Dans le cas du CSL, une simple rotation de $\omega = 27^\circ$ ($\Sigma = 19$) a été employée (voir chapitre 1). Celle-ci peut être positive ou négative.

La théorie de concordance des plans impose une plage de rotation plus grande. Cependant les rotations qui correspondent au déplacement des frontières de grain de faible désorientation ($\pm 20^\circ$) sont exclues. Cela conduit à un intervalle pour ω de $20^\circ \leq \omega \leq 160^\circ$ et $200^\circ \leq \omega \leq 340^\circ$. La plage de non rotation aux alentours de $\omega = 180^\circ$ est nécessaire à cause de la symétrie cubique du matériau (Gourdet *et al.*, 1998).

A cause des 6 axes $\langle 110 \rangle$ équivalent dans les cristaux cubiques, l'utilisation de la rotation positive et négative donne la possibilité à 12 nucleus différents de croître à l'intérieur d'un grain. Cependant, une telle equi-probabilité des 12 nucleus conduirait à une texture très aléatoire, ce qui est contraire aux observations expérimentales. La sélection variante proposée originellement par Toth et Jonas (1984) est alors employée ici. Elle favorise l'axe de rotation associé au plan contenant la vitesse de cisaillement la plus forte.

Durant la croissance sélective, le nucleus croît dans un grain matrice avec une vitesse qui dépend du taux d'énergie plastique du grain. La force motrice de ce processus augmente avec la différence énergétique entre le grain parent et le grain matrice. A cause du manque d'informations détaillées, nous avons pris une loi linéaire (Fig. 3.7) pour relier la vitesse de croissance sélective au taux d'énergie plastique. La relation retenue est alors la suivante :

$$\dot{V}_j^{SG} = V_i \dot{\gamma}_{max}^{SG} \frac{\dot{E}(g_i) - \dot{E}_{min}}{\dot{E}_{max} - \dot{E}_{min}}, \quad (\text{III.5})$$

où \dot{r}_{\max}^{SG} est la vitesse de croissance maximale, et \dot{E}_{\max} et \dot{E}_{\min} sont les valeurs maximales et minimales, respectivement, du taux d'énergie plastique. La nouvelle fraction volumique produite par la croissance sélective d'un nucleus est obtenue alors :

$$\Delta V_j^{SG} = \dot{V}_j^{SG} \Delta t. \quad (\text{III.6})$$

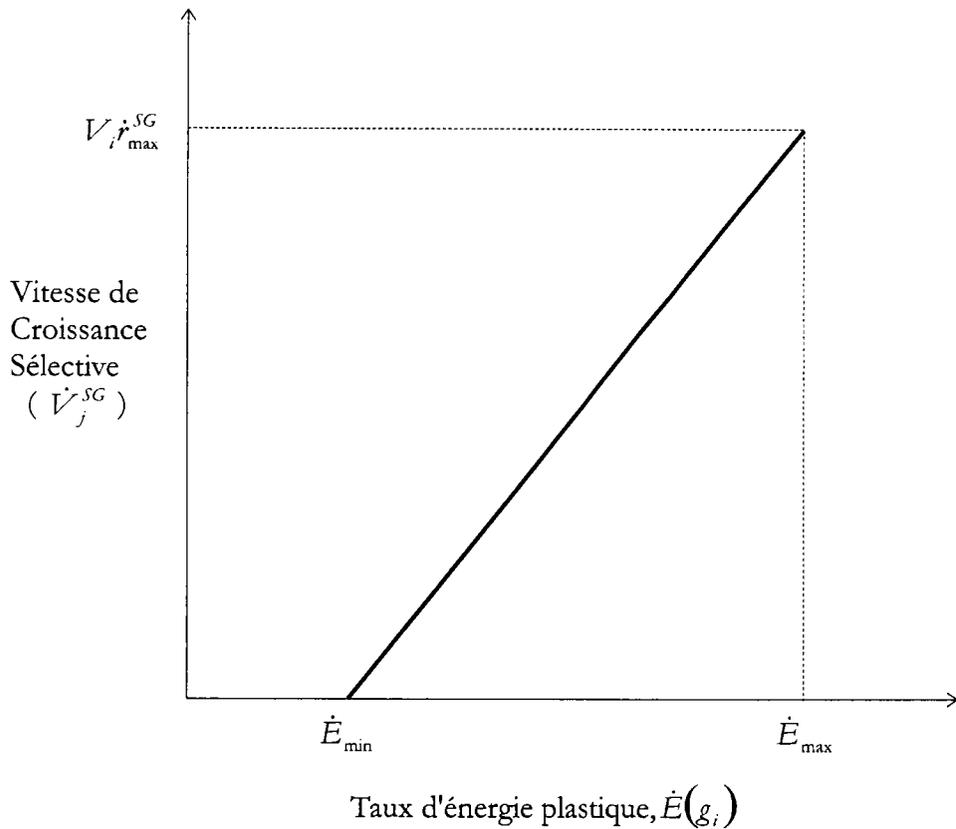


Figure 3.7. Vitesse de croissance sélective en fonction du taux d'énergie plastique.

Comme dans le cas de l'ONG, la *vitesse totale* de SG (notée R^{SG})

$$R^{SG} = \frac{1}{\Delta\gamma} \sum_{i=1}^N \Delta V_i^{SG} \quad (\text{III.7})$$

est imposée pendant le premier incrément de recristallisation et détermine la valeur correspondante de $\dot{\gamma}_{\max}^{SG}$. Celle-ci peut être écrite grâce à la relation (III.5) sous la forme :

$$\dot{\gamma}_{\max}^{SG} = \dot{\gamma} \frac{R^{SG}}{\sum_{i=1}^N V_i \frac{\dot{E}(g_i) - \dot{E}_{\min}}{\dot{E}_{\max} - \dot{E}_{\min}}}. \quad (\text{III.8})$$

Le paramètre $\dot{\gamma}_{\max}^{SG}$ obtenu par ce biais est gardé constant dans l'équation (III.5) durant la simulation.

3.3. APPLICATION DU CODE DE CALCUL A LA TORSION DES MATERIAUX CUBIQUES CENTRES

Pour représenter les textures cristallographiques des matériaux que nous étudions, nous allons utiliser les ODF (fonction de distribution des orientations). Cette fonction, $f(g)$ est définie par :

$$f(g)dg = dV = \text{Volume des éléments dont l'orientation se trouve dans un petit cube } dg. \quad (\text{III.9})$$

Une orientation peut être écrite grâce aux 3 angles d'Euler. Ils représentent les 3 rotations successives pour passer du repère de l'échantillon (K_e) à celui du cristal (K_c) (voir Fig. 3.8). Premièrement, le repère K_e est tourné d'un angle de φ_1 par rapport à Z_e . Alors, il subit une rotation φ autour de X_e' et finalement de φ_2 autour de Z_e'' (axe [001] de cristal).

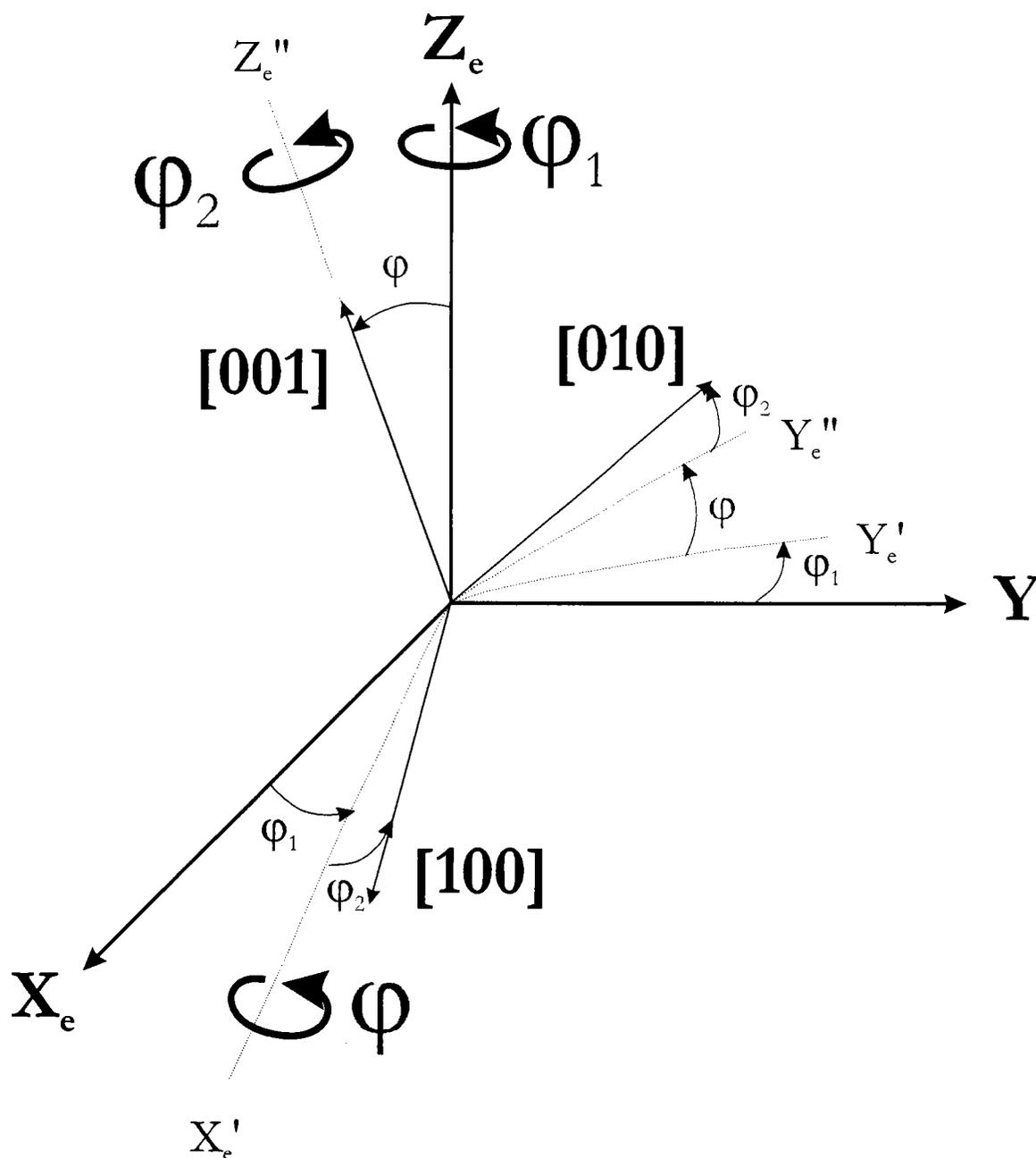


Figure 3.8. Définition des angles d'Euler ($\varphi_1, \varphi, \varphi_2$)

Les résultats expérimentaux obtenus par Baczynski et Jonas (1996, 1998) en torsion seront présentés à température ambiante et à 840°C. Dans le but de simplifier les discussions sur les textures, toutes les orientations importantes sont spécifiées dans le Tableau 3.1, et identifiées dans les sections de l'espace d'Euler de la figure 3.9.

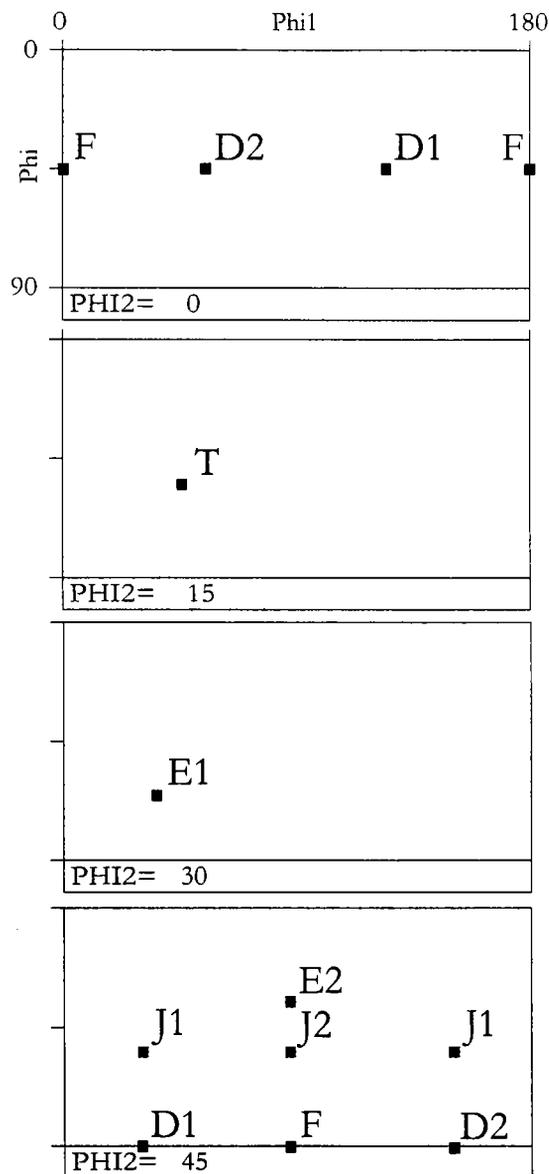


Figure 3.9. Représentation graphique des principales composantes idéales dans le cas de la torsion des cubiques centrés.

Orientations	SPN	SD	φ_1	φ	φ_2
D ₁	(2 $\bar{1}$ 1)	[$\bar{1}$ $\bar{1}$ 1]	125.3	45.0	0.0
D ₂	(21 $\bar{1}$)	[1 $\bar{1}$ 1]	54.7	45.0	0.0
E ₁	(10 $\bar{1}$)	[1 $\bar{1}$ 1]	39.2	65.9	26.6
E ₂	(1 $\bar{1}$ 0)	[$\bar{1}$ $\bar{1}$ 1]	90.0	35.3	45.0
F	(0 $\bar{1}$ 1)	[$\bar{1}$ 00]	180.0	45.0	0.0
J ₁	(10 $\bar{1}$)	[1 $\bar{2}$ 1]	30.0	54.7	45.0
J ₂	(1 $\bar{1}$ 0)	[$\bar{1}$ $\bar{1}$ 2]	90.0	54.7	45.0
T	(9 $\bar{1}$ 010)	[102 $\bar{7}$]	46.5	55.3	17.1

Tableau 3.1. Localisations dans l'espace d'Euler des principales orientations de la texture en torsion des matériaux cubiques centrées.

SPN : normale au plan de cisaillement, *SD* : direction de cisaillement.

$\varphi_1, \varphi, \varphi_2$ sont les angles d'Euler (Baczynski et Jonas, 1998).

Pendant les expériences à température ambiante, un allongement significatif de l'éprouvette a été constaté (Baczynski et Jonas, 1996). Inversement, pendant les déformations à chaud, donc en présence de recristallisation, un raccourcissement de l'éprouvette a été mis en évidence (Baczynski et Jonas, 1998). Ces phénomènes ont été pris en compte dans les simulations en utilisant le gradient de vitesse macroscopique suivant :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \begin{bmatrix} \dot{\epsilon}/2 & -\dot{\gamma} & 0 \\ 0 & -\dot{\epsilon} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\epsilon}/2 \end{bmatrix}. \quad (\text{III.10})$$

Ici $\dot{\gamma}$ est posé égal à $0.1s^{-1}$, alors que $\dot{\epsilon} = -0.05\dot{\gamma}$ dans le cas de l'allongement et $\dot{\epsilon} = 0.05\dot{\gamma}$ dans le cas d'un raccourcissement. Cette dernière relation correspond au 5%, respectivement d'allongement ou de raccourcissement observé par cisaillement unitaire. Le mouvement de chaque case dans l'espace d'Euler est représenté par le déplacement de l'orientation correspondant au centre de la case. La loi d'écoulement d'un système de glissement est celle présentée dans le chapitre 2 :

$$\tau^s = \tau_0^s \left(\frac{\dot{\gamma}^s}{\dot{\gamma}_0} \right) \left| \frac{\dot{\gamma}^s}{\dot{\gamma}_0} \right|^{m-1}. \quad (\text{III.11})$$

Ici la valeur de référence est $\dot{\gamma}_0 = 1s^{-1}$. La cission de référence utilisée pour les 12 systèmes de glissement (110)<111> est $\tau_0^s = 1$ alors que pour les 12 systèmes (112)<111>, la cission de référence est $\tau_0^s = 0.95$. Le rapport entre les cissions relatives est pris constant tout au long de la déformation, mais dans la réalité, il est possible que ce rapport bouge. La valeur de la sensibilité à la vitesse de déformation m est prise égale à 0.05 correspondant ainsi à la fois aux simulations pour les faibles et les fortes vitesses de déformation à froid et à chaud. La valeur correspondante de α (0.64) utilisée dans la loi d'interaction, Eq. (II.14), peut être obtenue à partir de l'équation (II.15). L'écroûissage n'est pas pris en compte dans les simulations présentées. En effet, sur la Figure 3.10, nous constatons l'absence d'écroûissage macroscopique. Mais, cet effet est dû à la compétition qu'il existe entre l'écroûissage microscopique et la création de nucleus vierge de tout écroûissage. D'autre part, nous négligeons d'autres aspects micro-structuraux tels que la restauration dynamique, et l'effet qu'il peut avoir sur la recristallisation dynamique.

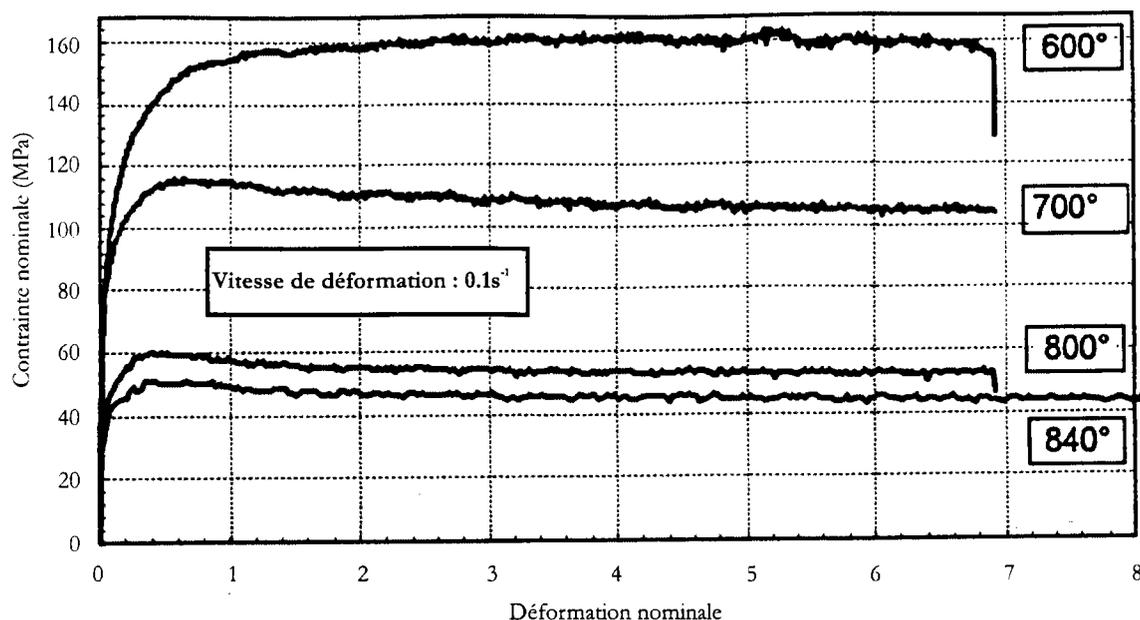
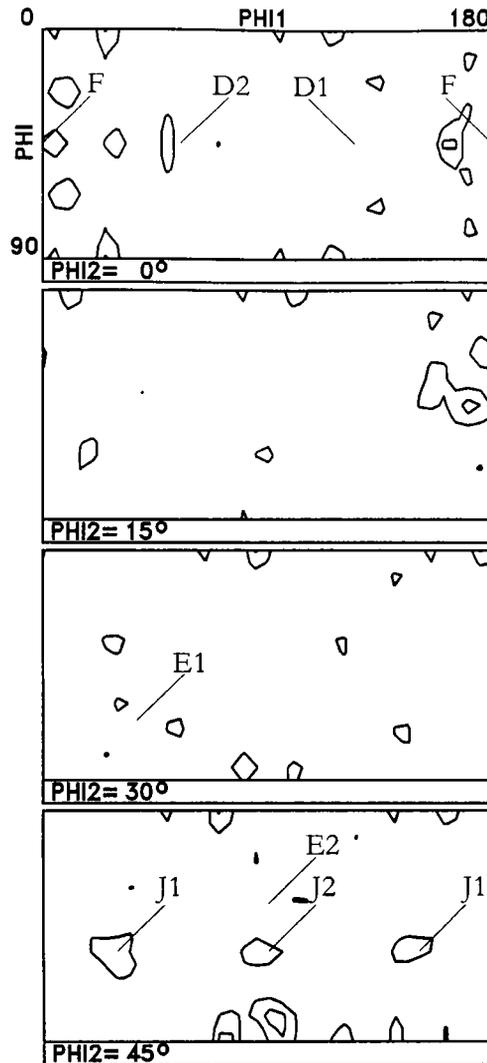


Figure 3.10. Courbes contraintes déformations pour l'acier Ti IF en fonction de la température (en °C) de l'essai (Baczynski, 1996)

Sur la figure 3.10, nous pouvons constater qu'après avoir atteint la limite d'écoulement, l'acier s'écoule sans s'écrouir macroscopiquement aux températures supérieures à 600°C.

La fraction volumique des cases dans l'espace des orientations est initialisée afin de représenter la texture du matériau avant déformation. La texture initiale est prise aléatoire ou bien égale à une texture mesurée. Cette dernière est obtenue en transformant les données de la représentation ODF des travaux expérimentaux de Baczynski (1997) en fractions volumiques des cases (Fig. 3.11).

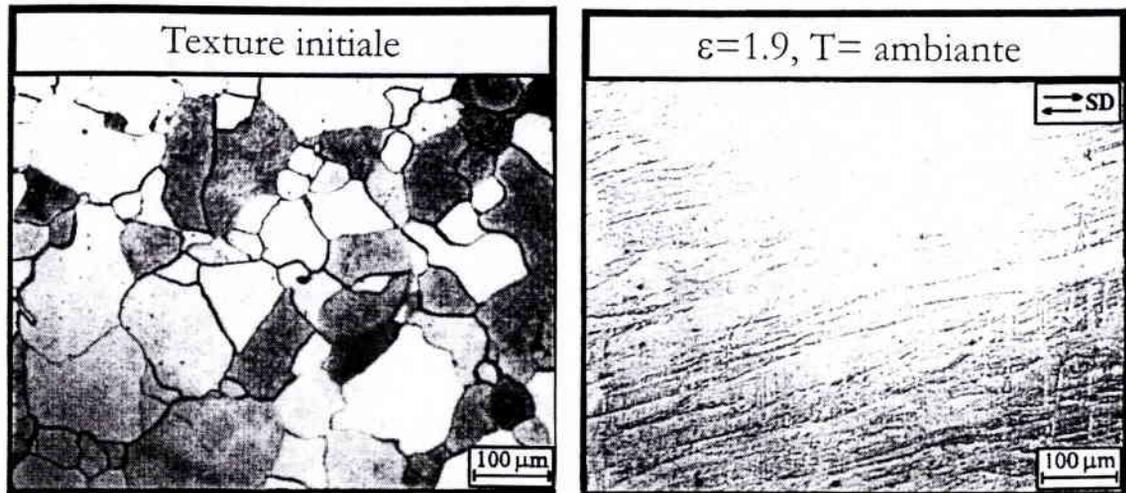


Niveaux : 2, 3.

Figure 3.11. Texture initiale de l'acier Ti IF

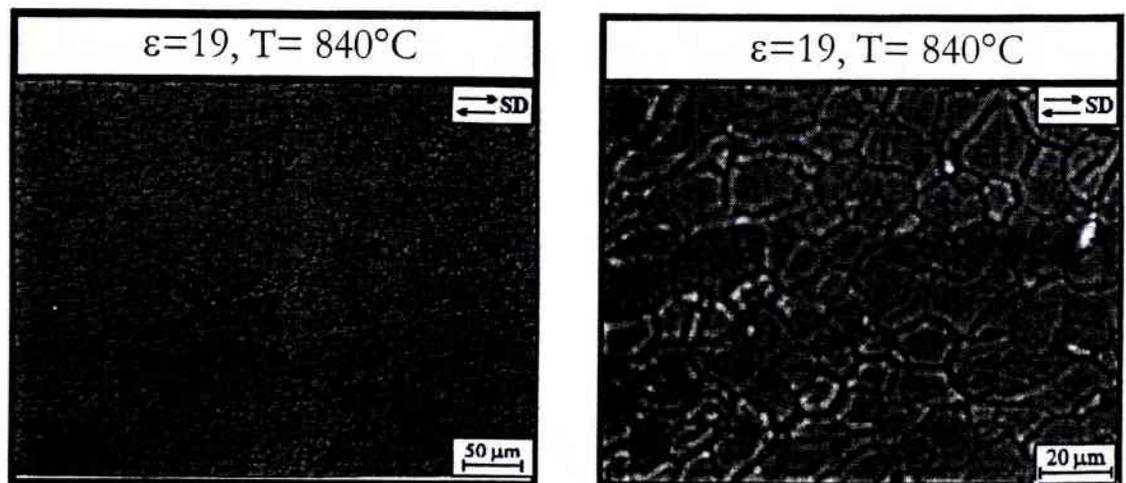
Le code numérique associé au modèle auto-cohérent permet de prendre en compte l'évolution de la forme du grain. En effet, la forme initialement sphérique devient ellipsoïdale pendant la déformation. Cette évolution est continue jusqu'à la fin du test si la recristallisation n'apparaît pas. Dans le programme, la même évolution moyenne de la forme est imposée à chaque grain.

