



**HAL**  
open science

# Modélisation des textures et de l'écrouissage dans le procédé d'extrusion angulaire à section constante :

Roxane Arruffat-Massion

► **To cite this version:**

Roxane Arruffat-Massion. Modélisation des textures et de l'écrouissage dans le procédé d'extrusion angulaire à section constante:. Autre. Université Paul Verlaine - Metz, 2004. Français. NNT : 2004METZ030S . tel-01750050

**HAL Id: tel-01750050**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01750050>**

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



## 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](mailto: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.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

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

---

# THESE

---



---

UNIVERSITE DE METZ  
Par

---

UNIVERSITE Paul Verlaine · METZ S.C.D.	
N° Inv	20040885
Cote	S/M <sub>3</sub> 04/30
Loc	mag. rouge

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



031 536325 4

## Roxane ARRUFFAT-MASSION

Pour l'obtention du grade de :  
**Docteur de l'Université de Metz**

**SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur**  
**OPTION : Mécanique des matériaux**

### Modélisation des textures et de l'écrouissage dans le procédé d'extrusion angulaire à section constante

Soutenue le 17 décembre 2004 devant le jury composé de :

<b>M. Said AHZI</b>	<b>Professeur à l'Université de Strasbourg, IMFS</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>M. Edgar RAUCH</b>	<b>Directeur de Recherche CNRS, GMP2, Grenoble</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>M. André EBERHARDT</b>	<b>Professeur à l'ENIM, LPMM</b>	<b>Examineur</b>
<b>M. Werner SKROTZKI</b>	<b>Professeur à l'Institut fuer Strukturphysik, Dresden</b>	<b>Examineur</b>
<b>M. Satyam SUWAS</b>	<b>Humboldt fellow, RTWH Aachen</b>	<b>Invité</b>
<b>M. László TÓTH</b>	<b>Professeur à l'Université de Metz, LPMM</b>	<b>Directeur de Thèse</b>
<b>M. Alain MOLINARI</b>	<b>Professeur à l'Université de Metz, LPMM</b>	<b>Co-directeur de Thèse</b>

**REMERCIEMENTS**

UNIVERSITE Paul Verlaine - METZ S.C.D.	
N Inv	2004 088 S
Cote	S/M,04/30
Loc	mag raze

*Je ne saurais dire qui, durant ces trois années passées au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux, ne m'a apporté, un jour ou l'autre, une aide, un conseil, un soutien ...*

*C'est pourquoi j'exprime ma profonde gratitude à l'ensemble de ses membres. Cependant, je tiens à remercier plus particulièrement le directeur, Etienne Patoor, de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire ainsi qu'à Alain Molinari de m'avoir intégrée dans son équipe et d'avoir accepté d'encadrer cette thèse. Je remercie très vivement László Tóth pour avoir dirigé patiemment ces travaux, pour son soutien constant pendant la rédaction grâce à sa disponibilité et sa générosité exceptionnelles.*

*Mes remerciements s'adressent également à Edgar Rauch et Said Ahzi qui me font l'honneur d'examiner et de rapporter sur ce mémoire. Merci pour le temps qu'ils ont pu consacrer à cette tâche et pour les remarques enrichissantes qu'ils ont formulées. Je remercie aussi Werner Skrotzki, André Eberhardt et Satyam Suwas d'avoir accepté de participer à mon jury.*

*Encore quelques mots pour Jérôme et Xavier qui, au fil du temps, sont devenus bien plus que des collègues de bureau. Merci pour les moments de complicité et les fous rires que nous avons partagés. Bonne chance pour la fin de votre thèse et pour la suite. Je dois aussi beaucoup à J.Phi pour le temps qu'il a passé à la lecture de ce mémoire et pour ses suggestions pertinentes. Merci, à tous les trois, pour votre amitié.*

*Enfin, je n'oublie pas toute ma famille qui m'a toujours soutenue et en particulier, mon mari pour sa présence, sa patience et son aide. Il mérite amplement que je lui dédie ce travail.*