Baczynski and Jonas (1998) ont montré que la recristallisation débute à une déformation équivalente (au sens de Von Mises) de $\varepsilon = \frac{\gamma}{\sqrt{3}} = 0.75$ à $T=840^{\circ}\text{C}$. Par conséquent, la DRX débutera à cette déformation dans les simulations que nous ferons. Les paramètres des deux mécanismes de recristallisation ont été choisis afin que le supplément de déformation nécessaire à obtenir une recristallisation de tous les grains soit $\Delta\varepsilon_{\text{DRX}}=0.25$ (Il en résulte que $R^{\text{ONG}} = \frac{1}{0.25\sqrt{3}}$). Ainsi, démarrant d'une configuration sphérique, la forme du grain évolue jusqu'à $\varepsilon=0.75+0.25=1.0$. En raison de la recristallisation, de très petits grains de forme sphérique sont générés et sont déformés pendant l'incrément $\Delta\varepsilon=0.25$ de déformation qui suit leur naissance, avant de rentrer dans un nouveau cycle de recristallisation. Cette procédure basée sur des observations rapportées par Baczynski et Jonas (1998) (Fig. 3.12) est répétée durant toute la simulation. Néanmoins, comme la vitesse de recristallisation dépend de l'évolution de la texture, la valeur $\Delta\varepsilon=0.25$ est considérée comme une moyenne. Dans les simulations de la recristallisation, la stabilisation de la forme des grains (après une évolution initiale de $\varepsilon = 1.0$) est obtenue en imposant une forme de grain constante correspondante à la forme d'un grain soumis à une déformation de $\varepsilon=0.25$ (Fig. 3.13).



a) Forme initiale

b) Après déformation sans DRX



c) Après déformation avec DRX

Figure 3.12. Observation de l'évolution de la forme et de la taille du grain lors d'un essai de cisaillement en fonction de la déformation équivalente et de l'occurrence ou non de la recristallisation.

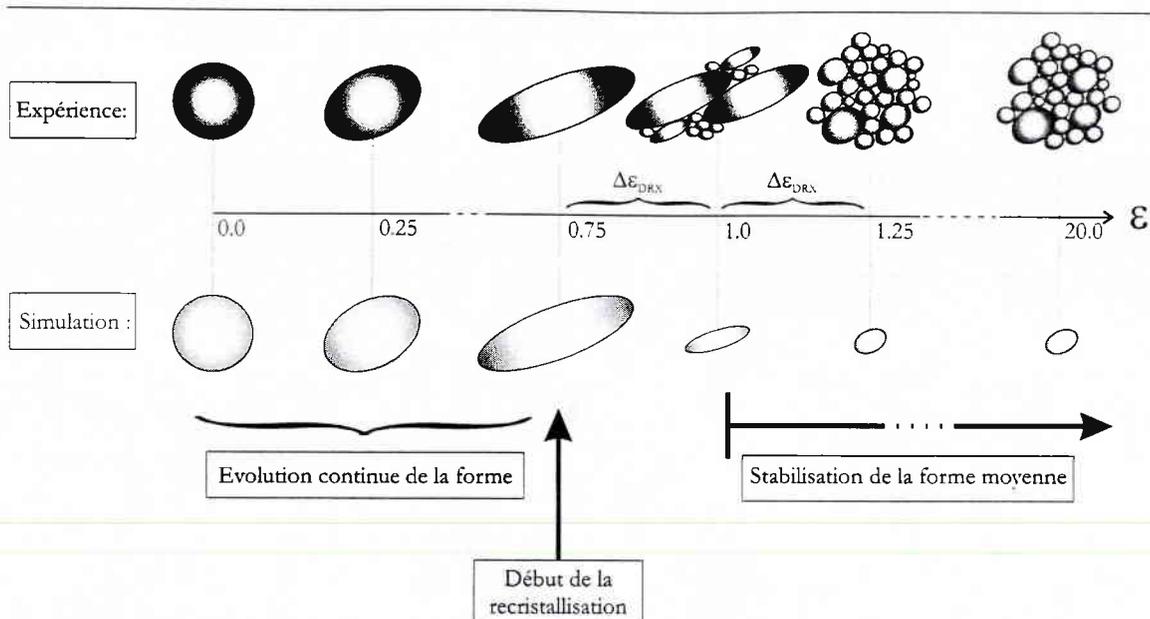


Figure 3.13. Evolution de la forme d'un grain durant un test à haute température lors de l'apparition de la recristallisation dynamique.

Le programme de calcul suit le déroulement de l'organigramme simplifié présenté en figure 3.14 Les fichiers de sortie sont de deux types, fournissant des renseignements généraux (activité des plans de glissement, contraintes, etc.) et les textures de déformation. Les fichiers de texture sont traités par le programme du Prof. Van Houtte (1992) permettant de représenter les textures sous la forme de fonctions de distribution des orientations (ODF) ou de figures de poles.

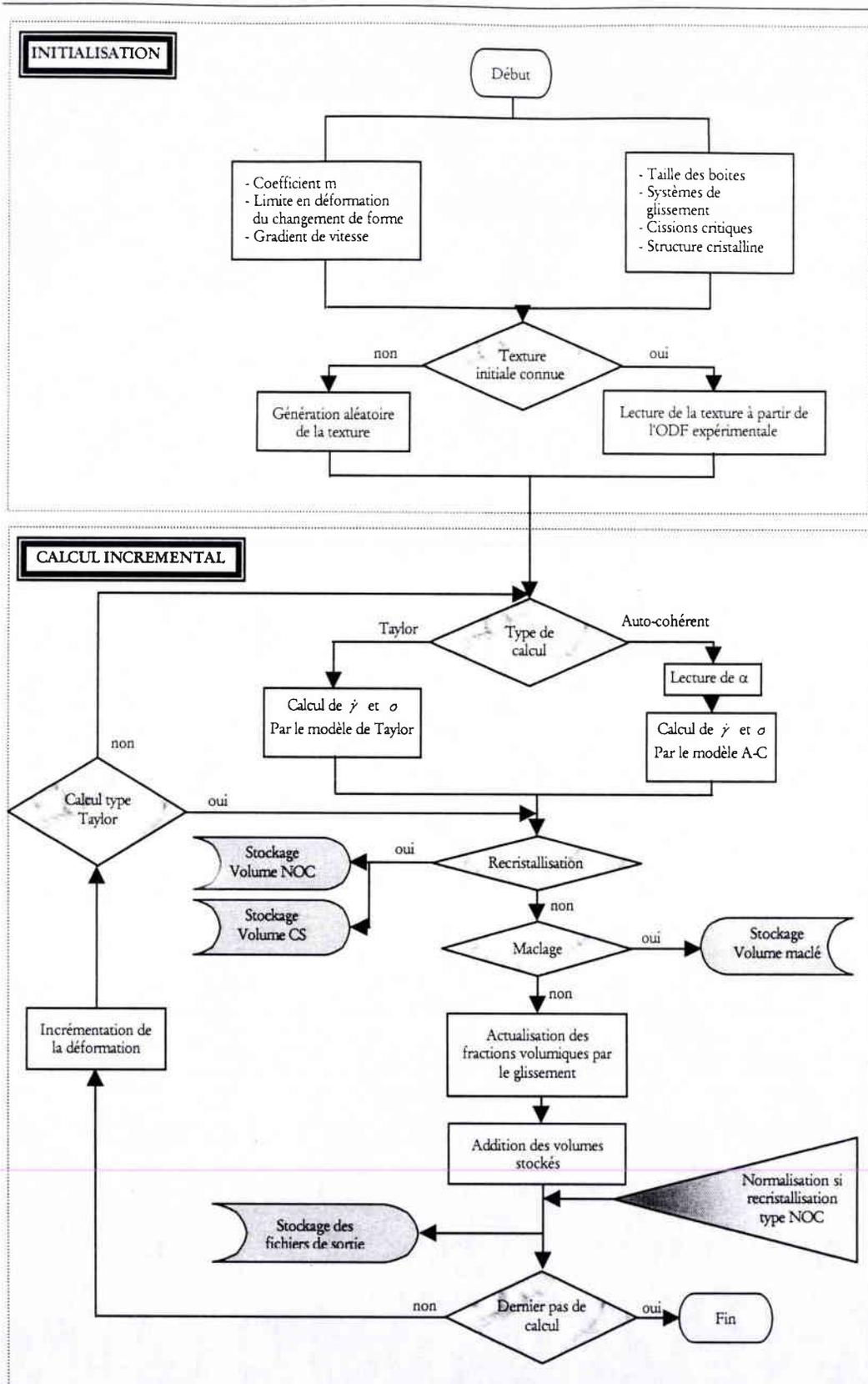


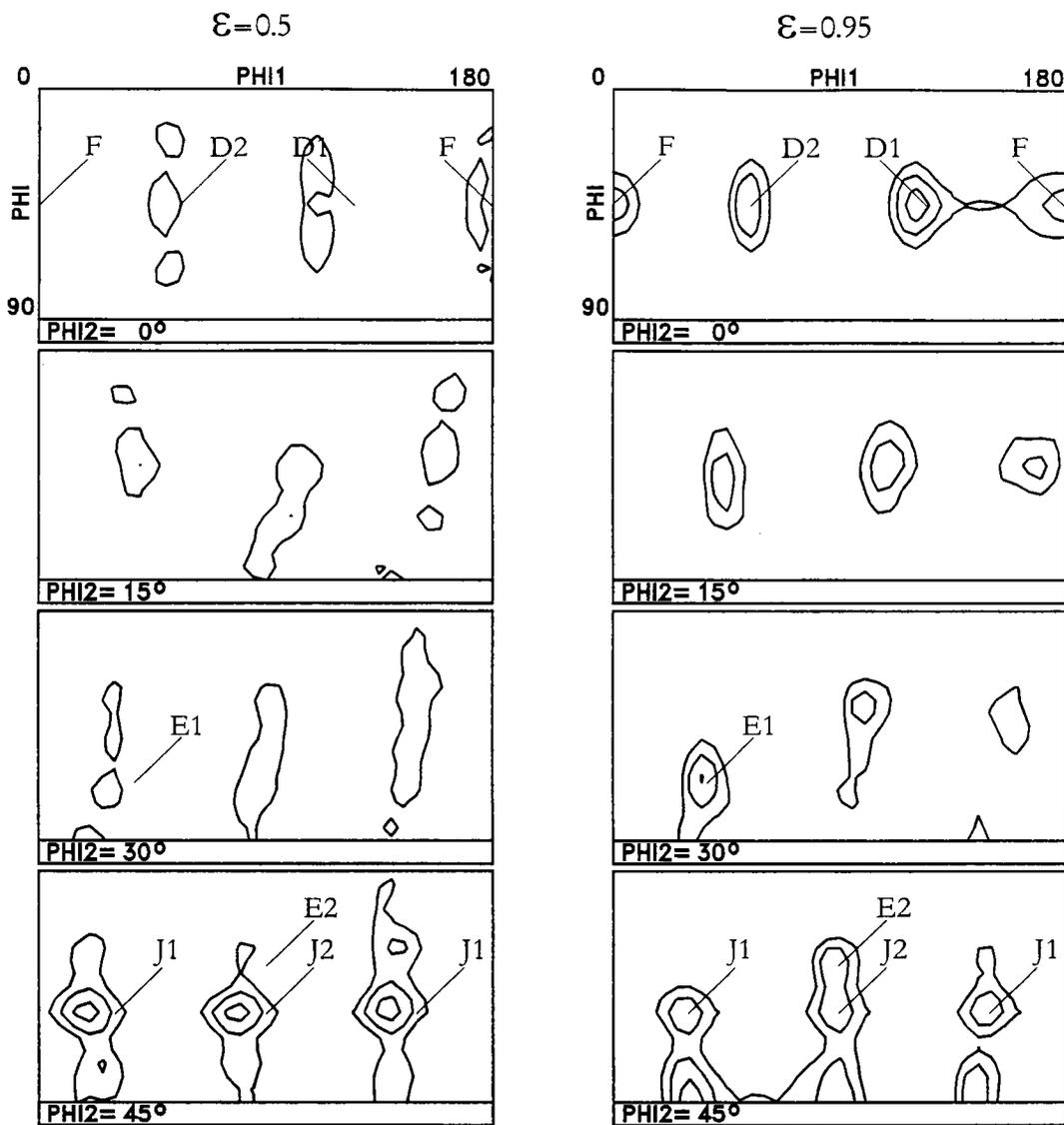
Figure 3.14. Organigramme simplifié du programme de calcul de textures

3.4. CALCUL SANS RECRYSTALLISATION DYNAMIQUE

Avant d'introduire la recristallisation, nous avons voulu savoir quelle était la validité du programme et quel pouvait être sa sensibilité à des paramètres comme le type de calcul ou la taille des boîtes servant à paver l'espace d'Euler. Pour cela, nous avons utilisé les résultats de Baczynski et Jonas (1996), sur des textures déformées à température ambiante de l'acier Ti IF et comparé avec des simulations menées par les mêmes auteurs sur un code Lagrangien utilisant le schéma de calcul de Taylor.

3.4.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les textures expérimentales obtenues par Baczynski et Jonas (1996) en torsion sont présentées sur la Fig. 3.15 et Fig. 3.16. Elles montrent les textures de l'acier Ti IF observées à température ambiante. Les premières composantes principales de déformations observées sont J2 et J1 pour $\epsilon=0.5$. Pour une déformation de $\epsilon=0.95$, toutes les composantes idéales, D1, D2, F, J1, J2, E1 et E2 ont approximativement la même intensité (entre 3.5 et 4.6). Pour une déformation plus importante ($\epsilon=1.9$), les intensités sont très semblables pour toutes les orientations, sauf E1 et E2 qui ont tendance à disparaître. D'après Baczynski et Jonas (1996), la forte intensité de J1 et J2 n'est pas représentative de la texture car trop singulière. La déformation finale avant rupture est $\epsilon=4.2$. Les composantes principales sont dans l'ordre décroissant F, J1, J2, D1 et D2.

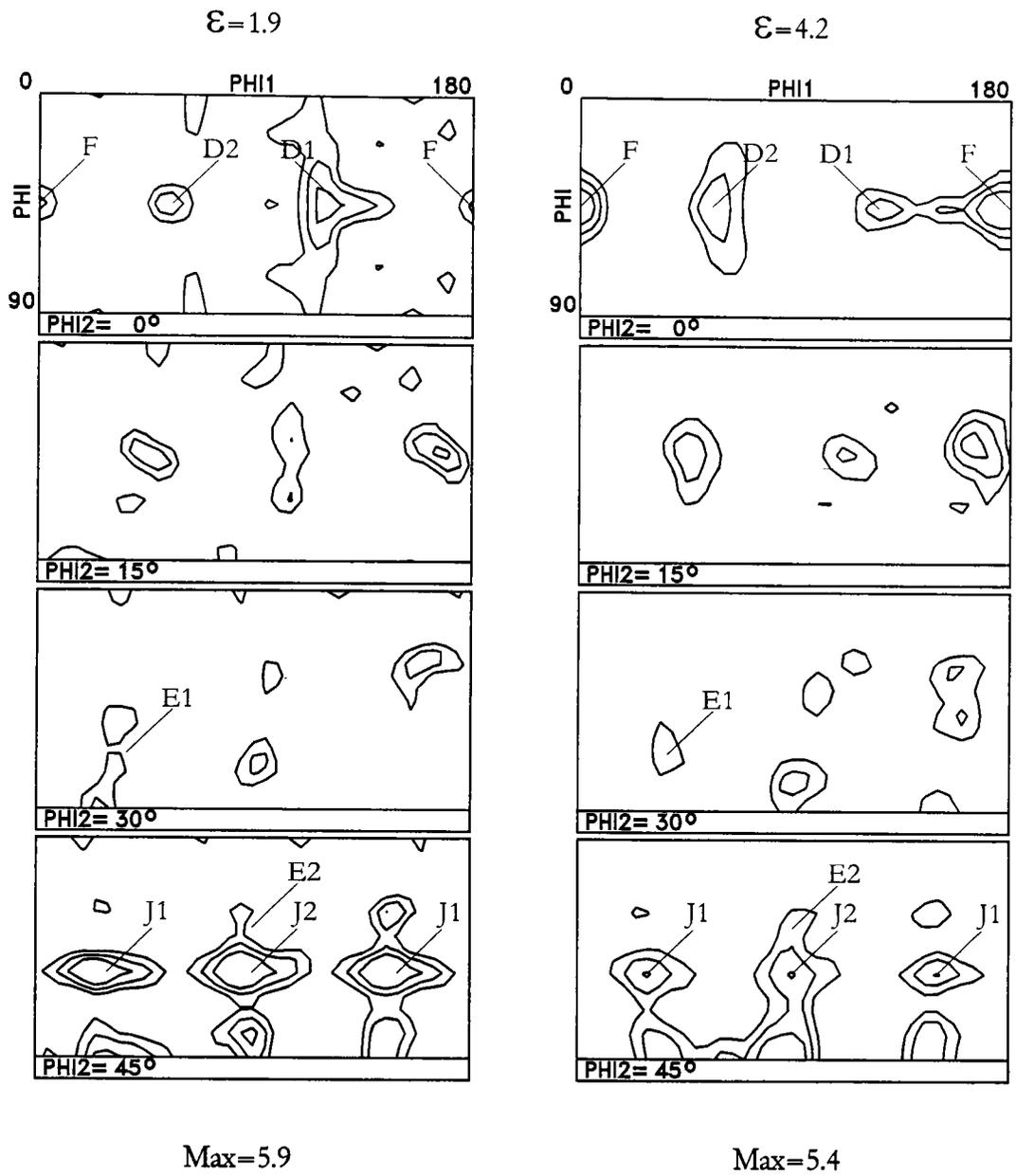


Max=4.5

Max=4.5

Niveaux : 2, 3, 4.

Figure 3.15: Texture de l'acier Ti IF déformé en torsion à température ambiante (Baczynski et Jonas, 1996).



Niveaux : 2, 3, 4.

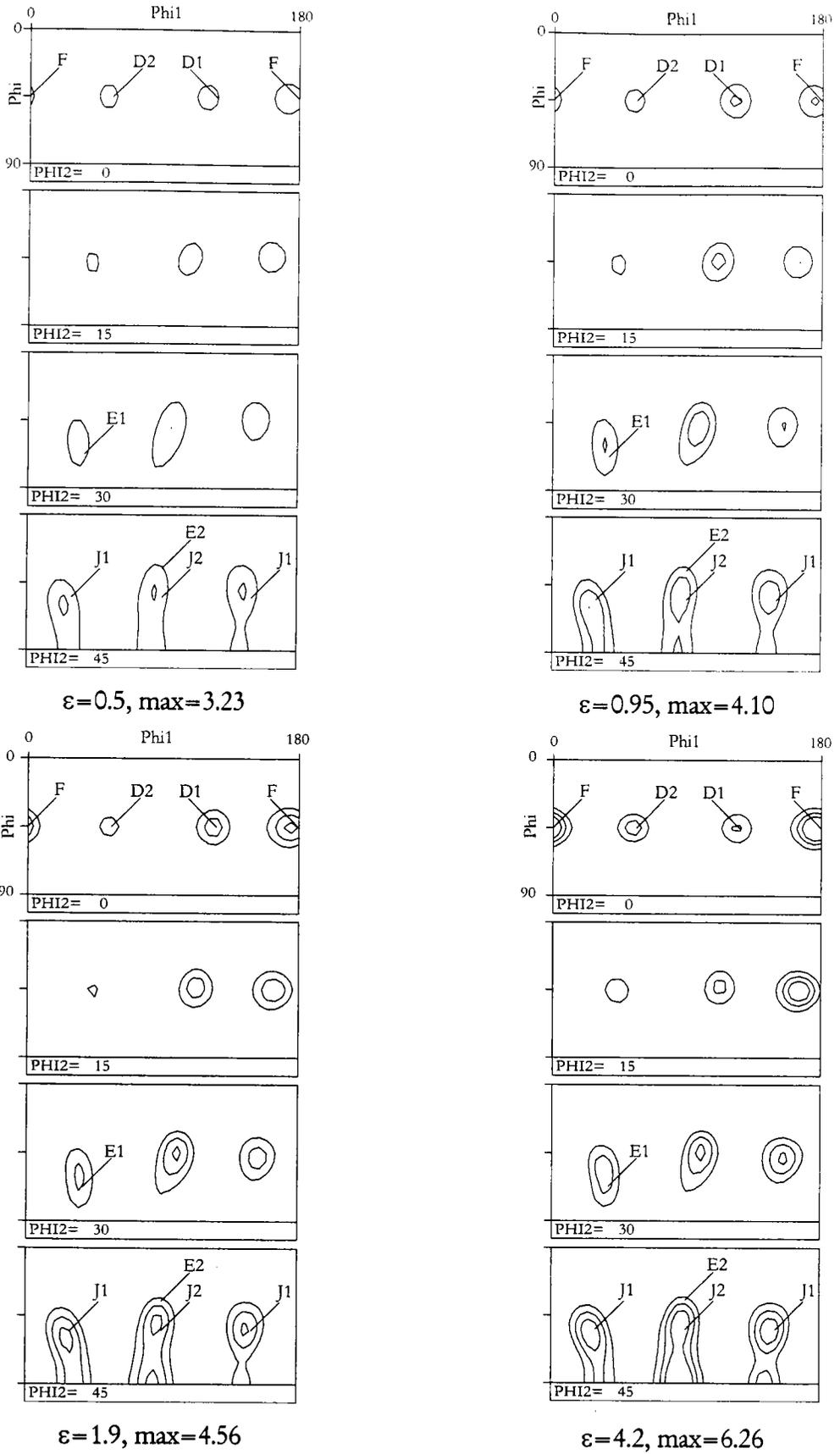
Figure 3.16. Texture de l'acier Ti IF déformé en torsion à température ambiante (Baczynski et Jonas, 1996).

3.4.2. RESULTAT DES SIMULATIONS ET COMPARAISON

Les calculs ont été menés à l'aide d'une approche auto-cohérente et d'une approche de type Taylor. Dans cette partie, seules les textures de déformation sans recristallisation sont représentées. Les ODFs sont calculées aux mêmes déformations que celles référencées dans les expériences de Baczynski et Jonas (1996) ($\varepsilon=0.5$, $\varepsilon=0.95$, $\varepsilon=1.9$ et $\varepsilon=4.2$).

3.4.2.1. Modèle de Taylor

Le modèle de Taylor conduit à des simulations (Fig. 3.17) proches de l'expérience. Pour les faibles déformations, nous retrouvons toutes les composantes idéales D2, D1, F, J1 et J2 légèrement décalées à gauche par rapport à leurs positions référencées. Cependant cette translation se retrouve aussi sur les textures expérimentales. L'intensité relative de chaque orientation est représentative de l'expérience. Pour les déformations moyennes et grandes, les textures simulées sont toujours concordantes. Cependant, deux remarques peuvent être faites. La première est que l'intensité de la composante D1 est légèrement trop faible par rapport à F. Inversement, les composantes J et E1 sont trop fortes, comparativement à F, D1 et D2 lorsque $\varepsilon=4.2$ (l'intensité de la composante E1 devrait croître jusqu'à $\varepsilon=0.95$ pour presque disparaître à la déformation maximale). Les fibres qui se développent autour des composantes J dans la section $\varphi_2=45^\circ$ sont aussi représentées lors des simulations. Par contre, les fibres se développant autour de D1 quand $\varepsilon=1.9$, autour de D2 lorsque $\varepsilon=4.2$ ou entre F et D1 pour $\varepsilon=0.95$ et 4.2 n'existent pas sur les ODFs obtenus par simulation (Fig. 3.14). La composante E2 n'existe pas de manière propre, mais est située sur la fibre entourant J2.



Niveaux : 2, 3, 4.

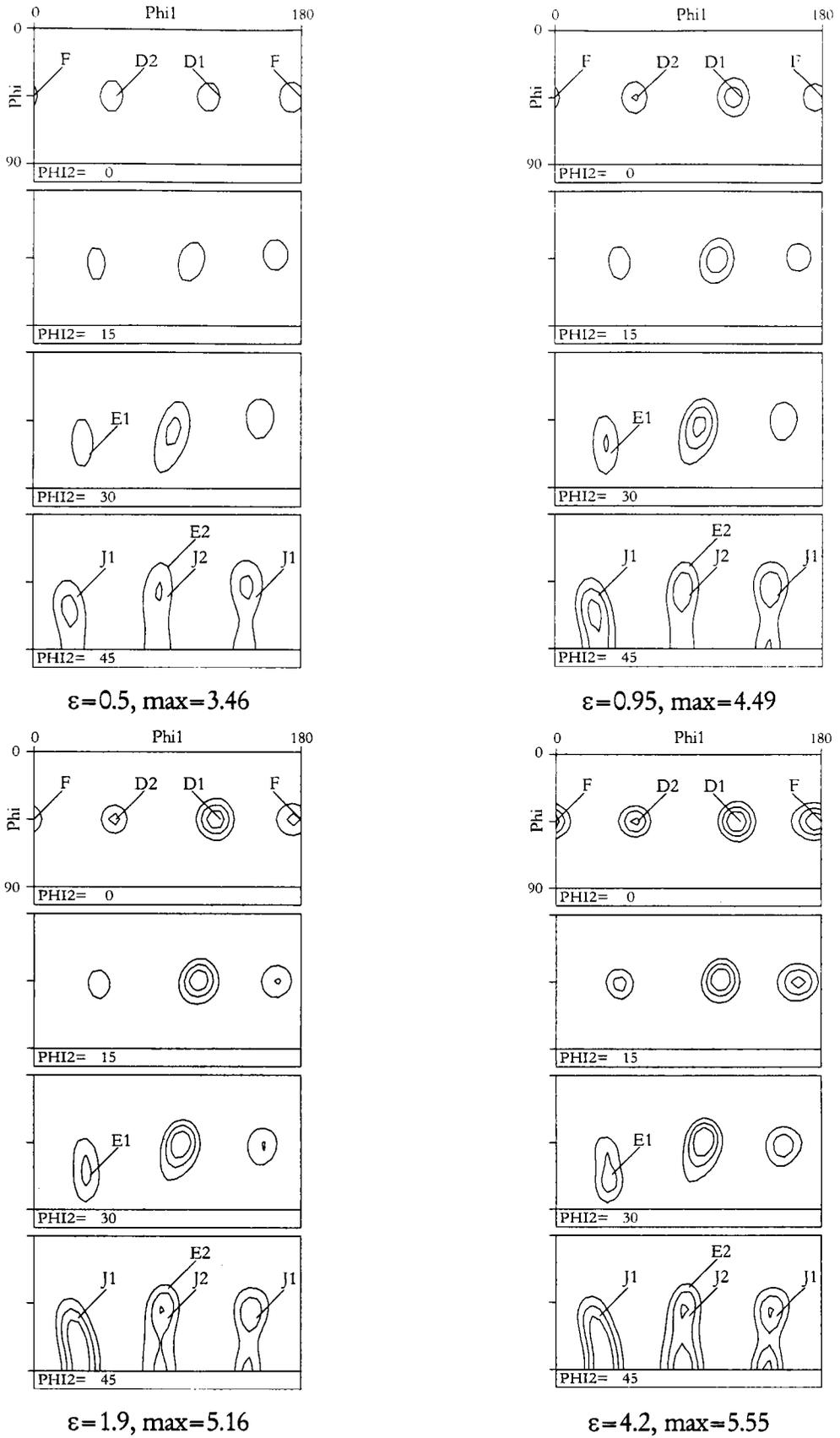
Figure 3.17. Texture de torsion obtenue par simulation avec le modèle de Taylor.

3.4.2.2. Modèle auto-cohérent

L'utilisation du schéma auto-cohérent avec la valeur de α préconisée par Molinari et Toth (1994) conduit à des résultats sensiblement différents (Fig. 3.18). Pour $\varepsilon=0.5$, la simulation est identique à celle obtenue grâce au modèle de Taylor et se trouve en parfait accord avec les textures expérimentales. Le décalage existe là aussi vers la gauche pour toutes les orientations idéales. Par contre, les simulations à moyennes et fortes déformations, nous amènent à constater certaines différences quant aux intensités de certaines composantes. D1 devient, dès $\varepsilon=1.9$, la plus importante. Cette importance est vérifiée de manière expérimentale pour $\varepsilon=0.95$ et $\varepsilon=1.9$, mais pas pour $\varepsilon=4.2$. Les mêmes remarques que pour le modèle de Taylor peuvent être reconduites concernant les fibres entourant les orientations D2, D1 et de D1 à F et les orientations E1 et E2.

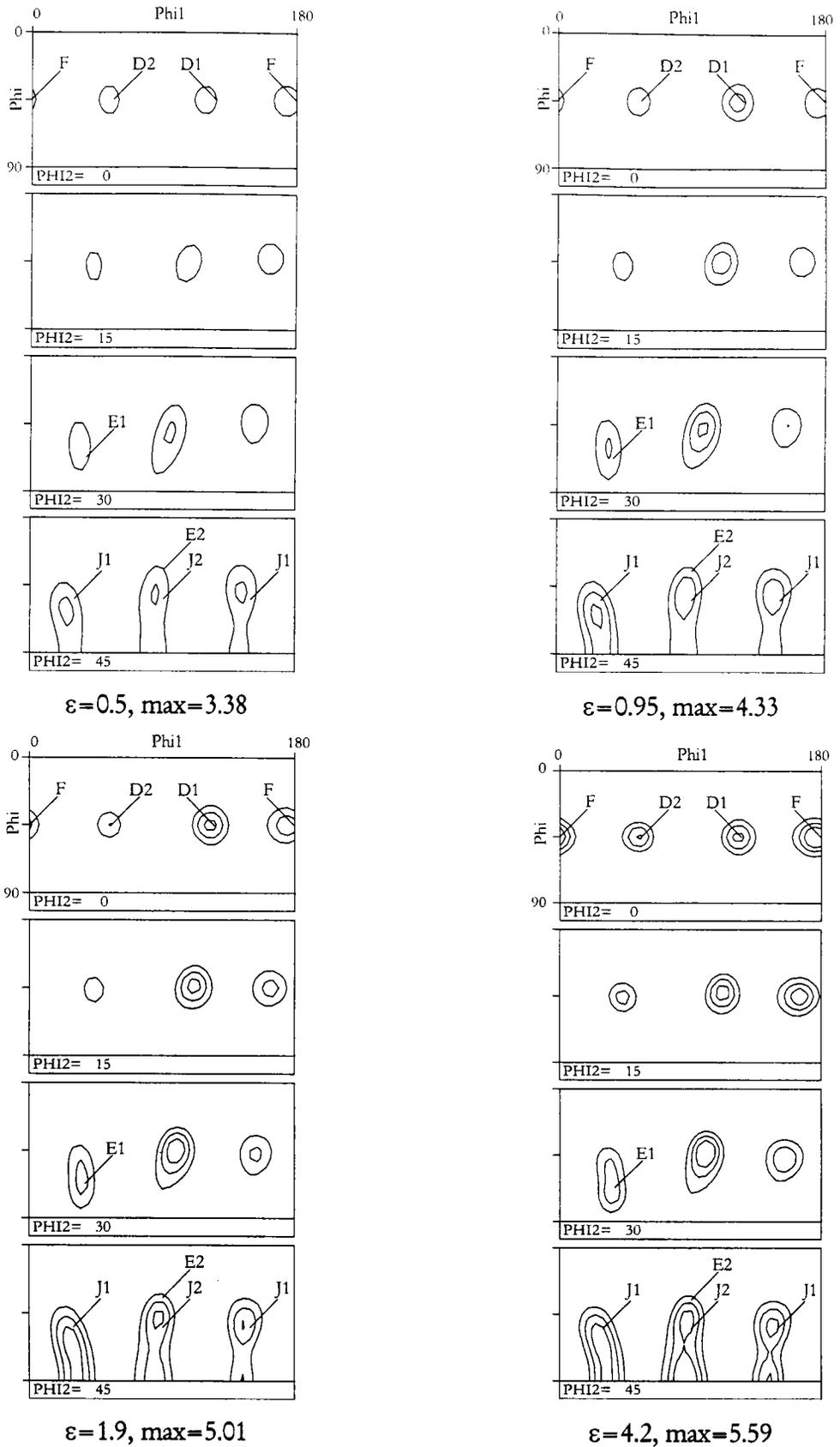
Quand $\alpha=1$ (modèle sécant, Fig. 3.19), les résultats ne changent pas pour les faibles valeurs de la déformation ($\varepsilon \leq 2.0$). Le changement intervient quand $\varepsilon=4.2$. En effet, l'importance relative de D1 est mieux contrôlée. L'intensité de la composante F est maximale. En utilisant une valeur encore plus forte du paramètre de calibrage α (Fig. 3.20), l'observation de la texture aux différentes déformations montre un rapprochement avec le modèle de Taylor. Cette tendance a déjà été exposée dans le travail initial de Molinari et Toth (1994). Tous les commentaires concernant les fibres et les composantes E1 et E2 sont encore une fois valable pour ces deux valeurs de α (1.0 et 2.0).

Il reste maintenant à savoir pourquoi la valeur ($\alpha=1$) du paramètre de calibrage conduit à des meilleurs résultats de textures de déformation simulées que la valeur prescrite par la loi initiale proposée par Molinari et Toth (Eq. II.15). A noter que la même constatation sera faite pour les simulations en recristallisation dynamique. Une explication de ce phénomène est présentée dans le paragraphe suivant.



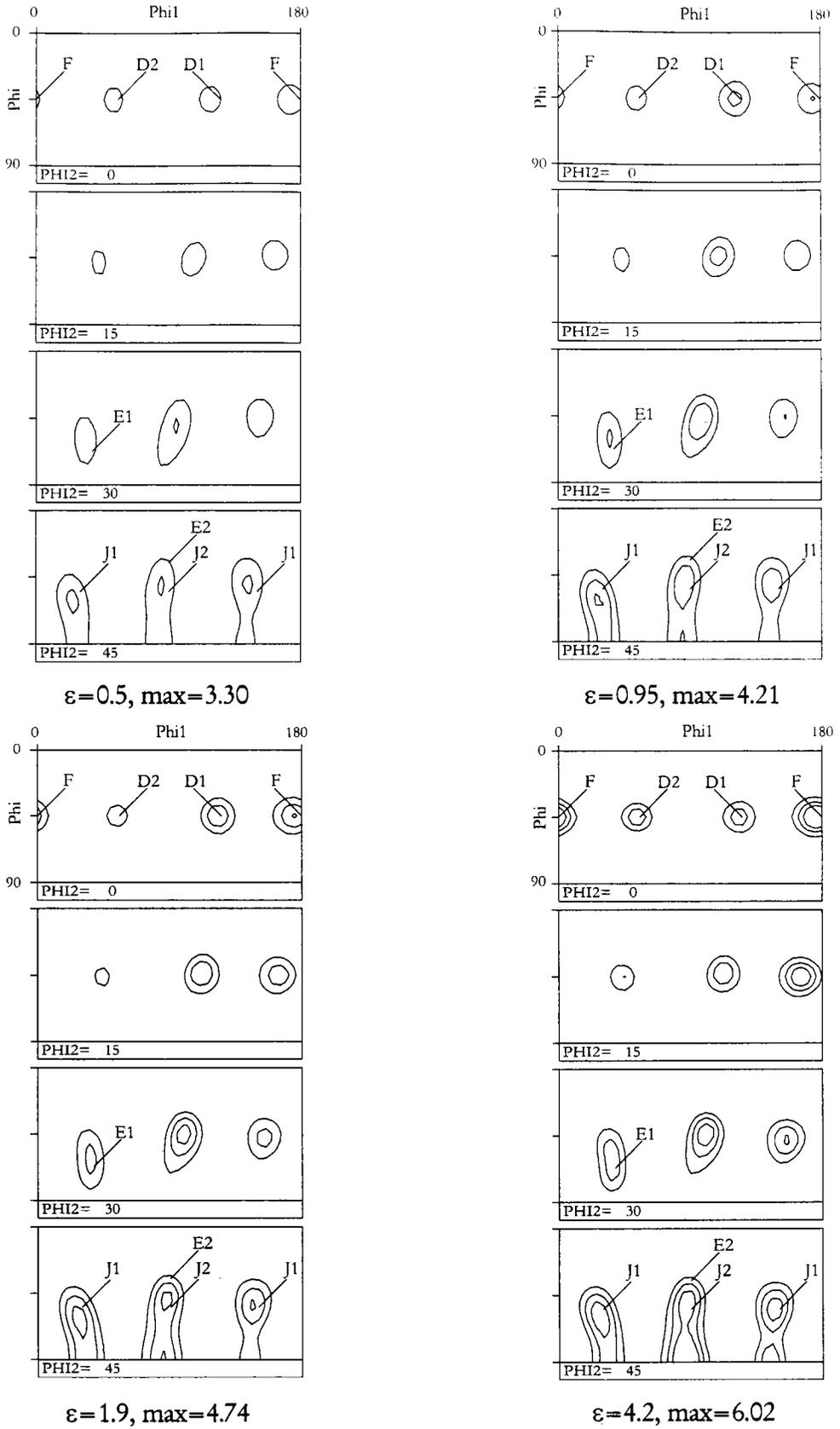
Niveaux : 2, 3, 4.

Figure 3.18. Texture de torsion obtenue par simulation avec le modèle auto-cohérent ($\alpha = 0.64$).



Niveaux : 2, 3, 4.

Figure 3.19. Texture de torsion obtenue par simulation avec le modèle auto-cohérent ($\alpha = 1.0$).



Niveaux : 2, 3, 4.

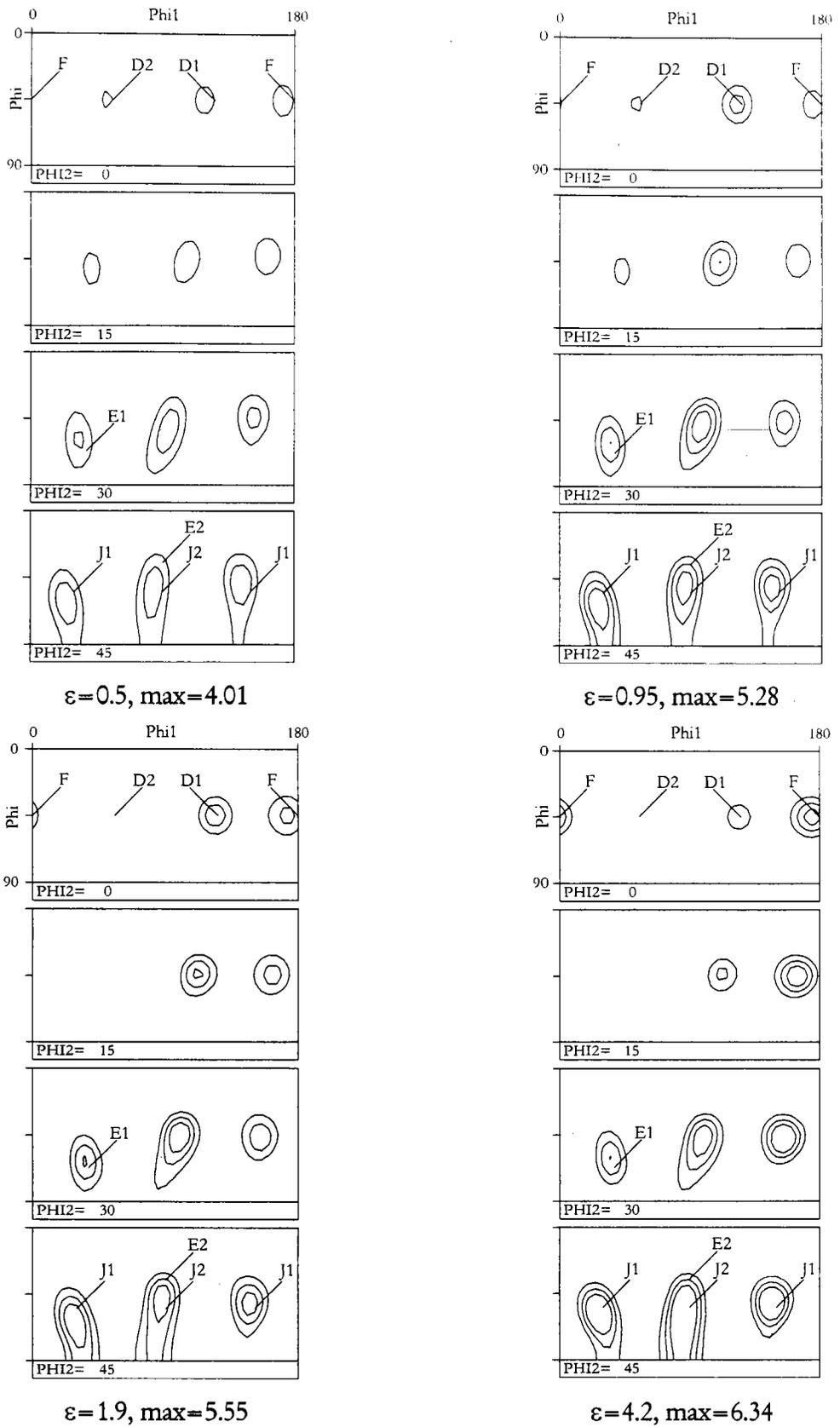
Figure 3.20. Texture de torsion obtenue par simulation avec le modèle auto-cohérent ($\alpha = 2.0$).

3.4.2.3. Influence du pavage de l'espace d'Euler

Le dernier paramètre dont nous avons étudié l'influence, est la taille des cases dans l'espace d'Euler. Si toutes les simulations présentées précédemment ont été réalisées avec une taille de 10° , les figures 3.18 et 3.19 ont été obtenues grâce à des cases de $5^\circ \times 5^\circ \times 5^\circ$. Les deux modèles à notre disposition ont été testés (Fig. 3.21 : Modèle de Taylor; Fig. 3.22 : Schéma auto-cohérent avec $\alpha = 1.0$). Les autres paramètres sont pris identiques à ceux des simulations précédentes.

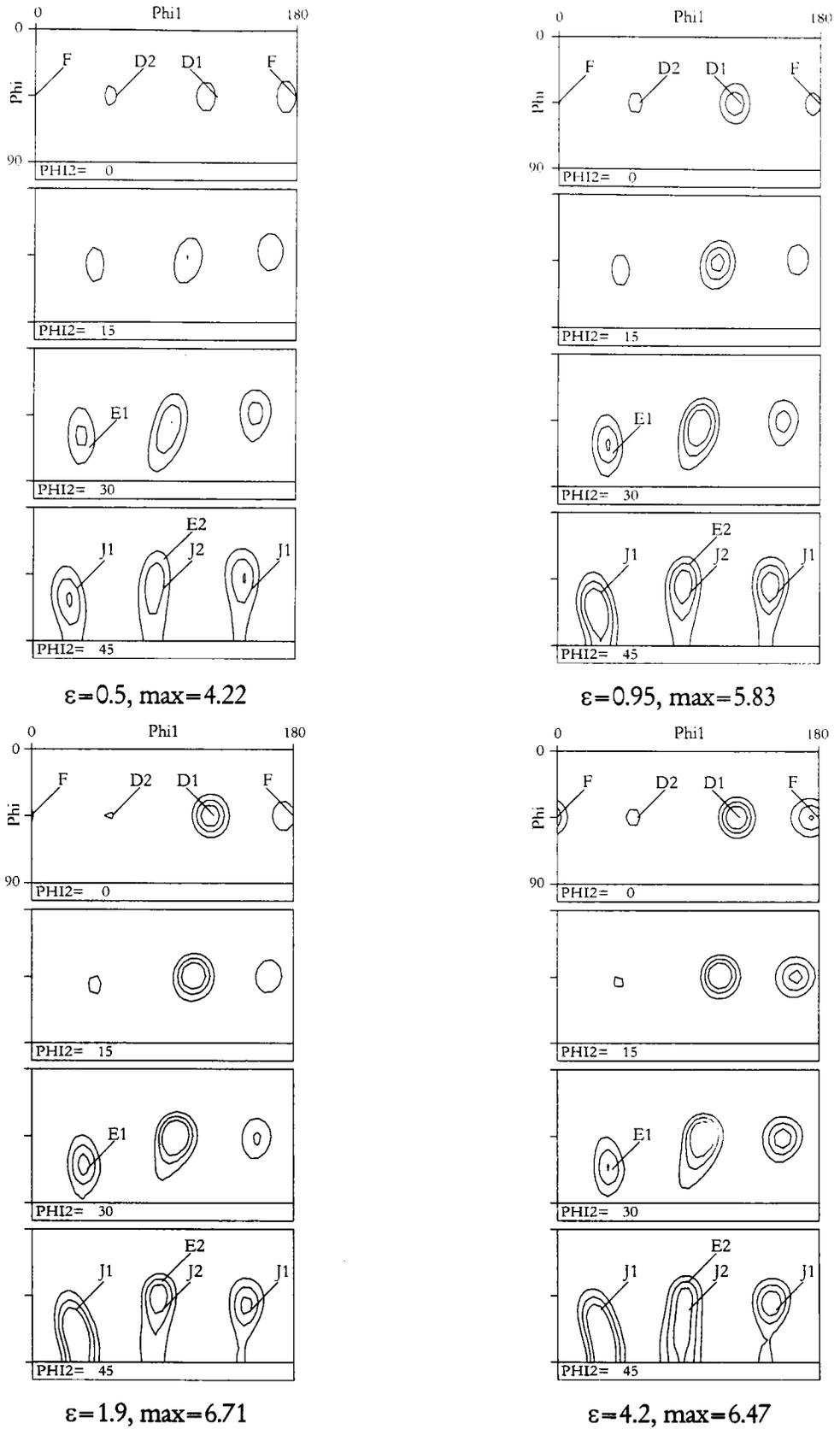
Le modèle de Taylor (Fig. 3.21) montre deux différences importantes par rapport à la simulation avec des cases de 10° (Fig. 3.17). La composante D2 n'est plus représentée à moyenne et forte déformation et l'intensité de F a augmenté. De même, les composantes J1 et J2 sont plus fortes quelque soit le pas de simulation. Globalement, les autres remarques faites dans le cas précédent sont encore valables. La composante E1 est devenue encore un peu plus forte, ce qui va à l'encontre des tendances expérimentales. Le schéma auto-cohérent (Fig. 3.22) conduit aux mêmes tendances que dans le cas précédent. La composante D2 tend à s'affaiblir aux grandes déformations, alors que J1 et J2 se renforcent. Il est à noter que cette simulation est la seule à donner une diminution de l'intensité maximale pour $\varepsilon = 4.2$, résultat observé dans l'expérience.

Une explication de ces résultats moins bons, alors que la précision du calcul est accrue peut être la suivante. Dans les grains de l'échantillon, il existe une hétérogénéité de déformation intracristalline. Or, un grain dans notre programme a un comportement uniforme. Plus le pavage que nous utilisons est fin, plus nous appliquons de manière rigide une déformation uniforme à l'intérieur de chaque grain. Une solution pour prendre en considération cette hétérogénéité est donc d'utiliser une grille ni trop grossière, ni trop fine, c'est à dire 10° dans notre cas.



Niveaux : 2, 3, 4.

Figure 3.21. Texture de torsion obtenue par simulation avec le modèle de Taylor (grille de 5°).



Niveaux : 2, 3, 4.

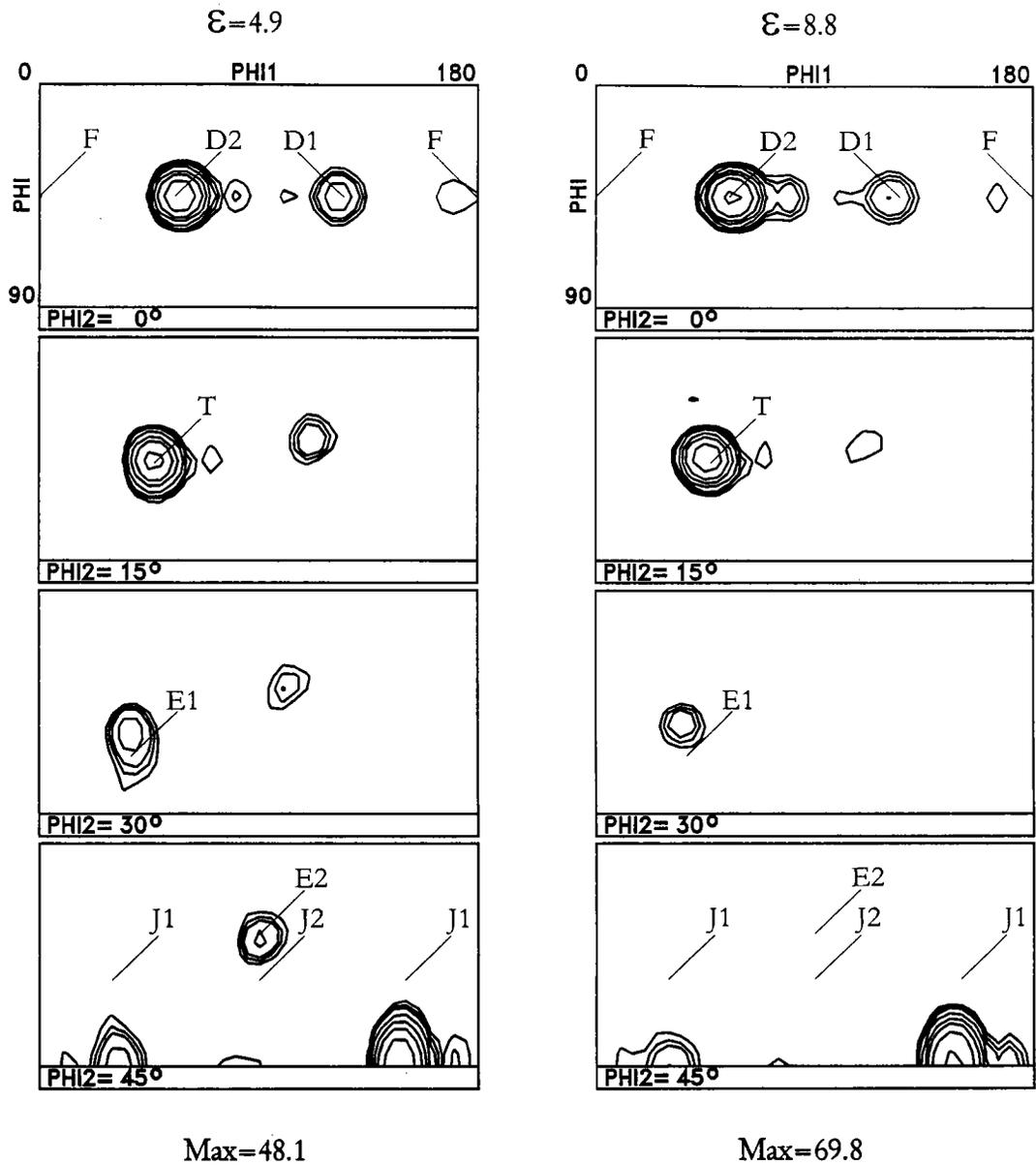
Figure 3.22. Texture de torsion obtenue par simulation avec le modèle auto-cohérent ($\alpha = 1.0$, grille de 5°).

3.5. CALCUL AVEC RECRISTALLISATION DYNAMIQUE

3.5.1. RESULTAT EXPERIMENTAUX

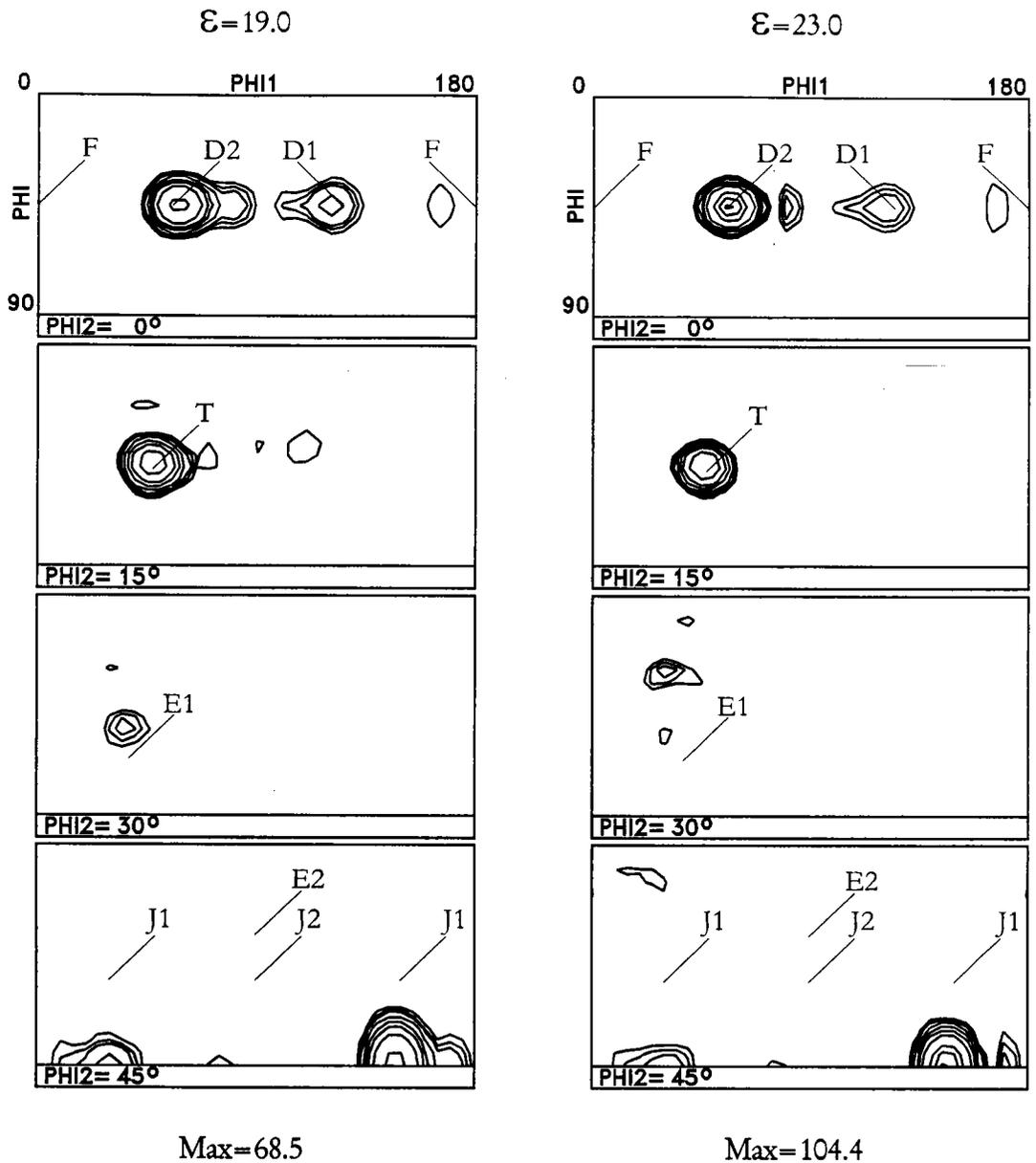
Les résultats expérimentaux obtenus par Baczynski et Jonas (1998) en torsion à chaud ($T=840^{\circ}\text{C}$) sont présentés sur les Figures 3.23 et 3.24. La différence principale avec les textures obtenues à température ambiante est l'augmentation importante de l'intensité de la composante D2. Les composantes D1 et E1 sont encore présentes, mais leur intensité décroît avec l'accroissement de la déformation (voir Figs. 3.23 et 3.24). Les composantes typiques de la texture de déformation (F, J1 et J2) tendent à disparaître pendant le test de torsion à haute température. Elles sont encore présentes quand $\epsilon \leq 0.5$, s'affaiblissent aux déformations moyennes et disparaissent complètement aux grandes déformations.

Une nouvelle composante importante de la recristallisation dynamique se trouve dans la section $\phi_2=15^{\circ}$; elle est dénommée composante T dans la suite du travail. Les indices de Miller et les angles d'Euler de ces orientations sont référencés dans le Tableau 3.1.



Niveaux : 2, 3, 4, 7, 12, 18, 30, 60.

Figure 3.23. Texture de l'acier Ti IF déformé en torsion à 840°C (Baczynski et Jonas, 1998).



Niveaux : 2, 3, 4, 7, 12, 18, 30, 60, 80, 100.

Figure 3.24. Texture de l'acier Ti IF déformé en torsion à 840°C (Baczynski et Jonas, 1998).

3.5.2. RESULTAT DES SIMULATIONS ET DISCUSSION

Les calculs ont été réalisés avec le modèle de Taylor et l'approche auto-cohérente. Ils simulent le développement des textures de déformation et de recristallisation dynamique de manière séquentielle. Certaines simulations ont été conduites en premier lieu sous l'hypothèse de croissance sélective des nuclei, comme décrit à la fin de cette section. Cependant, ce type de DRX fait croître des orientations bien définies, ou des fibres particulières, phénomènes qui ne se retrouvent pas durant les expériences. Nous avons conclu que la croissance sélective ne jouait pas un rôle significatif dans ce matériau, pour ces conditions de sollicitation. Ainsi, seul le procédé de nucléation orientée et croissance a été étudié en détail.

3.5.2.1. Modèle de Taylor

Les textures de recristallisation dynamique obtenues avec le modèle de Taylor sont présentées sur la Fig. 3.22. A la déformation $\epsilon = 5$, la composante principale de la texture est D2, alors que pour les déformations plus importantes ($\epsilon = 10$, $\epsilon = 20$), l'intensité maximale de l'ODF est obtenue pour la composante T. Deux autres composantes idéales, E1 et E2, sont aussi présentes dans les textures calculées et gagnent en intensité tout au long de la déformation. Cependant, les textures prédites avec le modèle de Taylor ne sont pas en correspondance avec les textures expérimentales. Comme nous le montre la figure 3.25, les deux orientations D1 et D2 restent présentes même quand la déformation devient importante alors que les orientations E1 et E2 disparaissent graduellement. Ainsi, ce modèle ne décrit pas de manière convainquante l'évolution de la texture de recristallisation dynamique dans ce matériau.

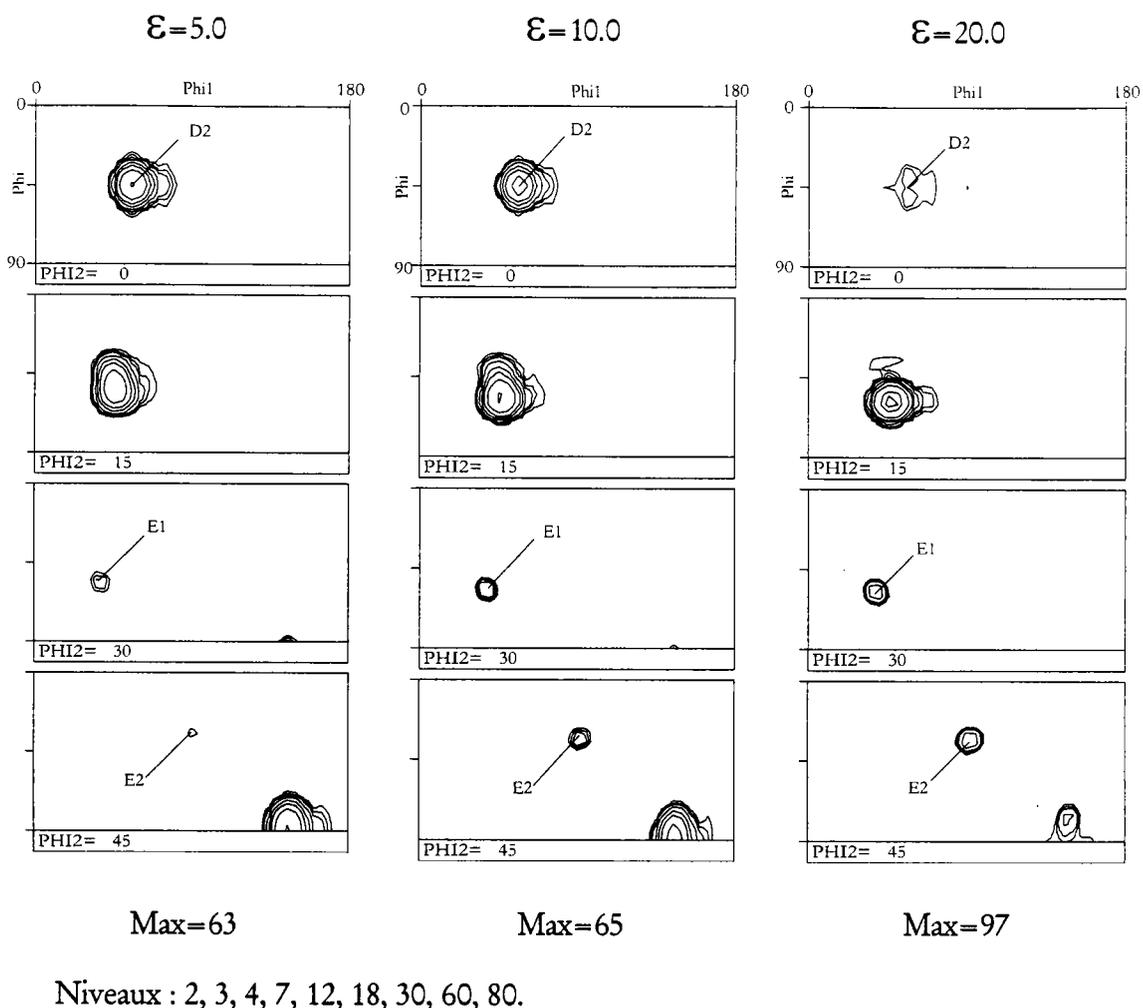


Figure 3.25. Textures simulées de DRX en torsion obtenues en utilisant le modèle de Taylor en conjonction avec la nucléation orientée et la croissance.

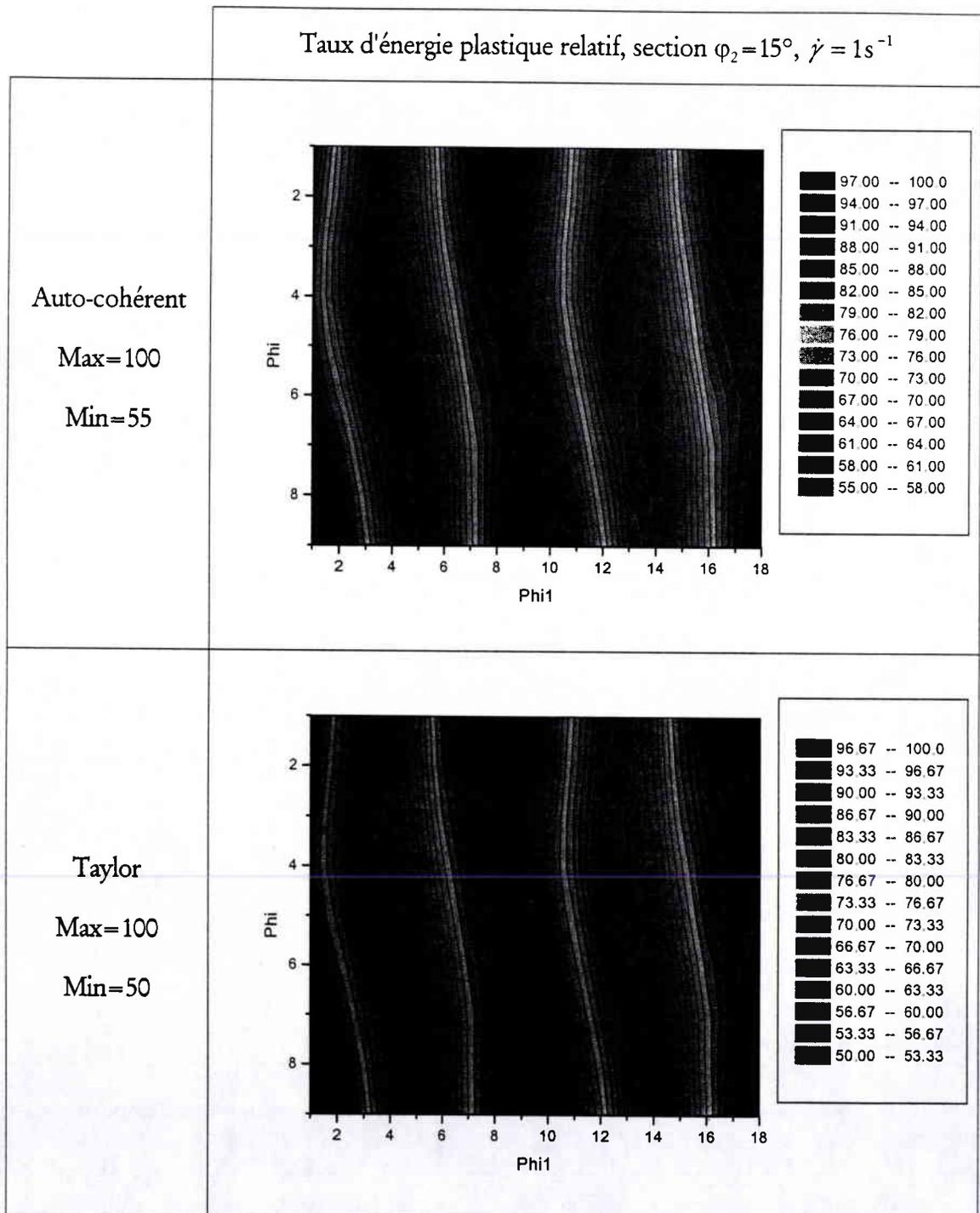
(Baczynski et Jonas, 1998)

3.5.2.2. Modèle auto-cohérent

Par contraste, l'application du modèle auto-cohérent conduit à une amélioration notable des prédictions de texture de déformation (voir les résultats présentés sur les 3 figures suivantes). Ces textures sont obtenues pour trois valeurs du paramètre α ; Fig. 3.26:

$\alpha = 0.64$; Fig. 3.27: $\alpha = 1.0$ et Fig. 3.28: $\alpha = 2.0$. La valeur $\alpha = 0.64$ est directement dérivée des travaux de Molinari et Tóth (1994) utilisant la formule (II.15).

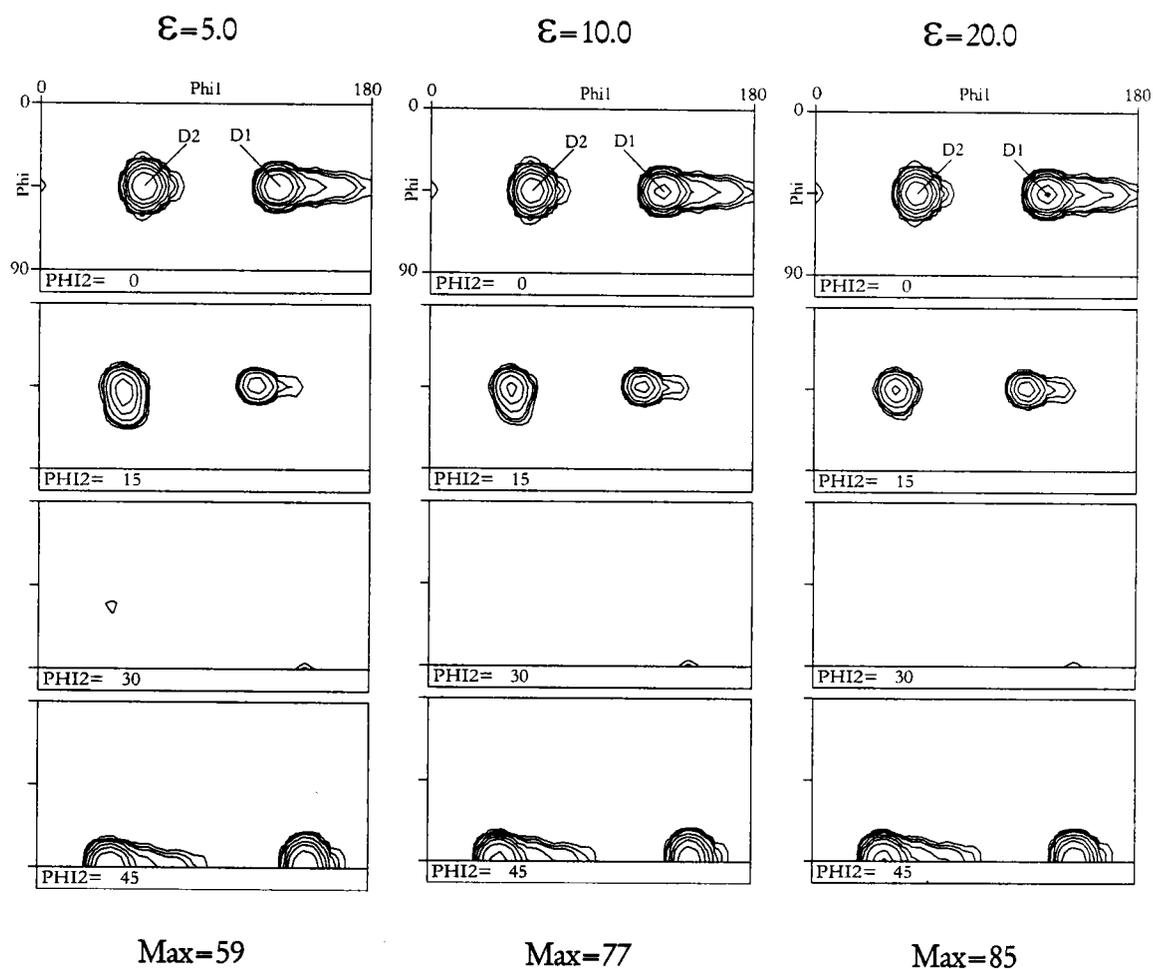
La différence qui existe entre les simulations par le modèle de Taylor et celui auto-cohérent prend sa source dans les différences de répartitions du taux d'énergie plastique.



Tableaux 3.1. Comparaison de l'énergie plastique instantanée calculée par le modèle de Taylor et Auto-cohérent

Dans le tableau précédent, nous montrons que la répartition des taux d'énergie plastique, ainsi que les lieux de répartition ne sont pas tout à fait semblables. Ces différences, mêmes si elles sont faibles ($\approx 10\%$), peuvent mener à des simulations complètement différentes due aux déformations plastiques simulées très grandes ($\epsilon = 20$).

La texture de recristallisation correspondante à cette figure (Fig. 3.26) est caractérisée par la présence des deux composantes D1 et D2 à proportion égale. Cependant, expérimentalement, D1 est significativement plus faible que D2 (Fig. 3.24).

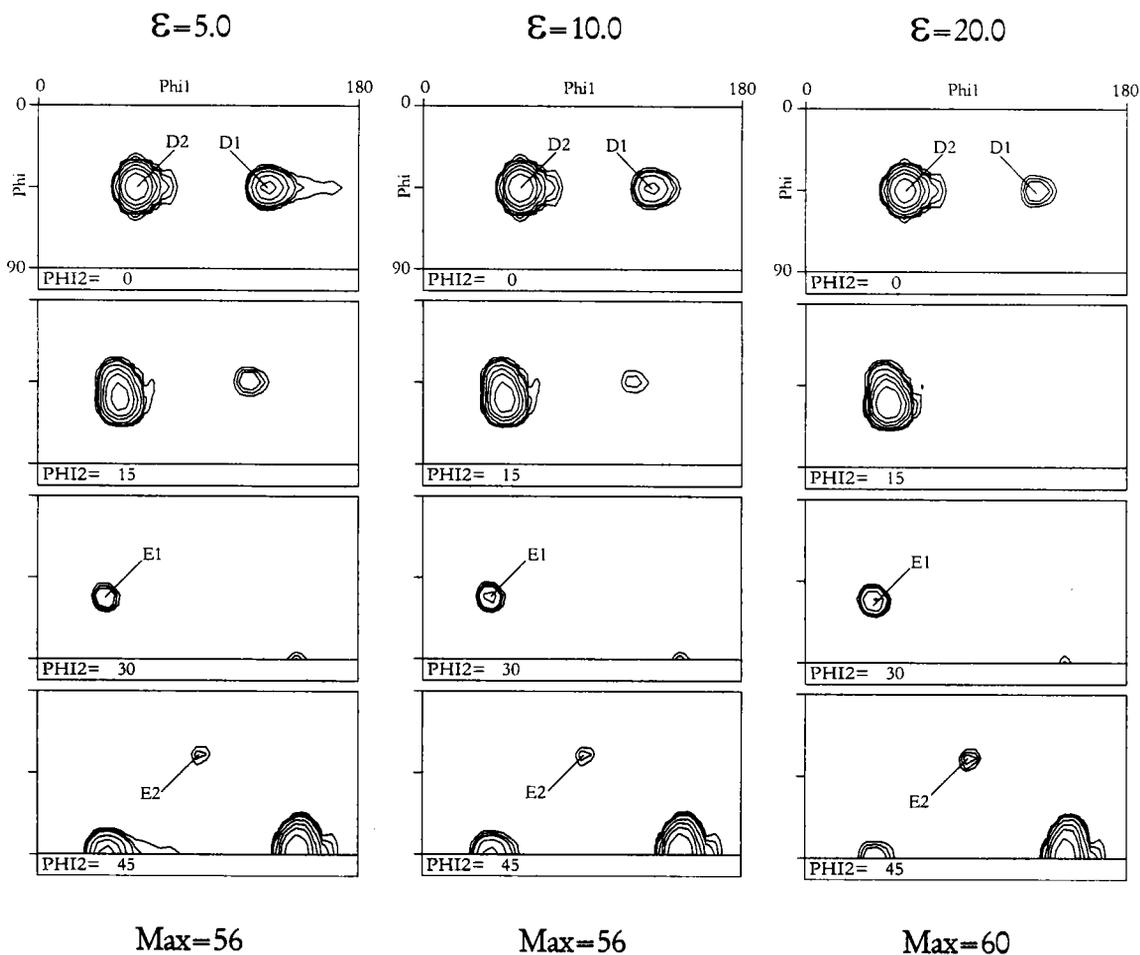


Niveaux : 2, 3, 4, 7, 12, 18, 30, 60, 80.

Figure 3.26. Textures simulées de DRX en torsion obtenues en utilisant le modèle de auto-cohérent ($\alpha = 0.64$) en conjonction avec la nucléation orientée et la croissance.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.27, les textures expérimentales sont

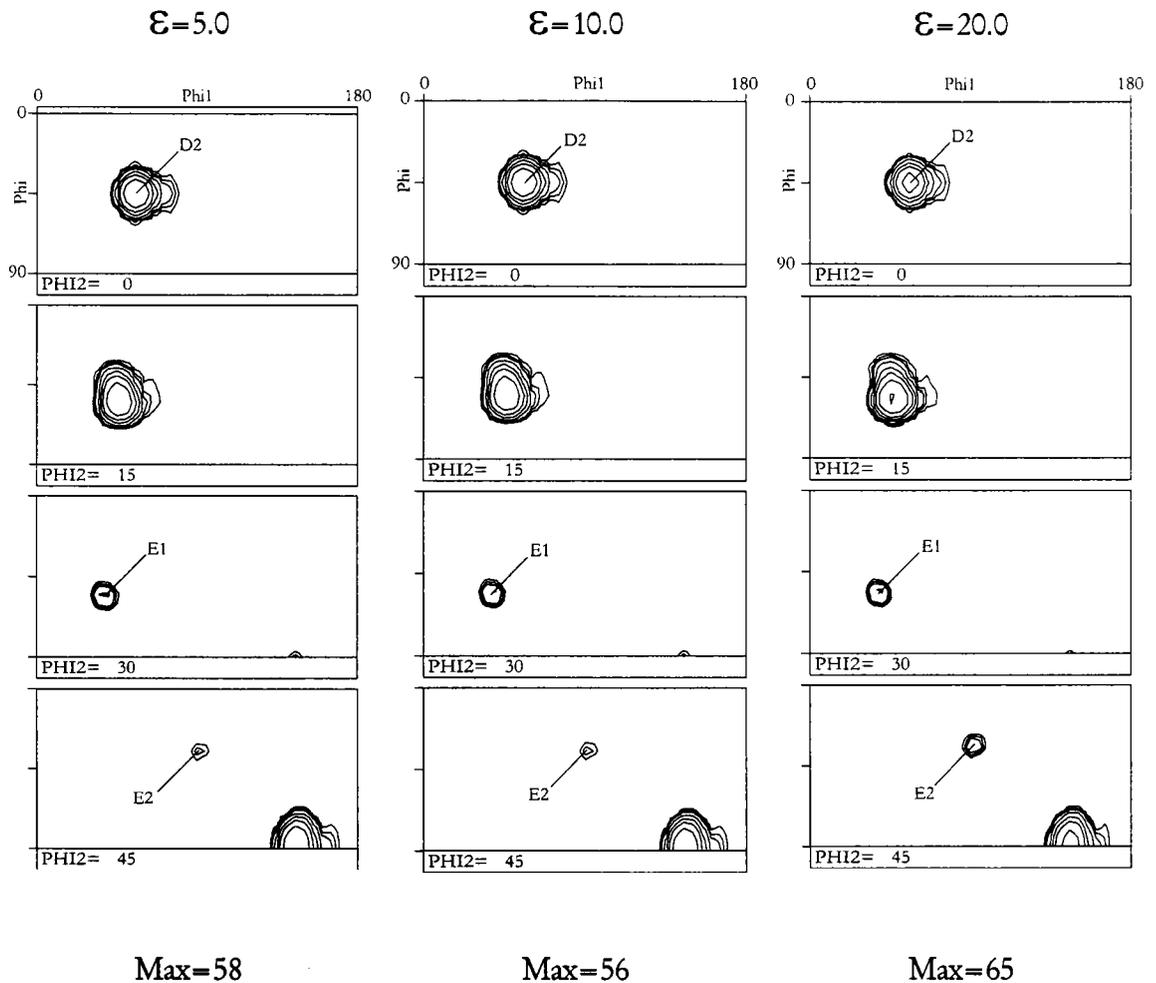
parfaitement reproduites par le modèle auto-cohérent avec $\alpha = 1.0$ (modèle sécant), même aux grandes déformations. La composante principale est bien l'orientation D2 et l'importance relative de D1 décroît avec la déformation. La composante T est aussi forte que dans l'expérience. La seule variation par rapport à l'expérience concerne les composantes E1 et E2. Sur les textures expérimentales, E1 diminue continûment mais est encore présent à $\epsilon = 19$, alors que E2 disparaît après une déformation de seulement $\epsilon = 5$ (voir Fig. 3.24). Or sur les simulations, ces deux composantes augmentent un peu, tout en restant mineures. Toutefois les résultats obtenus avec $\alpha = 1.0$ peuvent être considérés comme satisfaisants.



Niveaux : 2, 3, 4, 7, 12, 18, 30, 60.

Figure 3.27. Textures de DRX en torsion obtenues en utilisant le modèle auto-cohérent ($\alpha = 1.0$) en conjonction avec la nucléation orientée et la croissance.

Quand α augmente à 2.0 (Fig. 3.28), la composante D1 n'apparaît déjà plus à $\epsilon = 5$ et le maximum d'intensité est localisé sur la composante T. La composante E1 persiste alors que E2 se renforce un peu. La valeur, $\alpha = 2.0$, n'est pas correcte pour rendre compte complètement des tendances expérimentales.



Niveaux : 2, 3, 4, 7, 12, 18, 30, 60.

Figure 3.28. Textures de DRX en torsion obtenues en utilisant le modèle auto-cohérent ($\alpha = 2.0$) en conjonction avec la nucléation orientée et la croissance.

La sensibilité des résultats à la valeur du paramètre d'interaction α est marquée et assez surprenante. En effet, Toth et al. (1997) ont montré que des valeurs de α compris

entre 0.6 et 2.0 conduisaient à des textures de laminage presque identiques. Au contraire, dans cette étude, quand $\alpha = 2.0$, les textures commencent à se rapprocher de celles obtenues par le modèle de Taylor avec ou sans recristallisation dynamique (DRX : D1 disparaît et D2 est plus faible que T, comparaison des Fig. 3.26 et 3.28).

Une interprétation possible de cette sensibilité des textures de cisaillement au paramètre α peut être la suivante. Les textures de cisaillement ont la particularité que les orientations idéales sont situées près des frontières séparant les parties convergentes et divergentes du champ de vitesse des orientations dans l'espace d'Euler (Baczynski et Jonas, 1998; Toth et al., 1988; Toth et al., 1989). Cette propriété rend possible le basculement de la position des composantes idéales (Baczynski et Jonas, 1998; Toth et al., 1988) et peut être aussi responsable des différentes transitions de texture qui apparaissent dans les simulations avec recristallisation dynamique (Toth et al., 1988; Toth et al., 1989). Il semble aussi que la variation du paramètre α affecte la nature du champ de rotation (spécialement autour des composantes idéales, où les gradients ont leurs valeurs les plus fortes). Une telle sensibilité n'est pas possible dans le cas du laminage, toutes les orientations idéales se trouvent dans les zones convergentes du champ de rotation (Toth et al., 1990).

Il reste maintenant à expliquer pourquoi dans les simulations avec et sans DRX, le modèle sécant ($\alpha=1.0$) conduit à une reproduction plus fidèle des textures expérimentales (comparaison des Figs 3.24 et 3.27 ou 3.16 et 3.19). Une explication peut être basée sur le fait que la valeur de α déterminée par Molinari et Toth (1994) a été calibrée sur des grains de formes sphériques. Des calculs par éléments finis ont été faits par Gilormini et Germain (1987) sur des inclusions de forme elliptique et sphérique. Sur la figure suivante, est représentée la vitesse relative de déformation équivalente (δ) entre l'inclusion (ellipsoïdale et sphérique) et la matrice en fonction du rapport de rigidité (Σ) et de la sensibilité à la vitesse de déformation (m). L'information principale est que pour un Σ égale et quel que soit la valeur de m , δ se rapproche plus des valeurs données par le calcul de Taylor dans le cas

d'une ellipse que dans celui d'une sphère. Cette sensibilité est d'autant plus marquée que m est petit ($m=0.05$ dans notre cas). Le mode de déformation de Taylor correspond aux grandes valeurs du paramètre α (Chapitre 2). Il est cependant à noter, que la forme du grain est déjà prise en compte dans le modèle auto-cohérent par le biais du terme

$$\left[\underline{\underline{A}}^s(\underline{\underline{D}}) - \left(\underline{\underline{R}}^{(g)s}(\underline{\underline{D}}) \right)^{-1} \right]$$

de la loi d'interaction. Pourtant, au vue des simulations, il est possible de proposer l'hypothèse que α dépende aussi de la forme.

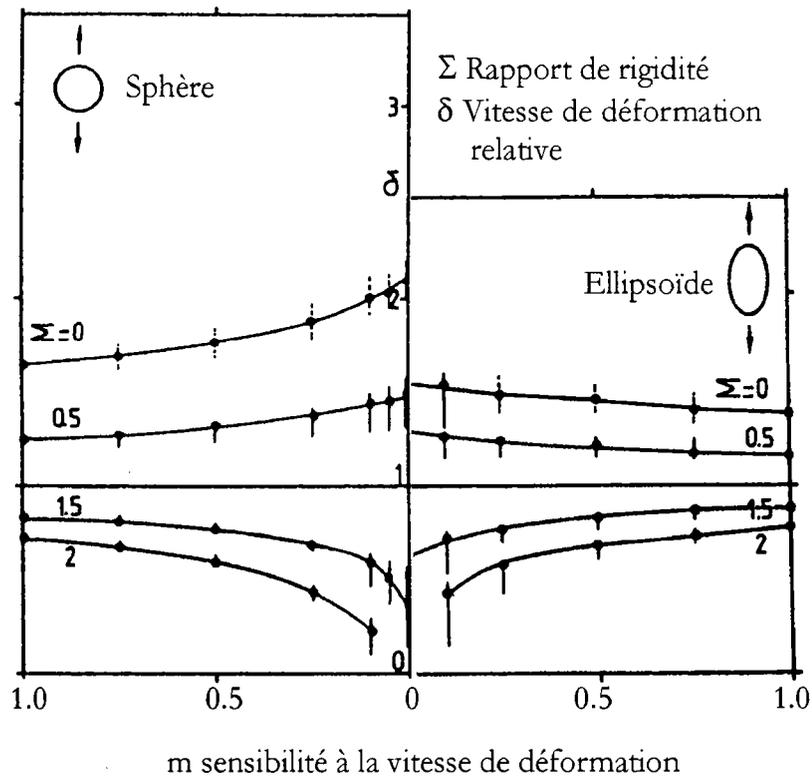
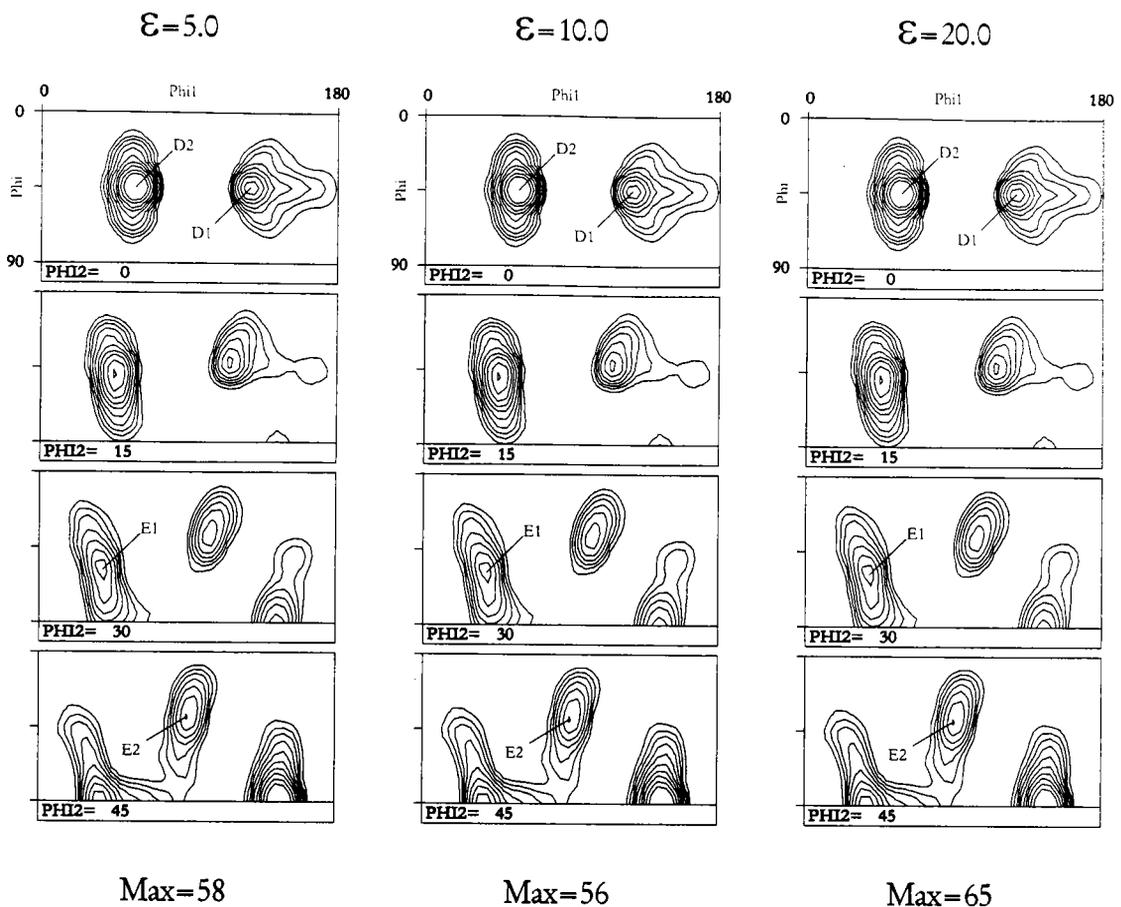


Figure 3.29. Variation de la vitesse de déformation relative d'une inclusion sphérique ou ellipsoïdale en fonction de la rigidité relative et du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation (Gilormini et Germain, 1987).

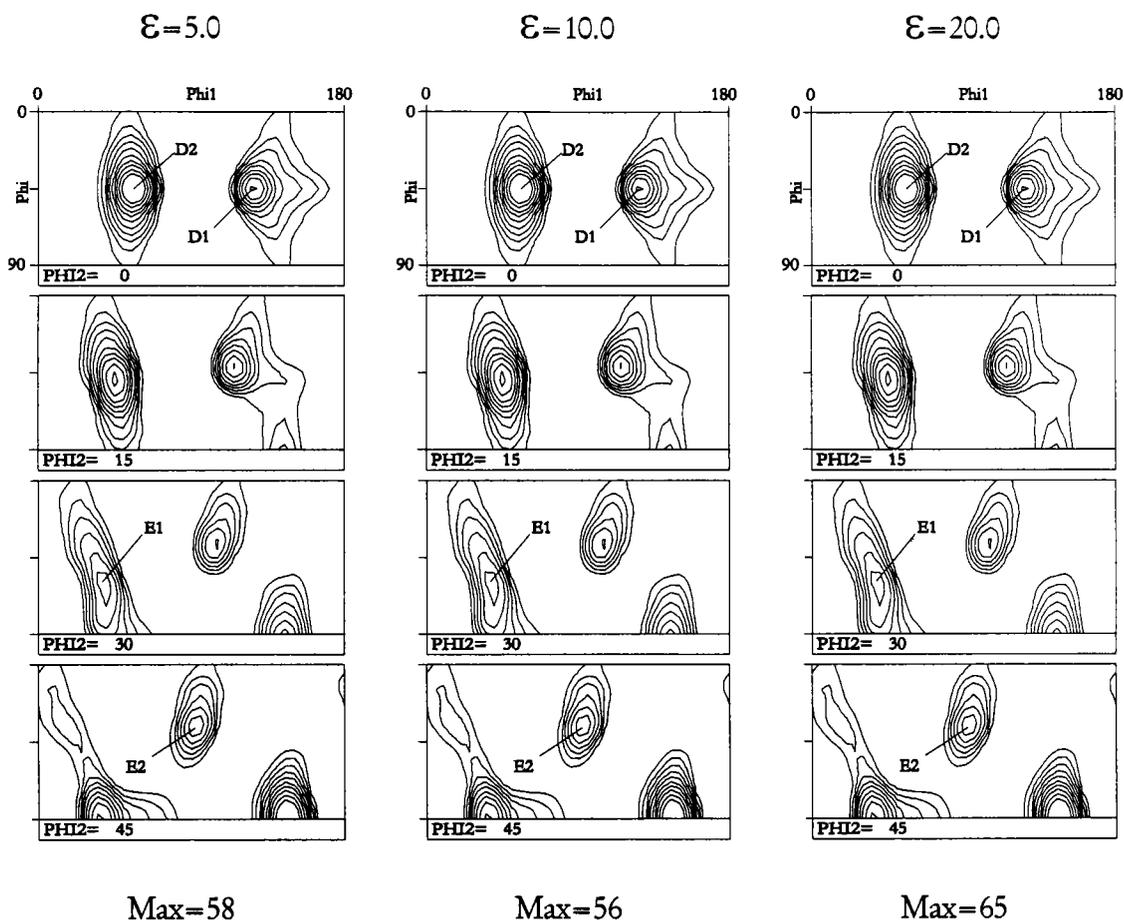


Niveaux : 1.0, 1.3, 1.6, 2.0, 2.5, 3.2, 4.0, 5.0, 6.4, 8.0

Figure 3.30. Textures simulées de DRX en torsion obtenues en utilisant le modèle auto-cohérent ($\alpha = 1.0$) en conjonction avec la croissance sélective de type CSL.

Les textures prédictives avec recristallisation reproduisent les observations expérimentales de manière très fidèle (Comparaison de la Fig. 3.24 et Fig. 3.28). Mais les calculs menés ci-dessus n'ont utilisé que la nucléation orientée et la croissance non sélective. Cependant, la croissance sélective fait partie des mécanismes de recristallisation dynamique. Des simulations ont été tentées afin de déceler la possible occurrence des mécanismes de coïncidence des plans (PM) ou des sites du réseau (CSL). Les résultats obtenus pour le cas CSL avec une rotation de $\pm 27^\circ$ autour de l'axe perpendiculaire au plan de glissement le plus actif dans le grain est représenté sur la figure 3.30; pour le cas PM, les résultats correspondent à la figure 3.31. On remarque tout de suite, l'importance du schéma

de transfert de volume qui est très utile dans ce type de recristallisation car il permet aux fractions volumiques d'être transférées entre deux cases non voisines.



Niveaux : 1.0, 1.3, 1.6, 2.0, 2.5, 3.2, 4.0, 5.0, 6.4, 8.0

Figure 3.31. Textures simulées de DRX en torsion obtenues en utilisant le modèle de auto-cohérent ($\alpha = 1.0$) en conjonction avec la croissance sélective de type PM.

La comparaison détaillée des textures prédites par les mécanismes CSL (Fig. 3.30) avec les ODFs expérimentales (Fig. 3.24) révèle les différences suivantes. Même si les composantes D1 et D2 sont présentes dans les simulations, elles sont faibles par rapport aux intensités expérimentales. Nous notons de plus, le développement de courtes fibres autour de la composante D2 dans la direction φ dans les simulations et la persistance des

composantes E1 et E2.

Les textures obtenues dans le cas PM (Fig. 3.31) mettent en évidence encore plus de fibres que dans le cas précédent. C'est une conséquence naturelle du mécanisme de la coïncidence des plans. Il est intéressant de noter que les mécanismes de croissance sélective ne développent pas d'orientations autres que celles des textures de déformations. Cependant, elle produit une texture relativement faible et certaines composantes restent stables et cela de manière non réaliste (orientations E1 et E2). Par opposition, ces composantes disparaissent dans l'expérience aux grandes déformations. Ainsi la croissance sélective n'est pas le mode de recristallisation dynamique prépondérant dans le matériau étudié.

3.6. CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons étudié et comparé les textures expérimentales de torsion de l'acier Ti IF obtenues à température ambiante et en recristallisation dynamique avec les simulations réalisées en utilisant la technique de transfert de volume associée à un modèle de Taylor ou un schéma auto-cohérent.

Dans les conditions de température ambiante, une étude paramétrique a été menée sur la valeur de α (paramètre de calibrage de la loi d'interaction sur les éléments finis), le type de modèle de calcul (modèle de Taylor ou schéma auto-cohérent) ainsi que sur la finesse du maillage de l'espace d'Euler (taille des cases). Pour les simulations de recristallisation dynamique, la même étude paramétrique a été réalisée sur le modèle de nucléation orientée et croissance, à l'exception des effets du maillage dans l'espace d'Euler. L'influence de la forme des grains a été mise en évidence. Les simulations avec la croissance sélective n'ont été faites qu'à titre de comparaison dans un des cas précédents. Les conclusions sont les suivantes :

A température ambiante :

- ✓ Le modèle de Taylor conduit à des simulations proches des ODF expérimentales. Seul, l'intensité de la composante D1 peut être discutée pour $\varepsilon=1.9$. En effet, Baczynski mentionne dans sa thèse que l'intensité des composantes J1 et J2 à cette déformation ($\varepsilon=1.9$) n'est pas représentative des tendances expérimentales.
- ✓ Par contre, le schéma auto-cohérent donne des résultats corrects mais dont la précision dépend de la valeur du paramètre α . Cette dépendance est due au fait que le calibrage de α a été réalisé sur des inclusions sphériques et non pas ellipsoïdales.
- ✓ Le raffinement trop fin du maillage conduit à des simulations dont les résultats sont plus éloignées de l'expérience. En effet, les hétérogénéités intracristallines ne sont pas pris en compte dans ce cas. Donc, pour toutes les simulations futures, nous imposerons des tailles de cases de $10^\circ \times 10^\circ \times 10^\circ$.

A haute température :

- ✓ Pour la simulation utilisant la nucléation orientée et la croissance, les textures obtenues grâce au modèle de Taylor ne correspondent pas à celles obtenues expérimentalement à grande déformation ($\varepsilon=10-20$). En effet, la composante principale prédite est T, alors que d'autres orientations existent dans les textures expérimentales.

-
- ✓ Le schéma auto-cohérent reproduit de manière plus fidèle les textures expérimentales, quand une valeur du paramètre $\alpha = 1.0$ (loi sécante) est employée. Cette valeur diffère de celle préconisée dans les travaux précédents, car la forme stable du grain à grande déformation est elliptique et non pas sphérique. Il apparaîtrait donc que dans ces conditions, une valeur supérieure de α serait associée à la forme ellipsoïdale des grains.

 - ✓ Les simulations séparées pour la nucléation orientée et la croissance sélective (concordance des plans ou coïncidence des sites) indique que cette dernière n'est pas le mécanisme prépondérant de la recristallisation dynamique dans l'acier Ti IF.

CHAPITRE 4

MISE EN EVIDENCE DE LA DRX DANS LES BANDES DE CISAILLEMENT ADIABATIQUE

4.1. INTRODUCTION

Lors de la pénétration d'un projectile ou lors de nombreux processus de mise en forme, il peut se développer une instabilité de l'écoulement plastique conduisant à la localisation de la déformation plastique dans des bandes de cisaillement très étroites. Ces bandes peuvent se rencontrer dans les aciers, les polymères et certains matériaux géologiques. On s'intéresse ici à un type particulier de bandes, les bandes de cisaillement adiabatique (BCA). Elles apparaissent pour une valeur de la vitesse de déformation suffisamment grande. La conduction thermique n'a plus le temps d'évacuer toute l'énergie calorifique produite (90% du travail plastique). L'élévation locale de la température devient très importante dans une BCA, et nous trouvons ainsi, les conditions idéales de l'apparition de la recristallisation dynamique (température et déformation). Si le mécanisme de DRX apparaît, il peut faire évoluer certaines caractéristiques intrinsèques de la BCA comme la vitesse de déformation ou bien sa largeur. En effet, la recristallisation modifie considérablement la forme des grains et la texture de ceux-ci. De plus les nouveaux grains que créent ce mécanisme sont vierges de tout écrouissage diminuant ainsi la contrainte d'écoulement. L'évolution importante de la température au sein de la BCA peut induire un changement de phase. Ce phénomène sort du cadre de notre étude et ne sera pas pris en considération. Sur la figure 4.1, la zone blanchâtre représente la bande. Cette couleur est caractéristique d'une transformation martensitique.

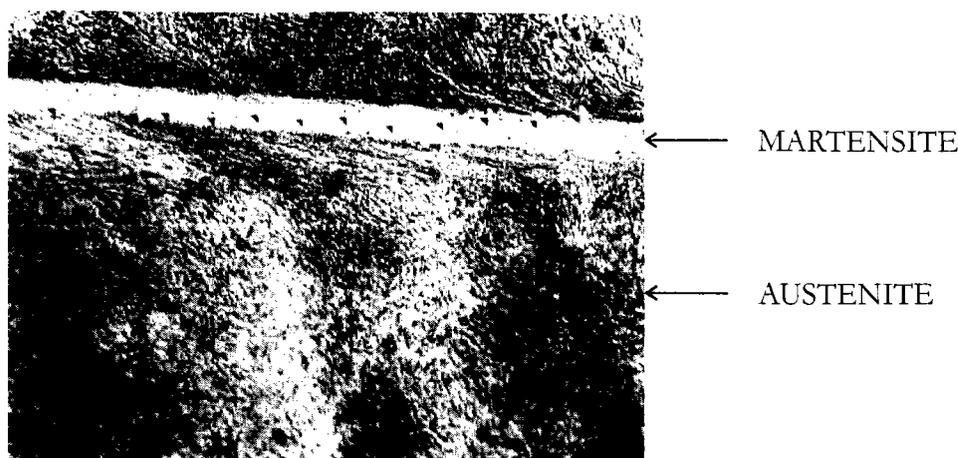


Figure 4.1. Transformation de phase au sein de la bande de cisaillement adiabatique
(d'après Pokorný, 1986).

La démarche expérimentale pour mettre en évidence de la DRX au sein d'une BCA s'appuie sur l'utilisation de la technique EBSD. Elle permet de déterminer la texture cristallographique d'un matériau à condition que sa densité de dislocations soit faible. Sachant que les grains recristallisés sont des grains neufs (vierge de toute déformation à leur apparition) ne subissant que de faibles déformations (100% de matériau recristallisé après 0.25 de déformation équivalente), il en résulte que seul, ces grains devraient être détectables au sein de la bande de cisaillement. La comparaison des textures obtenues au sein de la bande de cisaillement et sur son bord avec les simulations permet de mettre en évidence l'occurrence ou non de la recristallisation ainsi que son type.

4.2. LES BANDES DE CISAILLEMENT

Dans de nombreux processus, à grande vitesse de déformation comme :

- la pénétration d'un projectile dans une cible,
- la fragmentation par explosion,

ou dans les études plus fondamentales comme :

- la torsion d'un tube à paroi mince,
- le double cisaillement (Chapitre 4.4.1),

l'écoulement plastique peut devenir instable et conduire à la localisation de la déformation plastique. Ce type d'instabilité conduit le plus souvent à la ruine de la structure ou de la pièce ainsi sollicitée à cause de l'apparition de fissures. Il existe deux catégories de bandes de cisaillement :

1. Les bandes de cisaillement isothermes lorsque le temps caractéristique de conduction est inférieur à celui du chargement,
2. Les bandes de cisaillement adiabatiques pour lesquelles la chaleur produite reste confinée dans la zone de déformation.

Cette étude porte sur ce deuxième type de bandes. Tresca (1878) a été le premier à en mentionner l'observation sur des pièces forgées. Mais c'est Zener et Hollomon (1948) qui, les premiers, proposèrent une explication. Ils supposent que la déformation plastique sans conduction thermique entraîne une augmentation locale de la température. Celle-ci conduit à un adoucissement thermique diminuant les caractéristiques mécaniques du matériau. Si la diminution de la contrainte d'écoulement devient plus importante que l'accroissement de cette même contrainte dû à l'écrouissage, le phénomène se localise et devient auto-catalytique (Fig. 4.2).

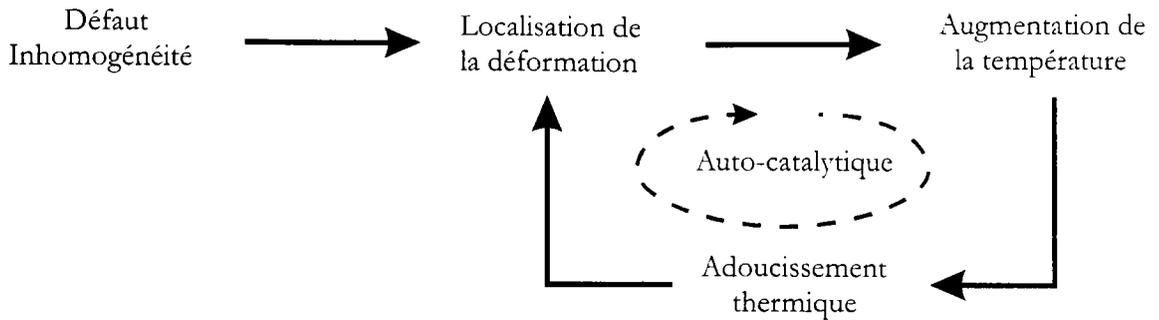


Figure 4.2. Mécanisme auto-catalytique

De nombreuses études théoriques ont été menées afin de déterminer les conditions d'initiation de la localisation (Clifton, 1980; Bai, 1982; Molinari, 1985; Fressengeas et Molinari, 1987; Anand et al., 1987; Molinari, 1988) ainsi que de suivre le développement de l'instabilité et la formation de la bande de cisaillement (Litonski, 1976; Merzer, 1982; Molinari et Clifton; 1983 et 1987; Batra, 1987).

D'autres études se sont attachées à caractériser le comportement des matériaux où apparaissent de tels phénomènes. Ces modélisations peuvent être soit phénoménologiques, s'attachant à identifier les paramètres de loi empirique grâce aux expériences, soit physiques visant à créer des liens entre les phénomènes microscopiques et macroscopiques (François et al., 1991).

4.3. LA TECHNIQUE EBSD

Les différentes techniques employées à ce jour pour mettre en évidence les textures cristallographiques sont la microscopie électronique à transmission (MET), le goniomètre de texture ou la technique EBSD. Pour le goniomètre de texture, le spot de balayage est beaucoup trop gros (minimum 1mm^2) pour que nous puissions l'utiliser dans le cas des bandes de cisaillement (10 à $100\ \mu\text{m}$ de largeur). Le MET, quant à lui, est plutôt utilisé pour étudier les paramètres de mailles, pour mettre en évidence les zones de forte et faible

densité de dislocations et les lignes de glissement. Les mesures d'orientation peuvent tout de même être obtenues pour un grain par le biais des figures de diffractions. L'EBS est quant à elle, considérée comme la technique la plus favorable à l'étude de la microstructure dans des zones très petites en raison de la finesse de son balayage.

Au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux, le système EBSD a été monté sur le microscope électronique à balayage (LEICA 440) entièrement piloté par un ordinateur tant au niveau du canon que de la platine. Le système a été développé par la société OXFORD. Il est constitué d'un écran au phosphore, d'une caméra et d'un logiciel d'indexation automatique permettant aussi l'acquisition de données sur des surfaces importantes. Sur la figure 4.3, nous montrons la configuration d'utilisation.

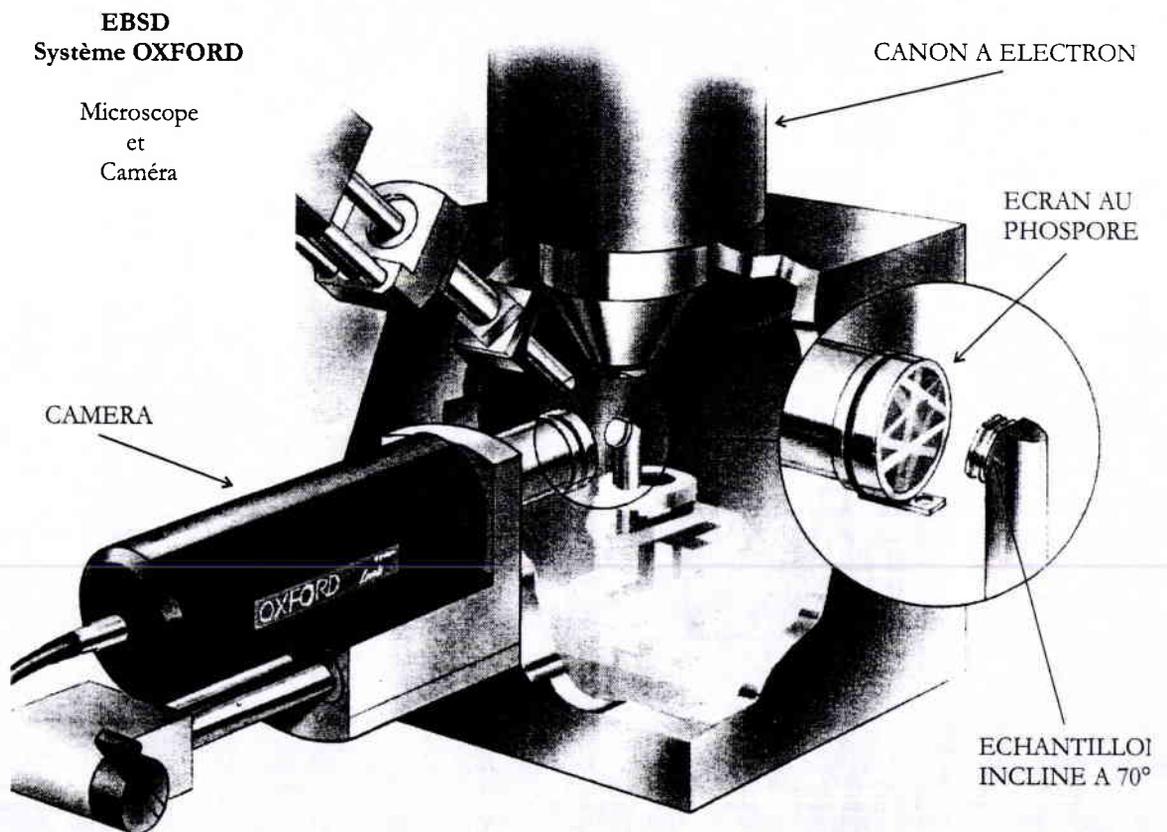


Figure 4.3. Configuration d'utilisation de l'EBS.

Les électrons sont projetés sur le spécimen incliné d'un angle de 70° par rapport à l'axe du canon afin d'être diffractés sur l'écran au phosphore formant les motifs de diffraction de Kikuchi (Fig. 4.4). Ce sont essentiellement des projections de la géométrie du réseau. Le faisceau d'électrons interagit élastiquement avec tous les plans atomiques du cristal. Certains électrons seront diffractés par les plans du réseau avec un angle de Bragg bien définis. Les autres électrons le seront de manière inélastique et contribueront au bruit de fond du motif de Kikuchi.

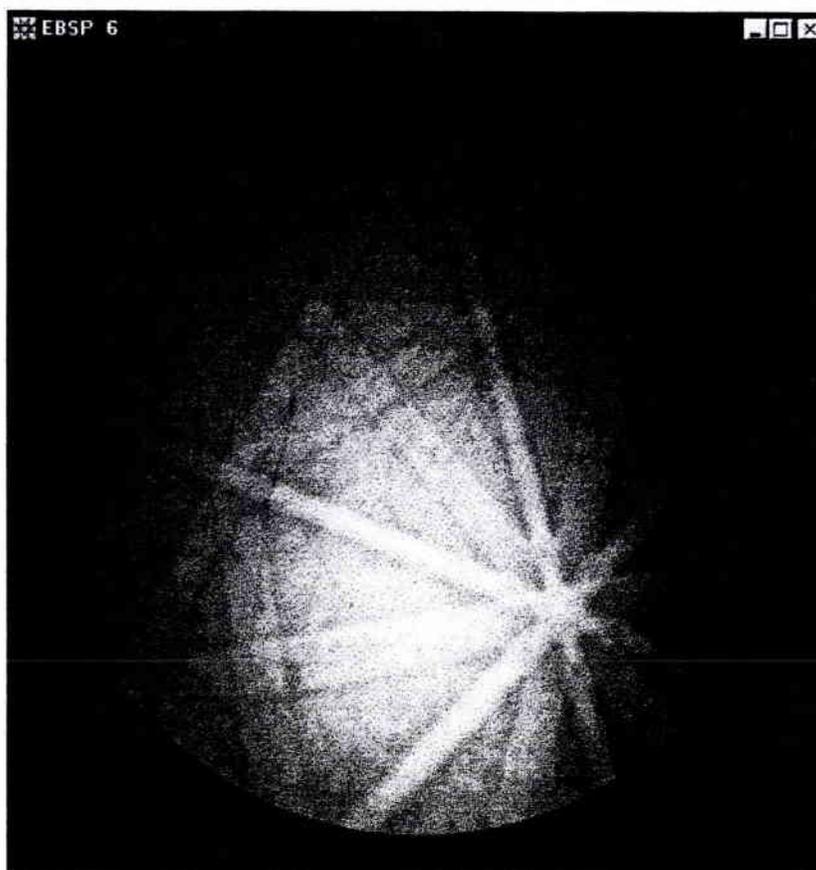


Figure 4.4. Motif de diffraction de Kikuchi.

Ces lignes nous permettent, connaissant le réseau cristallographique du matériau, d'en déduire l'orientation du grain sous le faisceau par le biais d'une indexation automatique effectuée par l'ordinateur (Fig. 4.5).

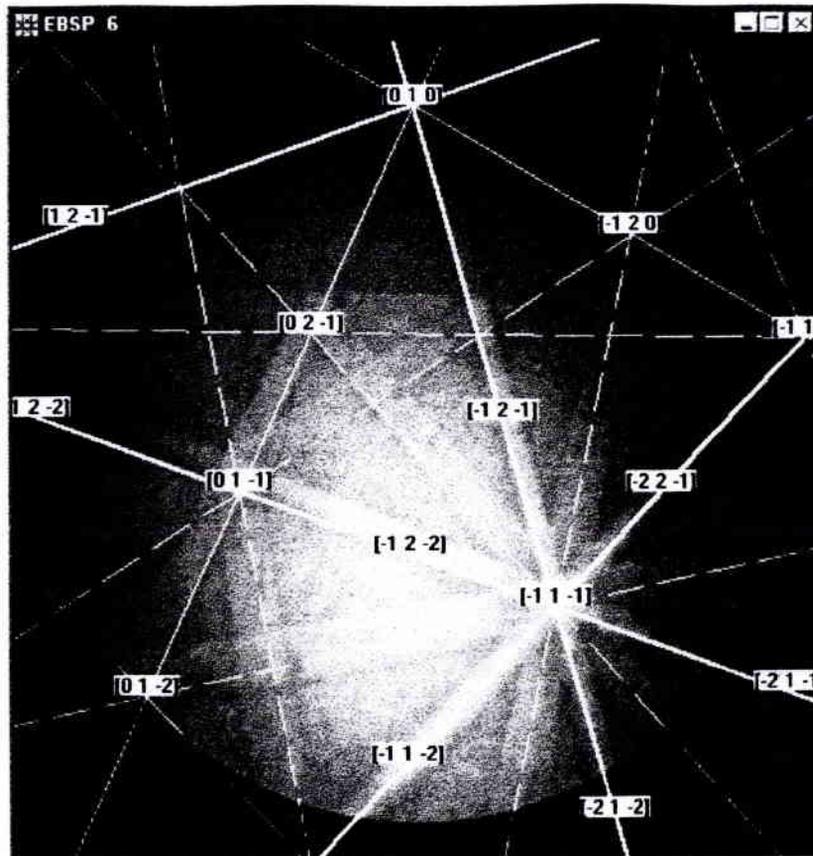
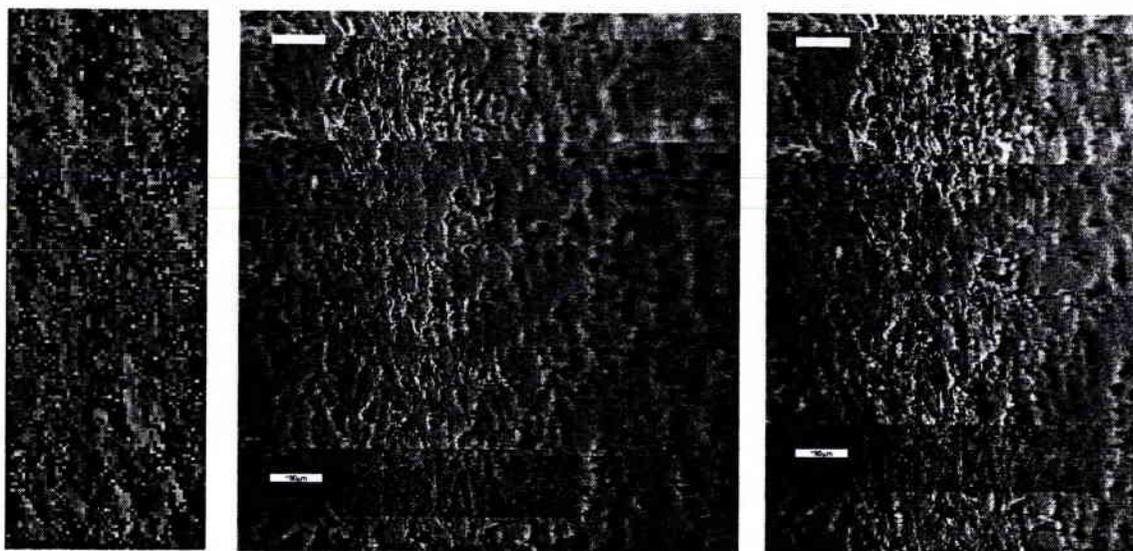


Figure 4.5. Indexation faite par l'ordinateur.

Le canon d'électrons ou la platine du microscope sur laquelle se trouve le spécimen peuvent être asservie par le logiciel permettant la cartographie d'une zone (Fig. 4.6). Le logiciel fait des mesures ponctuelles sur une grille XY dont la taille est définie par l'utilisateur (avec une définition de l'ordre de $1\mu\text{m}$). L'avantage de cette méthode est la mise en évidence de la forme des grains en considérant qu'un paquet de point de même orientation fait partie du même cristal. Le pilotage du faisceau permet une mesure rapide sur une zone étroite, alors que le pilotage de la platine supprime le défaut de défocalisation, (le point étudié est toujours bien placé sous le canon), mais augmente le temps de cartographie. A partir du fichier d'orientations collecté lors de mesure, nous pouvons tracer, après un traitement informatique, les ODF et les figures de pole correspondantes.

cartographie. A partir du fichier d'orientations collecté lors de mesure, nous pouvons tracer, après un traitement informatique, les ODF et les figures de pole correspondantes.



a) Carte des orientations

b) Photo de la zone étudiée

c) Superposition de a et b

Figure 4.6. Carte de texture de surface de l'éprouvette XC18 impactée en double cisaillement à 96 ms^{-1} .

Un inconvénient de cette technique est que le spécimen est incliné par rapport au faisceau d'électrons. La zone nette (où il y a focalisation du faisceau) est donc relativement étroite et la forme des grains distordue (Fig. 4.7). Il est donc délicat de faire des mesures sur des zones très étroites comme la bande de cisaillement (environ 10 à 100 μm). Heureusement, le logiciel de dépouillement possède une correction graphique permettant un repérage.

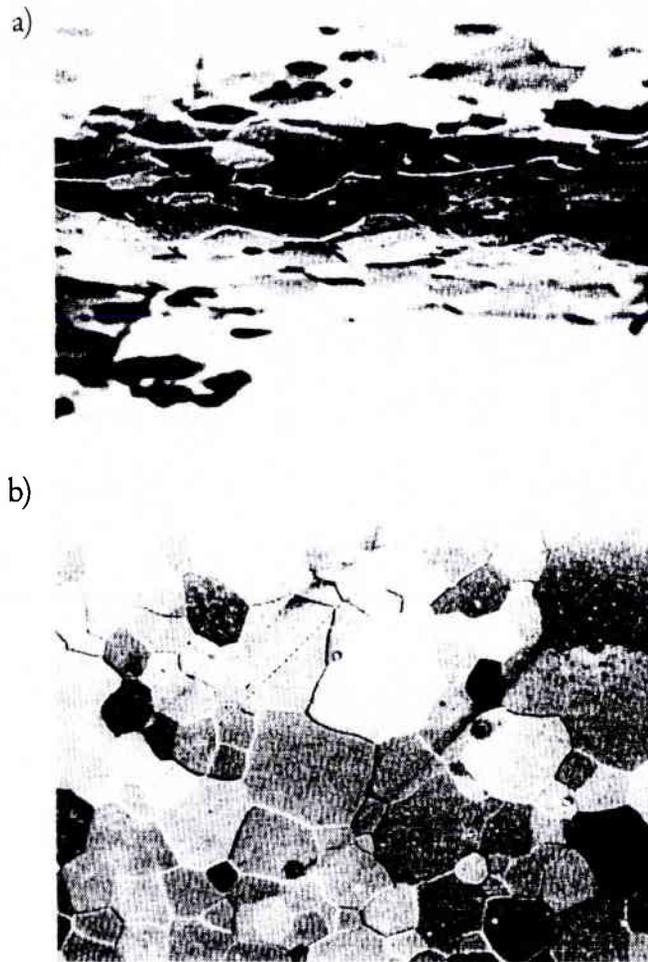


Figure 4.7. Image de la même région du spécimen.

a) incliné de 70°, b) à plat (Randle, 1992).

4.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.4.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LE DOUBLE CISAILLEMENT

Les bandes de cisaillement adiabatique ont été obtenues dans un acier XC18 en double cisaillement à grande vitesse de déformation. Cet acier a été choisi car il possède une structure cristallographique cubique centrée et que le laboratoire avait déjà réalisé une

campagne d'essai. Nous espérons de plus que l'utilisation de la même structure (cc) permettrait directement la comparaison des simulations du chapitre 3 avec les résultats obtenus.

Le dispositif expérimental (Fig. 4.8) est basé sur le principe des barres d'Hopkinson dont la barre de transmission a été remplacée par un tube où peut venir se loger le projectile (Klepaczko, 1994). Celui-ci constitué par une barre cylindrique est propulsé par la détente d'air dans une chambre (canon à gaz) à une vitesse de 1 à 200 ms^{-1} . Celui-ci rompt consécutivement l'éclairage (apporté par trois fibres optiques) de trois photodiodes. L'intervalle de temps entre les ruptures des faisceaux est mesuré grâce à deux compteurs de temps. Ainsi il est possible de déterminer la vitesse et l'accélération avant l'impact du projectile. Le déplacement axial de la partie centrale de l'éprouvette est mesuré grâce à un extensomètre optique réagissant au mouvement d'une cible collée sur l'éprouvette. La force axiale que subit l'éprouvette en fonction du temps peut-être obtenue à partir de la mesure de l'onde longitudinale par les jauges de déformation. L'utilisation d'éprouvette modifiée (Fig. 4.9) permet de diminuer la rotation des parties extérieures uniformisant ainsi la déformation.

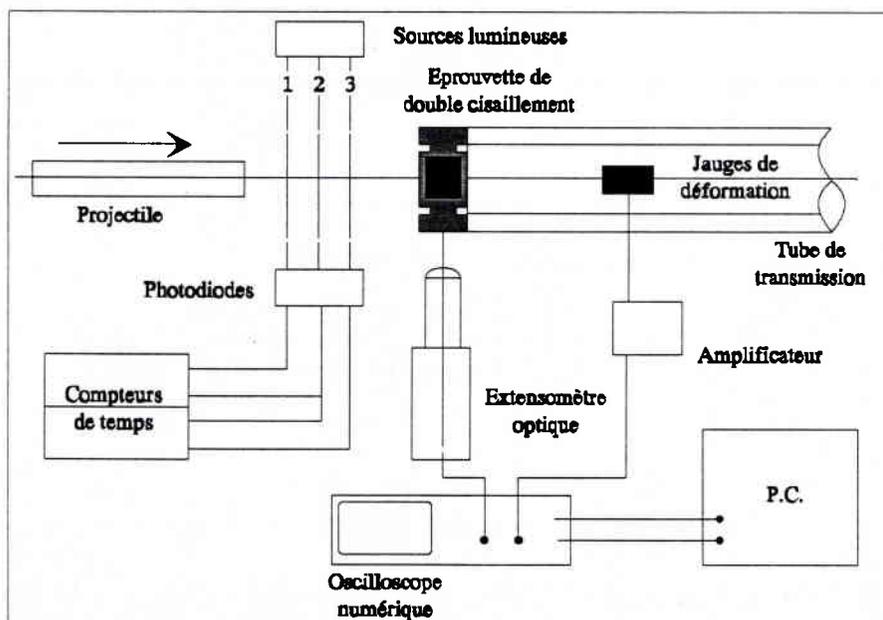


Figure 4.8. Dispositif de double cisaillement (Klepaczko, 1994).

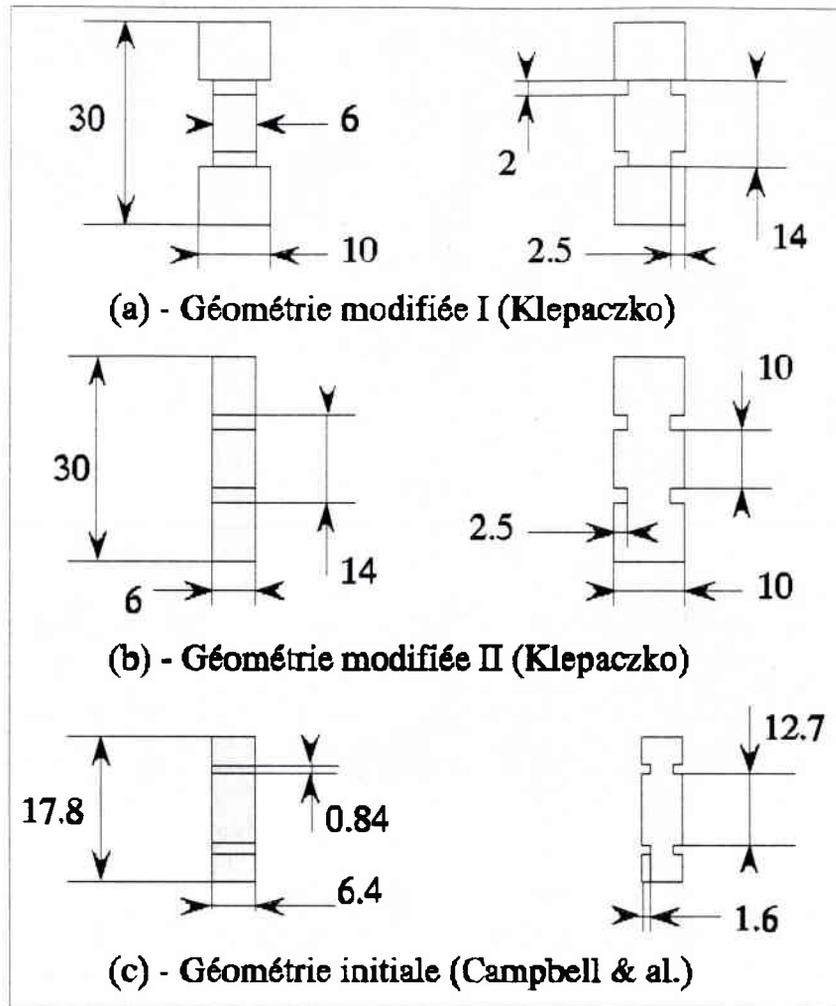


Figure 4.9. Dispositif de double cisaillement (Klepaczko, 1994).

Un problème majeur dans les éprouvettes qui nous ont été fournies est qu'il y a eu rupture. L'observation des BCA est donc moins aisée. L'utilisation du poinçonnage d'une éprouvette chapeau faciliterait le dépouillement des résultats (Fig. 4.10). Cette géométrie spéciale développée par Meyer et Manwaring (1985) permet de ne pas rompre l'éprouvette car la déformation totale est contrôlée à l'aide d'une bague d'arrêt. C'est grâce à ce type d'essai qu'Andrade et al. (1994), Hines et Vecchio (1997) ont mis en évidence dans le cuivre la recristallisation dynamique dans les bandes de cisaillement adiabatique.

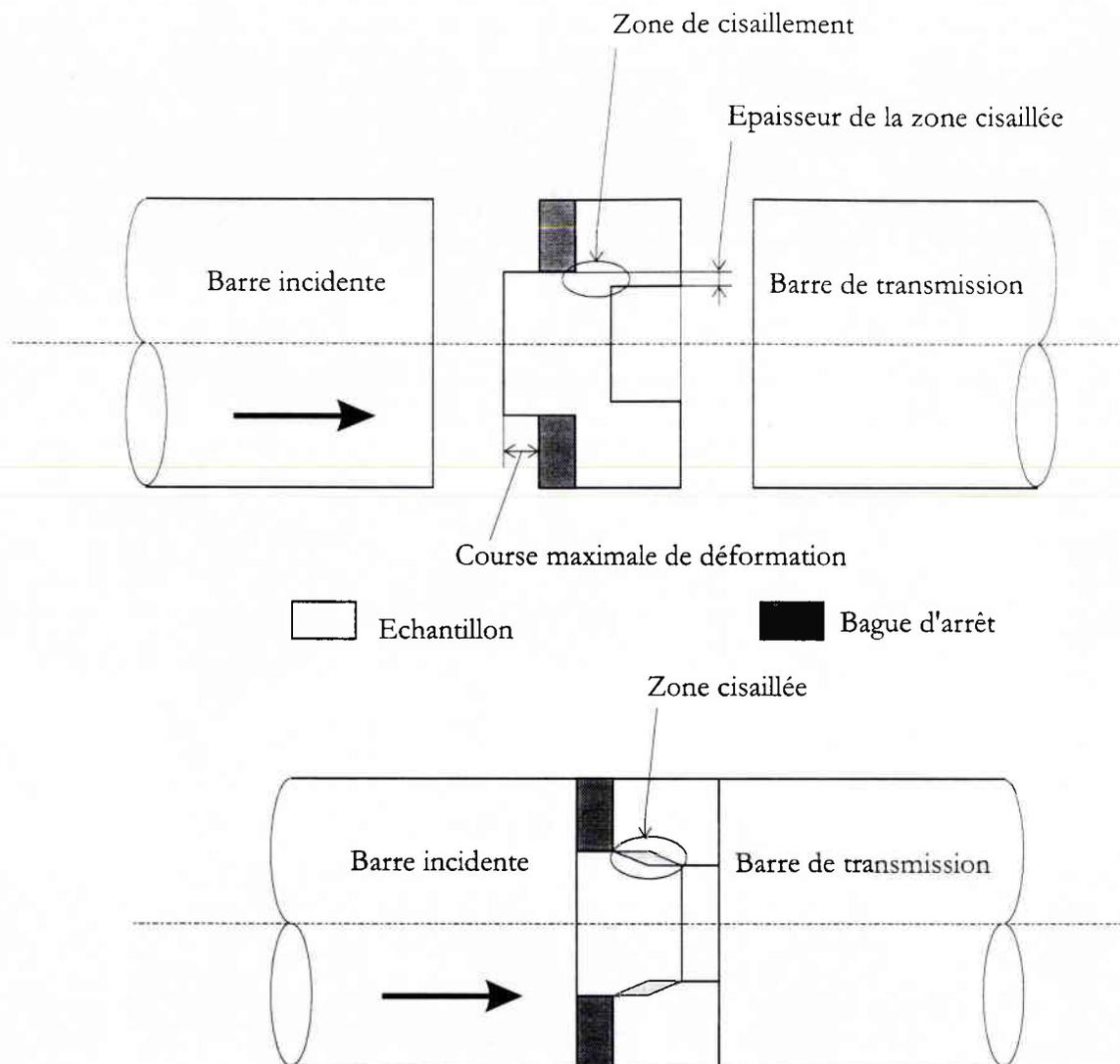


Figure 4.10. Schéma de fonctionnement du poinçonnage d'une éprouvette chapeau.

4.4.2. PREPARATION DES ECHANTILLONS ET OBSERVATIONS AU MICROSCOPE OPTIQUE

Deux éprouvettes ont été fournies par J.R. Klepaczko. La vitesse du projectile avec lequel elles ont été impactées est de 36.49 m/s pour la première et 96.94 m/s pour la seconde. La préparation pour l'EBSF consiste en un polissage mécanique (finition pâte

diamantée $3\mu\text{m}$) puis une attaque au Nital (10%) pour mettre en évidence la forme des grains ainsi que leurs orientations. Cette observation préliminaire permet de caractériser les zones de fracture pour savoir où se trouve la bande de cisaillement. Une étude graphique nous donne une approximation de la déformation locale (Fig. 4.11). La texture correspondante à la déformation locale ainsi mesurée sera calculée à l'aide du code auto-cohérent et comparée à la texture mesurée.



a) Zone non déformée.



b) Zone proche de la bande de cisaillement.

Figure 4.11. Morphologie des grains dans le spécimen.

Sur la figure 4.12, nous montrons la relation qui existe entre le cisaillement d'un grain et l'orientation de la direction principale de l'ellipsoïde.

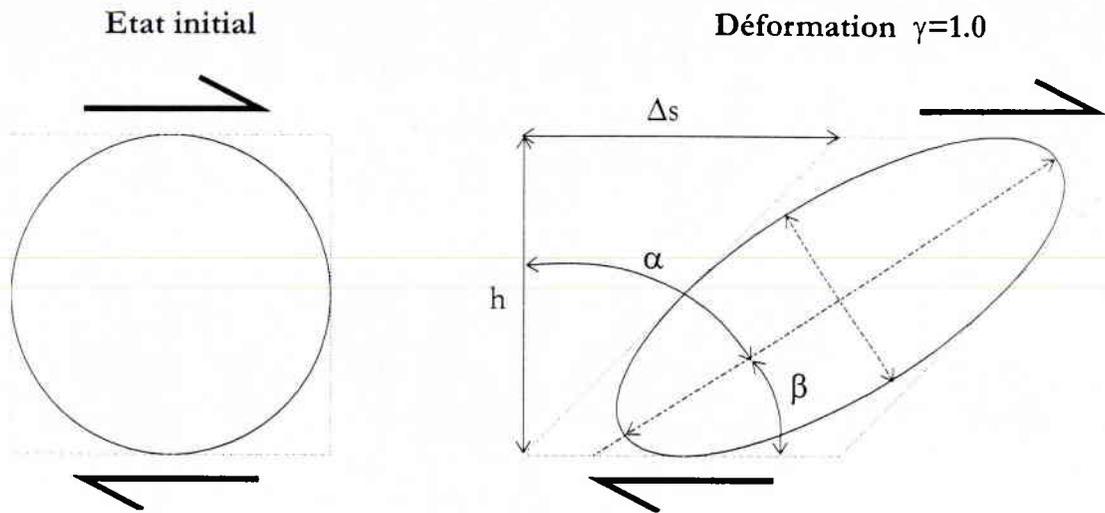


Figure 4.12. Relation géométrique entre le cisaillement et la direction principale du grain.

La relation entre l'angle de rotation α du grain et le cisaillement γ est donnée par l'équation suivante (Canova *et al.*, 1984):

$$\gamma = \frac{2}{\tan 2(90 - \alpha)} \quad (\text{IV.3})$$

Sur la figure suivante (Fig. 4.13), à partir d'un montage de plusieurs photo prises au microscope optique, nous pouvons déterminer la déformation en tout point du spécimen ainsi que l'orientation des grains.

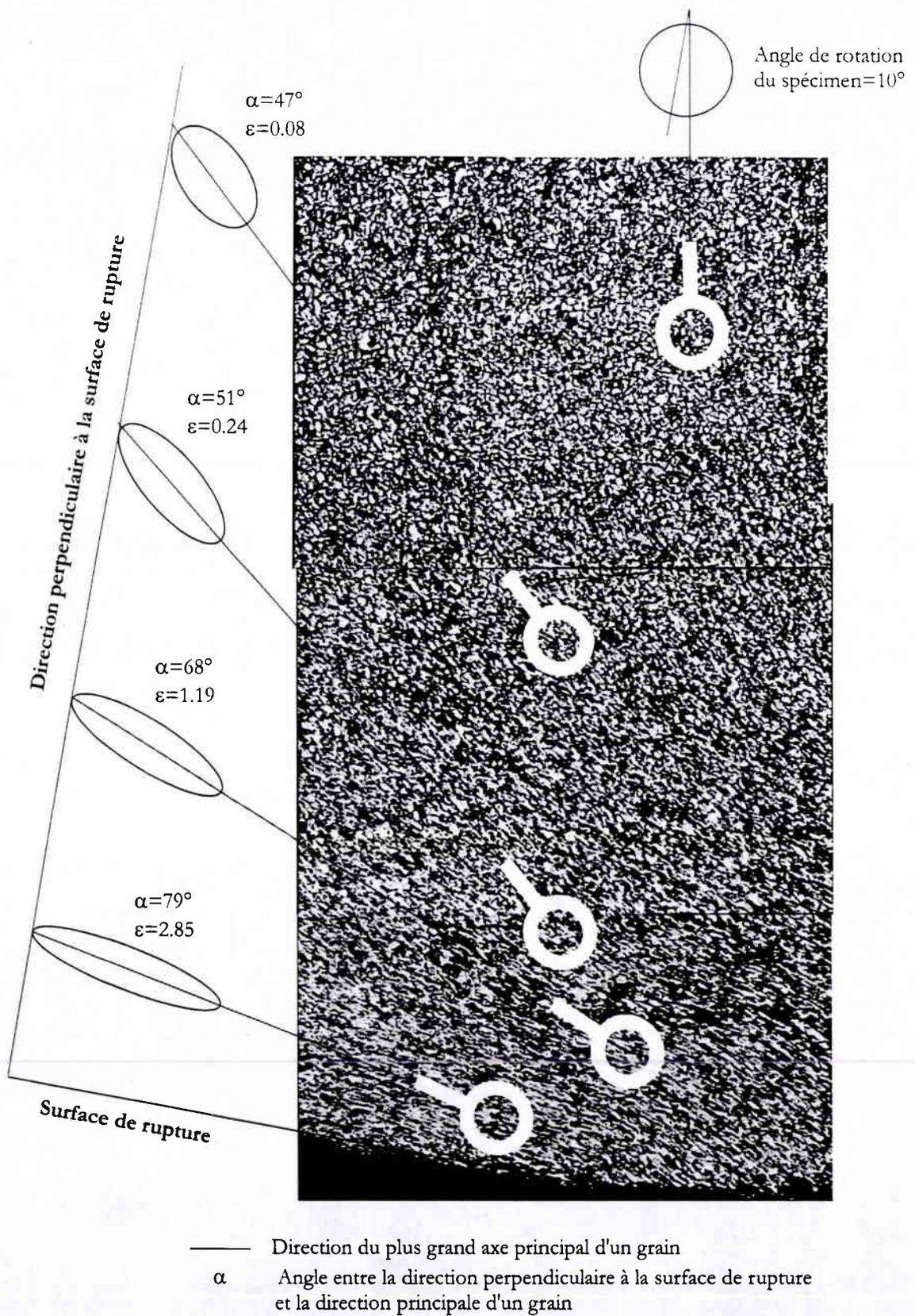


Figure 4.13. Rotation et déformation des grains.

Au niveau de la zone de rupture, le microscope optique n'est plus assez performant pour détecter la forme des grains. En effet, s'il y a recristallisation dynamique, la taille du grain diminue et celui-ci est noyé au milieu des grains qui ne sont pas affectés par la DRX. Il est difficile alors de discerner le contour exact de ceux-ci. De plus, ils devraient être équiaxes (Chapitre 3, Fig. 3.13).

Les mesures EBSD ont été faites sur des zones parallèles ou perpendiculaires à la bande de cisaillement. Il nous faudra introduire une correction au moment du calcul des figures de pôles et des ODF due à la rotation du spécimen pendant l'essai. La valeur de cette correction est d'environ 10° (Fig. 4.13).

Les images prises au microscope optique permettent un premier tri dans les faciès de rupture. En effet, dans les deux échantillons étudiés, la bande de cisaillement ne s'est pas propagée tout le long de la zone cisailée. La forme des grains met en évidence de manière très claire la transition entre rupture ductile et fragile.

De la figure 4.14, nous pouvons déterminer la distribution des déformations équivalentes, le long d'une direction perpendiculaire à la bande de cisaillement. Les erreurs que nous commettons lors des relevés de α est de l'ordre de $\pm 10^\circ$ quand α est proche de 45° et de $\pm 2^\circ$ quand nous sommes proche de la bande de cisaillement. Il est à noter que pour des valeurs de α supérieur à 80° , la valeur des déformations prête fortement à caution.

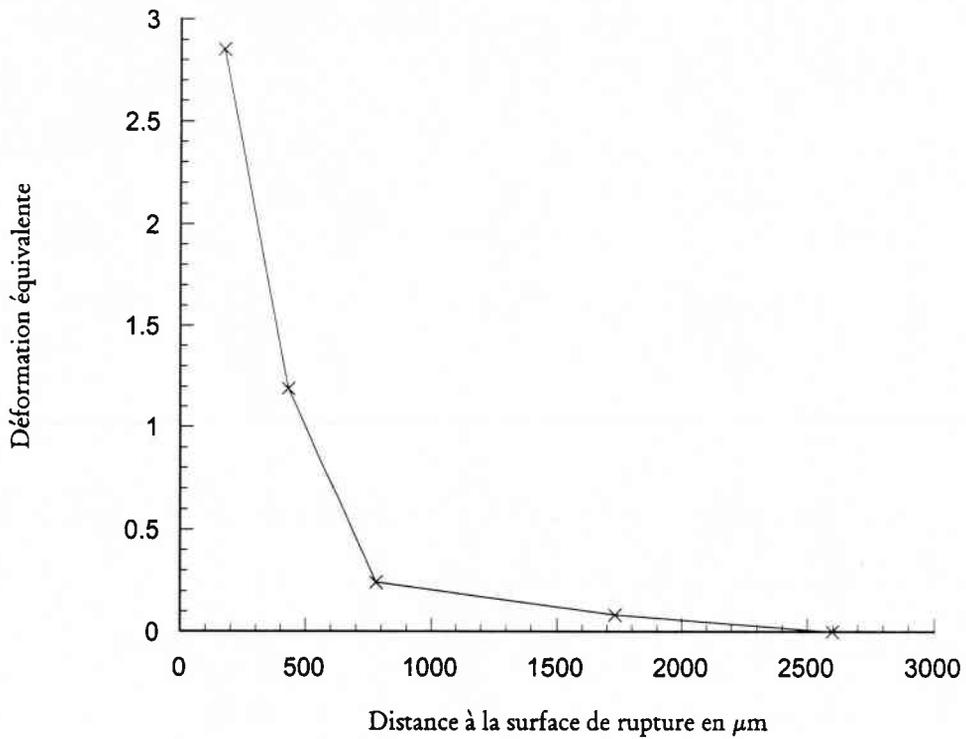


Figure 4.14. Distribution de la déformation équivalente le long d'une direction perpendiculaire à la BCA.

4.5. ANALYSE ET DISCUSSION

Les textures ont été mesurées à deux endroits différents. Une fut prise dans la zone déformée et l'autre dans la bande de cisaillement (Fig. 4.15).

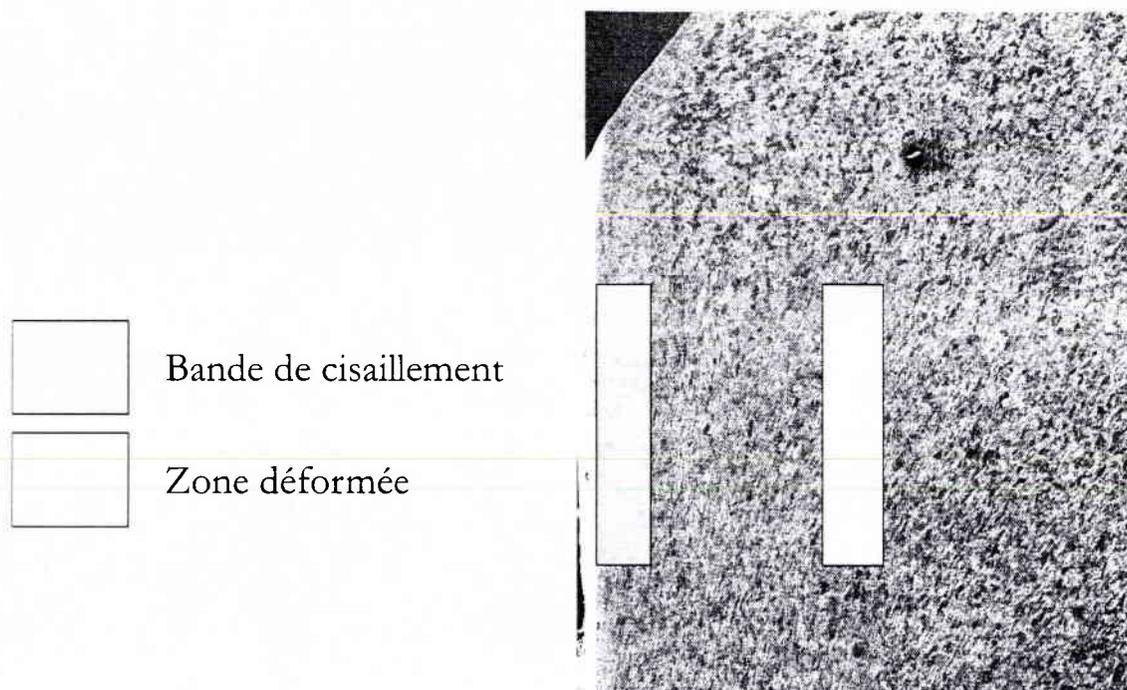
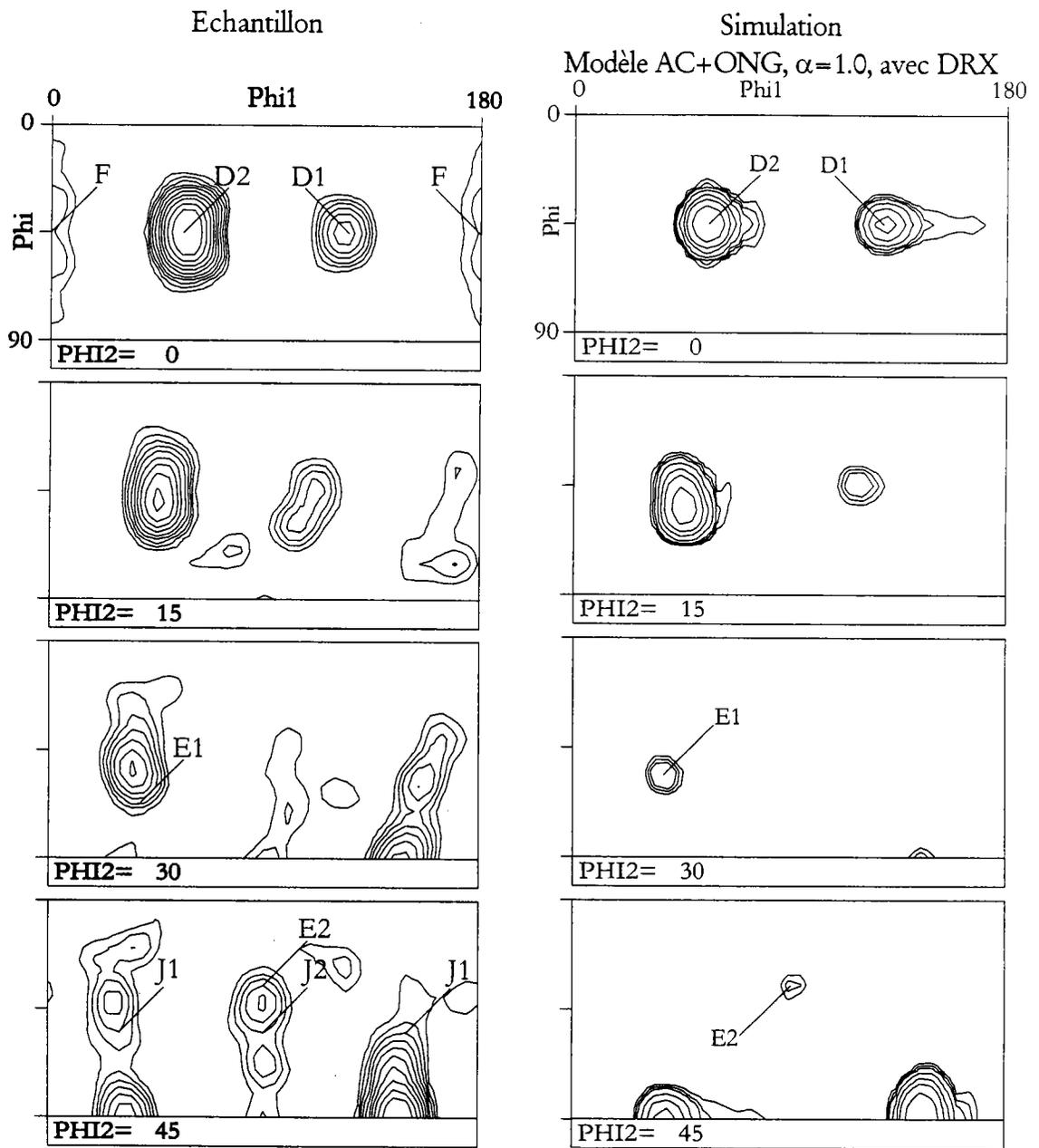


Figure 4.15. Zones mesurées à l'aide de l'EBSD.

La démarche à suivre après la collecte des informations est la suivante. Il faut déterminer quel type de recristallisation est à l'origine de l'évolution de la texture dans la zone cisailée en utilisant le code développé dans le chapitre précédent.

Les résultats des mesures de textures sont présentés sur les figures suivantes (4.16 et 4.17). Les corrections touchant à la rotation de l'éprouvette pendant l'expérience ont été incluses dans les ODF. Les déformations ne sont pas connues avec précision; elles sont seulement approximées grâce aux mesures décrites dans le chapitre précédent.

l'ODF expérimentale est très semblable à celle simulée. Même l'intensité maximale semble correspondre. La seule petite différence est la relative faiblesse de la composante D1 mesurée par rapport à celle simulée.



$\epsilon \approx 3.0$, Max=11.3

$\epsilon = 5.0$, Max=54

Niveaux : 1, 1.3, 1.6, 2, 2.5, 3.2, 4, 5, 6.4, 8

Niveaux : 2, 3, 4, 7, 12, 18, 30, 60.

Figure 4.17. Texture dans la bande de cisaillement.

La texture représentée dans la Figure 4.17 est celle correspondante à la mesure faite au sein de la bande de cisaillement. Là encore, l'identification est simple à faire. Toutes les composantes idéales de la recristallisation dynamique sont présentes. Premièrement, l'orientation D2 est la plus importante. Deuxièmement, les composantes idéales de déformation J1, J2 et F, tendent à disparaître de l'ODF. De plus, la composante D1 reste présente, mais son intensité est faible relativement à D2. L'intensité maximale de l'ODF est beaucoup trop importante pour qu'il s'agisse d'une texture de déformation. Il est donc clair, compte tenu de ces éléments, que cette texture est bien celle due à une recristallisation dynamique de type nucléation orientée et croissance.

Ces premières constatations peuvent seulement servir à savoir si oui ou non il y a eu recristallisation dynamique, et si oui de quel type. Dans l'état actuel de notre analyse, nous n'avons pas relié les paramètres dirigeant la recristallisation aux paramètres physiques que sont la température et la vitesse de déformations. Des tests réalisés à différentes températures sur le même acier (Ti IF) par Baczynski (1996) ont montré que la température influençait beaucoup la cinétique de recristallisation (voir Fig. 5.31 et 5.32 dans Baczynski, 1996) sans influencer sur le type de recristallisation. Les deux paramètres dirigeant la recristallisation ($R^{0\%}$ et δ) doivent donc pouvoir s'écrire en fonctions de la température et de la vitesse de déformation.

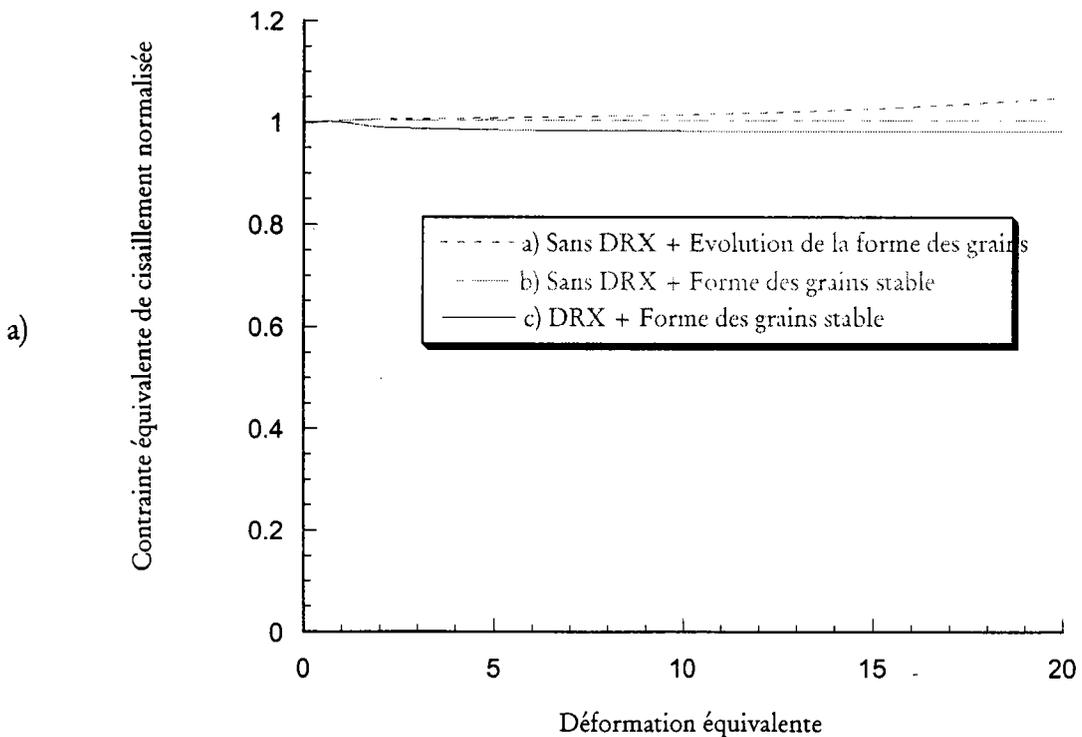
Les simulations nous donnent d'autres indications. Nous avons en particulier accès aux valeurs de la contrainte équivalente de cisaillement ($\bar{\tau}$) à chaque pas de calcul. Celle-ci est définie par les relations suivantes :

$$\dot{W} = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} = \sum_s \tau_s \dot{\gamma}_s = \bar{\tau} \sum_s \dot{\gamma}_s. \quad (\text{IV.5})$$

C'est à dire :

$$\bar{\tau} = \left\langle \frac{\dot{E}}{\sum_s \dot{\gamma}_s} \right\rangle = \left\langle \frac{\sum_s \tau_s \dot{\gamma}_s}{\sum_s \dot{\gamma}_s} \right\rangle. \quad (\text{IV.6})$$

Sachant que l'écroûissage n'est pas pris en compte dans notre code, les variations de cette valeur sont dues à la géométrie ainsi qu'aux orientations des grains. Nous avons comparé 3 courbes obtenues dans des conditions différentes. En premier, nous avons simulé une torsion sans recristallisation dont la forme des grains évoluait en fonction de la déformation (a). La deuxième est obtenue toujours sans recristallisation, mais sans variation de la forme des grains (b). Puis la dernière simulation est celle avec l'occurrence de la recristallisation dynamique et stabilisation de la forme des grains (c). Les résultats sont présentés sur la figure ci-dessous (Fig. 4.19). La contrainte équivalente de cisaillement a été normalisée par sa valeur initiale.



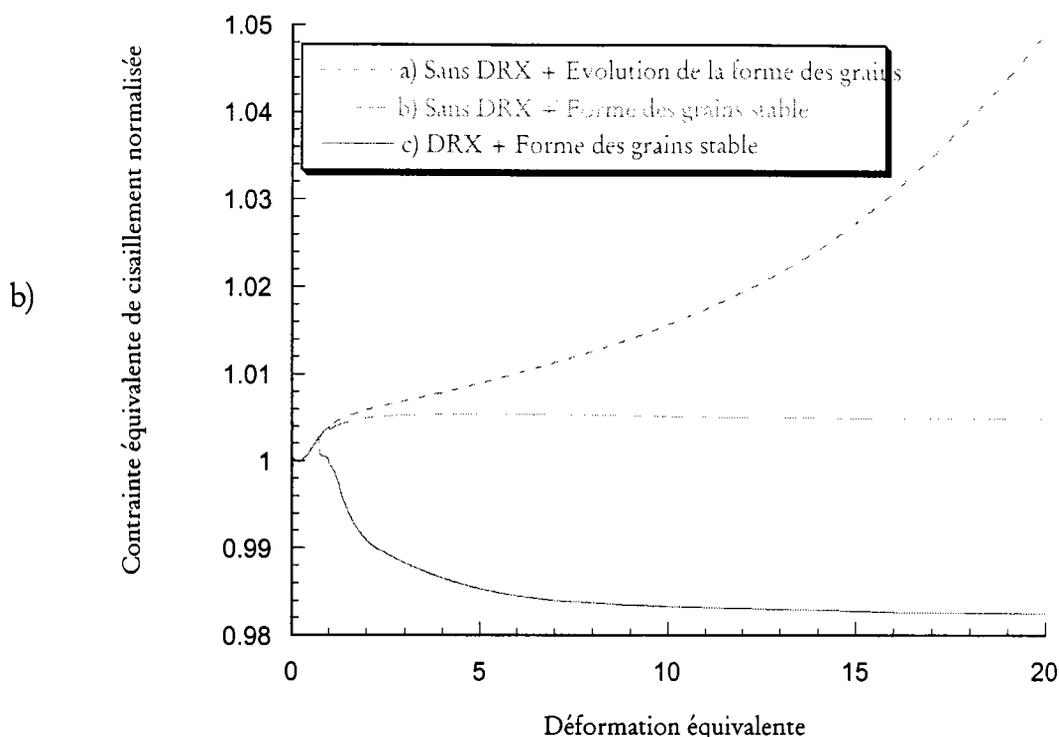


Figure 4.19. Evolution de la contrainte équivalente de cisaillement en fonctions de la déformation. a) Pleine échelle, b) zoom

Cette figure nous montre très clairement l'influence de la recristallisation dynamique ainsi que l'évolution ou non de la forme des grains. Lors de la simulation de la torsion sans DRX ni stabilisation de la forme des grains, courbe (a), la contrainte équivalente de cisaillement (CEC) croît durant toute la déformation. Pour les deux autres simulations, la stabilisation de la forme a été mise en œuvre comme décrit dans le chapitre 3, c'est à dire que nous avons laissé la forme évoluer jusqu'à 1.0 de déformation, puis nous avons imposé la forme des grains égale à celle d'un grain déformé à 0.25. Sur la courbe (b) où la DRX ne rentre pas en jeu, la CEC croît comme la courbe (a) jusqu'à une déformation de 2.0 puis se stabilise tout en décroissant un peu. Quand la recristallisation est prise en compte, après

l'augmentation correspondant à l'évolution de la forme du grain initiale, la CEC décroît significativement pour se stabiliser après une déformation de 5.0. Il semblerait donc d'après ces simulations, que la recristallisation dynamique, ainsi que l'effet de forme qu'elle induit, a un effet adoucissant sur la contrainte équivalente de cisaillement.

Le deuxième effet induit par la recristallisation qui n'est pas pris en compte dans les simulations, est lié à la création de nouveaux grains. Ceux-ci sont créés vierges de toutes dislocations, imposant ainsi que la contrainte d'écoulement des grains recristallisés soit celle que le matériau possédait initialement. Cet effet va dans le même sens que celui décrit précédemment, c'est à dire un adoucissement de la contrainte de cisaillement.

4.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons tenté de répondre à la question : Existe-t-il un processus de recristallisation dynamique au sein des bandes de cisaillement et si oui, de quel type ? Notre étude nous a conduit à utiliser une nouvelle technique d'observation, l'EBSO car les zones à étudier sont très étroites et se trouvent sur le bord de rupture des éprouvettes. Les textures ainsi obtenues ont été comparées avec des simulations réalisées grâce au programme développé dans le chapitre précédent. Les valeurs des contraintes équivalentes de cisaillement obtenues à chaque pas de calcul durant les simulations nous donnent aussi des indications précieuses sur le rôle que tient la recristallisation dynamique vis-à-vis de la propagation de la bande de cisaillement.

- ✓ La technique EBSO permet de mesurer les textures dans toutes les zones de l'éprouvette. Principalement, nous arrivons à avoir des mesures précises de la zone que nous pensons être la bande de cisaillement adiabatique. La technique

est relativement simple d'utilisation et nécessite seulement un polissage mécanique ainsi qu'une attaque chimique.

- ✓ La comparaison des résultats obtenus par l'EBSD avec ceux des simulations, prouve qu'un autre phénomène que la déformation de cisaillement entre en jeu. L'identification de ce phénomène permet de conclure à l'apparition de la recristallisation dynamique.
- ✓ Le type de mécanisme rencontré est difficile à déterminer. Les simulations nous permettent de savoir quel sont les différences entre les deux types et lequel s'adapte le mieux à nos observations expérimentales. Dans notre cas, nos mesures devrait être confirmée, mais il pourrait s'agir de croissance sélective.
- ✓ La disparition des grains écrouis par accroissement des nucleus vierges de tout écrouissage, ainsi que l'analyse des courbes de contrainte équivalente de cisaillement prouve le point suivant. La recristallisation dynamique au sein des bandes de cisaillement adiabatique favorise la propagation de celle-ci en faisant décroître la limite d'écoulement.
- ✓ L'analyse des clichés montre qu'ils sont de très basse qualité. Cela peut être expliqué par le fait que seul les grains ayant une faible densité de dislocations sont analysables par l'EBSD.

**CONCLUSION
GENERALE**

L'objectif de cette thèse était de déterminer s'il y a recristallisation dynamique au sein des bandes de cisaillement adiabatique, et d'établir de quel type de recristallisation il s'agit. Pour cela, nous avons divisé le travail en deux parties distinctes.

Dans un premier temps, nous avons développé un outil de simulation à partir de techniques couramment utilisées mais dont la combinaison est nouvelle. En effet, nous avons adapté deux mécanismes de recristallisation dynamique à la technique de transfert de volume. Nous avons aussi modifié le calcul auto-cohérent en introduisant le paramètre α permettant la calibration sur les éléments finis. Ceci nous a fourni un outil de simulation que nous avons comparé aux essais à température ambiante et à hautes températures. Cette étude nous a permis de mettre en évidence la sensibilité de nos simulations au modèle de calcul (Taylor ou auto-cohérent), à la finesse du pavage de l'espace d'Euler, aux mécanismes de recristallisation et au paramètre de calibrage α .

La deuxième partie de cette thèse a été essentiellement expérimentale. Elle a consisté à déterminer la texture à l'intérieur de la bande de cisaillement adiabatique. Pour cela, nous avons fait appel à la technique EBSD. Les textures que nous avons obtenues sont très différentes selon que les mesures sont faites au sein ou à l'extérieur de la bande. La comparaison avec des simulations permirent de conclure à l'occurrence de la recristallisation dynamique. Le dépouillement des fichiers obtenus en complément des simulations, nous donnèrent des informations complémentaires sur le rôle de la recristallisation sur la propagation de la bande.

A la suite de ce travail, plusieurs directions de recherche nous semblent possibles. Tous d'abord, nous allons pouvoir appliquer notre code de calcul avec recristallisation dynamique à d'autres types de matériaux tels que les cubiques faces centrées, les roches ou

la glace; Ceci dans le but de valider de manière plus étendue la pertinence de l'utilisation du transfert de volume dans ce type de simulations. L'influence du paramètre α a été largement pressentie dans notre travail. Une étude est en cours au LPMM afin de calculer l'influence de la forme d'une inclusion sur les champs de vitesses de déformation. Un calcul devrait être mené afin d'obtenir une calibration de α en fonctions de la forme de l'ellipsoïde. De plus, une réflexion est déjà en cours afin d'introduire de manière rigoureuse, l'écroûissage grâce à la technique de transfert de volume.

Une campagne d'essai et de mesure devrait être lancée sur des éprouvettes de type chapeau afin de permettre d'une part la validation de l'utilisation de l'EBSD dans la mesure de texture à l'intérieur des bandes de cisaillement adiabatique et d'autre part l'étude de l'influence de paramètre comme la vitesse de déformation et la température sur l'apparition de la recristallisation dynamique.

L'écroûissage n'a pas été pris en compte dans nos simulations. Cependant, c'est un phénomène bien réel à l'échelle microscopique. Sa prise en compte ainsi que l'adoucissement dû à la recristallisation sont deux éléments que nous devons introduire dans nos simulations futures.

REFERENCES

Anand, L., Kim, K. et Shawki, T., Onset of Shear Localization in Viscoplastic Solids, *J. Mech. Phys. Solids*, 35 (1987) 407-429.

Andrade, U., Meyers, M.A., Vecchio, K.S. and Chokshi, H., Dynamic Recrystallization in High-Strain, High-Strain-Rate Plastic Deformation of Copper, *Acta metall. mater.* 42 (1994) 3183-3195.

Baczynski, J., Torsion Textures Produced by Deformation and by Dynamic Recrystallization in Iron and Two IF Steels, *Ph.D. Thesis*, McGill University, Montreal, Canada (1996).

Baczynski, J. and Jonas, J.J., Torsion Textures Produced by Dynamic Recrystallization in Iron and Two IF Steels, *Metall. and Mat. Trans.* 29A (1997) 447 .

Baczynski, J. and Jonas, J.J., Texture Development During the Torsion Testing of α -Iron and Two IF Steels, *Acta mater.* 44 (1996) 4273-4288.

Bai, Y., Thermo-Plastic Instability in Simple Shear, *J. Mech. Phys. Solids*, 30 (1982) 195-207.

-
- Batra, R., *Int. J. Solids and structures*, **23** (1987) 1435-1446.
- Berveiller, M. and Zaoui, A., *C. R. 15^{ème} Colloque GFR* (1980) 175.
- Bishop, J.F.W. et Hill, R., A Theory of the Plastic Distortion of a Polycrystalline Aggregate under Combined Stresses, *Phil. Mag*, **42** (1951) 414-427.
- Canova, G.R., *Ph.D. Thesis*, McGill University, Montreal, Canada (1982).
- Canova, G.R., Kocks, U.F. et Jonas, J.J., Theory of Torsion Texture Development, *Acta Metall.* **32** (1984) 211-226.
- Chen, R.W. and Vecchio, K.S., Microstructural Characterisation of Shear Band Formation in Al-Li Alloys, *J. de Phys. IV, Coll. C8, Supplément au J. de Phys. III 4* (1994).
- Clifton, R.J., Adiabatic Shear Banding. In *Material response to ultra-high loading rates*, Washington, D.C. NMAB-365, National materials advisory board (NRC) (1980)
- Doherty, R.D., Hughes, D.A., Humphreys, F.J., Jonas, J.J., Juul Jensen, D., Kassner, M.E., King, W.E., McNelley, T.R., McQueen, H.J., Rollet, A.D., Current Issues in Recrystallization: a Review, *Mat. Sci. Eng.* (1997), in press .
- Faure, L., Etude Expérimentale de la fissuration des Aciers 40-NCD-16 et XC-18 par Impact et Usinage Rapide. Application à l'Analyse des Déformations par Imagerie Numérique, *Thèse*, ISGMP-LPMM, Metz, France (1997).
- François, D., Pineau, A. et Zaoui, A., *Elasticité et plasticité*. Hermes (1991).
- Fressengeas, C. et Molinari, A., Instability and Localization of Plastic Flow in Shear at High Strain Rates, *J. Mech. Phys. Solids* **35** (1987) 185-211.

- Gilormini, P. and Germain, Y., A Finite Element Analysis of the Inclusion Problem for Power Law Viscous Materials, *Int. J. Solids Struct.* 23 (1987) 413.
- Gottstein, G. and Kocks U.F., Dynamic Recrystallization and Dynamic Recovery in $\langle 111 \rangle$ Single Crystals of Nickel and Copper, *Acta metall.* 31 (1983) 175-188.
- Gourdet, S., Jonas, J.J. and Montheillet, F., Minimum-Angle versus Low-Index Axis Rotations for Representing Small-and-Large-Angle Grain Boundary Misorientations in Cubic Lattices, *J. Appl. Cryst.*, 1998, in press.
- Greenwood, J.N. et Worner, H.K., Types of Creep Curves Obtained with 829 Leads and Its Dilute Alloys, *J. Inst. Metals* 64 (1939) 135-168.
- Hill, R., *J. Mech. Phys. Solids* 13 (1965) 89.
- Hines, J.A. et Vecchio, K.S., Recrystallization Kinetics within Adiabatic Shear Bands, *Acta Mater.* 45 (1997) 635-649.
- Honneff, H. et Mecking, H., *Proc. 5th Int. Conf. on Textures of Materials, ICOTOM 5*, (Ed. G. Gottstein and K. Lüke) 1 (1978) 265.
- Hutchinson, J.W., *Proc. R. Soc.* A319 (1970) 247.
- Jonas, J.J. and Müller, F., Deformation of Ice Under High Internal Shear Stress, *Can. J. Earth Sci.* 6 (1969) 963-968.
- Jonas, J.J. and Mc Queen, H.J., *Mise en forme des métaux et alliages*, Ed. B. Baudelet, Editions du C.N.R.S., Paris **Chap. 7** (1976) 99-143.
- Jonas, J.J. and Sakai, T., A New Approach to Dynamic Recrystallization, *Deformation, Processing and Structure Edited by Krauss* (1984) 185-243.

Jonas, J.J. and Tóth, L.S., Modelling Oriented Nucleation and Selective Growth during Dynamic Recrystallization, *Scripta met. et mat.* 27 (1992) 1575-1580.

Jonas, J.J. and Kestens, L., Modelling the Effects of Nucleation and Growth on Texture Formation in Commercial Steels, *Mat. Scien. Forum Vols. 204-206* (1996) 155-168.

Kestens, L. and Jonas, J.J., Modelling Texture Change during the Static Recrystallization of Interstitial Free Steels, *Metall. Trans.* 27A (1996) 155-164.

Klepaczko, J.R., An Experimental Technique for Shear Testing at High and High Very Strain Rates. The Case of Mild Steel, *Int. J. Impact. Eng.* 15 (1994) 25-39.

Kocks, U.F. et Canova, G.R., Deformation of Polycrystals (*Edited by N. Hansen et al.*) Risø National Lab., Danemark (1981) 35.

Kröner, E., *Z. Physik* 151 (1958) 504.

Kröner, E., *Acta Metall.* 9 (1961) 155.

Lebensohn, R.A. and Tomé, C.N., A Self-Consistent Viscoplastic Model: Prediction of Rolling Textures of Anisotropic Polycrystals, *Mat. Sci. Eng.* A175 (1994) 71-82.

Litonski, J., Plastic Flow of a Tube under Adiabatic Torsion, *Bulletin de l'académie Polonaise des sciences* 25 (1976) 1-8.

Luton, M.J., Sellars, C.M., Dynamic Recrystallization in Nickel and Nickel-Iron Alloys during High Temperature Deformation, *Acta metall.* 32 (1984) 189.

Matsubara, Y., Tsuji, N. and Saito, Y., Dynamic Recrystallization on Ferrite in IF Steel, *Scripta mater.*, 1997, 37, 477.

Mercier, J.C.C., Anderson, D.A. et Carter, N.L., *Pure Appl. Geophys* 115 (1977) 199.

Merzer, A.M., Modelling of Adiabatic Shear Band Development from Small Imperfections, *J. Mech. Phys. Solids* 30 (1982) 323-338.

Molinari, A., Instabilité Thermoviscoplastique en Cisaillement Simple, *Journal de Mécanique appliquée* 4 (1982) 659-684.

Molinari, A., Shear Bands Analysis, *Nonlinear phenomena in materials sciences, vol 3 of Slid state phenomena, Trans. Tech. Publ.* (1988) 447-684.

Molinari, A., Large plastic deformation of crystalline aggregates (*Edited by C. Teodosiu*) CISM, courses and lectures N° 376 (1997) 174-246.

Molinari, A. et Clifton, R., Localisation de la Déformation Viscoplastique en Cisaillement Simple, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 296 (1983) 1-4.

Molinari, A. et Clifton, R., Analytical Characterization of Shear Localization in Thermoviscoplastic Materials, *Trans of ASME, J. of Appl. Mech.* 54 (1987) 806-812.

Molinari, A., Canova, G.R. and Ahzi, S., A Self-Consistent Approach of the Large Deformation Polycrystal Viscoplasticity, *Acta metall.* 35 (1987) 2983-2994.

Molinari, A. and Tóth, L.S., Tuning a Self-Consistent Viscoplastic Model by Finite Element Results-I. Modelling, *Acta metall. mater* 42 (1994) 2453-2458.

-
- Montheillet, F., Cohen, M., J.J. Jonas, *Acta metall.* **32** (1984) 2077-2089.
- Peczak P. and Luton M.J., A Monte Carlo Study of the Influence of Dynamic Recovery on Dynamic Recrystallization, *Acta mater.*, 1993, **41**, 59-71.
- Peczak P., A Monte Carlo Study of Influence of Deformation temperature on Dynamic Recrystallization, *Acta metall. mater.*, 1995, **43**, 1279-1291.
- Ponge, D. and Gottstein, G., Necklace Formation During Dynamic Recrystallization : Mechanisms and Impact on Flow Behavior, *Acta mater.*, 1998, **46**, 69.
- Radhakrishna B., Sarma G.B. and Zacharia T., Modeling the Kinetics and Microstructural Evolution during Static Recrystallization-Monte Carlo Simulation of Recrystallization, *Acta mater.*, 1998, **12**, 4415-4433.
- Randle, V., Microtexture Determination and its Applications, *Ed. By The Institute of Materials* (1992).
- Sachs, G., *Z. Ver. Dtsch. Ing.* **82** (1928) 734.
- Sakai, T. and Jonas, J.J., Dynamic Recrystallization: Mechanical and Microstructural Considerations, *Acta metall.* **32** (1984) 189-209.
- Sakai, T. and Jonas, J.J., A Grain Refinement/ Grain Coarsening Model for Dynamic Recrystallization, *Proc. of the 7th Rise Inter. Sympo. on Metal. and Mat. Science* (1986) 143-165.
- Steinemann, S., Experimental Investigations of the Plasticity of Ice, *Beiträge Geol. Schweiz (Hydrologie)* **10** (1969) 1-72.
- Taylor, G.I., Plastic Strain in Metals, *J. Inst. Metals* **62** (1939) 307-324.

Tomé, C.N., Lebensohn, R.A. and Kocks, U.F., A Model for Texture Development Dominated by Deformation Twinning: Application to Zirconium Alloys, *Acta metall. mater* 39 (1991) 2267-2680.

Tóth, L.S. and Jonas, J.J., Modelling the Texture Changes Produced by Dynamic Recrystallization, *Scripta met. et mat.* 27 (1992) 359-363.

Tóth, L.S. and Molinari, A. and Raabe, D., Modelling of Rolling Texture Development in a Ferritic Chromium Steel, *Metall. and Mat. Trans A* 28A (1997) 2343-2351.

Tóth, L.S., Gilormini, P. and Jonas, J.J., Effect of Rate Sensitivity on the Stability of Torsion Textures, *Acta Metall.* 36 (1988) 3077-3091.

Tóth, L.S., Neale, K.W. and Jonas, J.J., Stress Response and Persistence Characteristics of the Ideal Orientations of Shear Textures, *Acta Metall.* 37 (1989) 2197-2210.

Tóth, L.S., Jonas, J.J., D. Daniel and R.K. Ray, Development of Ferrite Rolling Textures in Low- and Extra Low-Carbon Steel, *Metallurgical Transactions* 21A (1990) 2985-3000.

Tresca, On Further Applications of the Flow of Solids, *Proc. Int. Mech. Eng.* 30 (1878) 304.

Tungatt, P.D. et Humphreys., Deformation of Polycrystals (*Edited by N. Hansen et al.*) Risø National Lab., Denmark (1981) 393.

- Twiss, R.J., *Pure Appl. Geophys* 115 (1977) 227.
- Urabe, T. et Jonas, J.J., Modelling Texture Change during the Recrystallization of an IF Steel, *ISIJ Int.* 34 (1994) 435-442.
- Van Houtte, P., Simulation of the rolling and shear texture of brass by the Taylor theory adapted for mechanical twinning, *Acta Metall.* 26 (1978) 591-604.
- Van Houtte, P., *Proc. ICOTOM 6 (edited by S. Nagashima), Iron and Steel Inst., Japan* (1981) 428.
- Watanabe, T., The Anisotropy of Grain Growth Due To the Migration of Plane-Matching Grain Boundary in Fe-3%Si, *ICOTOM 7 (edited by C.M. Brakman et al.)*, Noordwijkerhout, Holland (1984) 307-311.
- Wenk, H.-R., Canova, G., Bréchet, Y., and Flaudin, L., A Deformation Based Model for Recrystallization of Anisotropic Materials, *Acta mater.* 45 (1997) 3283-3296.
- White, S., *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A283 (1976) 69.
- Yanagimoto J., Karhausen K., Brand A.J. and Kopp R., Incremental Formulation for the Prediction of Flow Stress and Microstructural Change in Hot Forming, *Trans. of the ASME* 120 (1998) 316-322.
- Zener, C. et Hollomon, J.H., Effect of Strain Rate upon Plastic Flow of Steel, *J. of Physic* 15 (1944) 22-32.