*A mon fils, Arnaud ...*

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I - Bibliographie</b>	
<b>1.1. Les hyper-déformations : étude de l'extrusion angulaire à section constante</b> .....	<b>4</b>
1.1.1. Introduction .....	4
1.1.2. Procédés de fabrication de matériaux nano-cristallins .....	4
1.1.2.1. Forgeage multiple .....	5
1.1.2.2. Torsion sous haute pression .....	5
1.1.3. Procédé de l'extrusion angulaire à section constante .....	6
1.1.3.1. Principe .....	6
1.1.3.2. Propriétés .....	7
1.1.3.3. Paramètres liés au procédé .....	9
1.1.3.4. Modélisation de la déformation et des textures .....	17
<b>1.2. Texture cristallographique</b> .....	<b>19</b>
1.2.1. Définition .....	19
1.2.2. Les différents repères utilisés .....	19
1.2.2.1. Le repère macroscopique .....	19
1.2.2.2. Le repère cristallographique .....	20
1.2.2.3. Matrice de passage .....	20
1.2.2.4. Indices de Miller .....	24
1.2.3. La fonction de densité d'orientation .....	25
<b>1.3. Modèles de plasticité polycristalline</b> .....	<b>27</b>
1.3.1. Modèle statique .....	27
1.3.2. Modèle de Taylor .....	28
1.3.3. Modèles autocohérents .....	29
1.3.3.1. Différentes modélisations .....	30
1.3.3.2. Modèle autocohérent de Molinari et al. ....	32
<b>CHAPITRE II - Modélisation de la déformation dans le procédé ECAE</b>	
<b>2.1. Modélisation par cisaillement simple</b> .....	<b>34</b>
<b>2.2. Modélisation de Segal ou de cisaillement discontinu</b> .....	<b>35</b>
2.2.1. Présentation .....	35
2.2.2. Approche du cisaillement discontinu .....	39
<b>2.3. Modèle de lignes d'écoulement pour <math>\Phi=90^\circ</math></b> .....	<b>40</b>
2.3.1. Approche analytique .....	40
2.3.2. Comparaison avec les résultats d'Iwahashi et al. ....	43
2.3.3. Vérification par éléments finis .....	45
2.3.3.1. Paramètres de Baik .....	45
2.3.3.2. Comparaison avec le modèle de lignes d'écoulement .....	46
2.3.4. Introduction du modèle dans les codes polycristallins .....	50

<b>2.4. Modèle de lignes d'écoulement pour <math>\Phi=120^\circ</math></b> .....	<b>52</b>
2.4.1. Etude analytique .....	52
2.4.2. Calcul de la déformation équivalente par simulation numérique.....	56
2.4.3. Comparaison avec le modèle d'Iwahashi <i>et al.</i> .....	57

### **CHAPITRE III - Textures cristallographiques : résultats expérimentaux, étude et analyse**

<b>3.1. Essais expérimentaux</b> .....	<b>59</b>
3.1.1. Dispositif d'extrusion .....	59
3.1.2. Mesure et représentation des textures .....	60
<b>3.2. Identification des composantes idéales de texture en ECAE</b> .....	<b>61</b>
3.2.1. Comparaison avec les textures de cisaillement simple .....	61
3.2.2. Positions idéales en ECAE .....	62
<b>3.3. Matériaux testés</b> .....	<b>64</b>
3.3.1. Cuivre .....	64
3.3.2. Aluminium.....	65
<b>3.4. Résultats expérimentaux</b> .....	<b>66</b>
3.4.1. Cuivre I.....	66
3.4.2. Cuivre II.....	68
3.4.3. Cuivre III .....	70
3.4.4. Comparaison entre les trois études de cuivre.....	71
3.4.5. Aluminium.....	72
3.4.5.1. Route A.....	72
3.4.5.2. Route B.....	74
3.4.5.3. Route C .....	76

### **CHAPITRE IV - Textures cristallographiques : résultats de simulation, étude, analyse et discussion**

<b>4.1. Simulations numériques</b> .....	<b>78</b>
<b>4.2. Etude du cuivre</b> .....	<b>80</b>
4.2.1. Cuivre I.....	80
4.2.1.1. Textures obtenues par simulation en continu .....	80
4.2.1.2. Discussion sur l'évolution des textures .....	85
4.2.1.3. Simulations par textures corrigées.....	86
4.2.1.4. Etude du gradient de texture .....	90
4.2.2. Cuivre II.....	97
4.2.2.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu .....	97
4.2.2.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement.....	100
4.2.3. Cuivre III .....	102
4.2.3.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu .....	102
4.2.3.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement.....	105
4.2.4. Comparaison entre les trois études de cuivre.....	106

<b>4.3. Etude de l'aluminium</b> .....	<b>108</b>
4.3.1. Route A.....	108
4.3.1.1. <i>Simulation par le modèle de cisaillement discontinu</i> .....	108
4.3.1.2. <i>Simulation par le modèle de lignes d'écoulement</i> .....	111
4.3.2. Route B .....	113
4.3.2.1. <i>Simulation par le modèle de cisaillement discontinu</i> .....	113
4.3.2.2. <i>Simulation par le modèle de lignes d'écoulement</i> .....	116
4.3.3. Route C .....	118
4.3.3.1. <i>Simulation par le modèle de cisaillement discontinu</i> .....	118
4.3.3.2. <i>Simulation par le modèle de lignes d'écoulement</i> .....	121
4.3.4. Discussion.....	123

## **CHAPITRE V - Modélisation de l'érouissage dans le procédé ECAE**

<b>5.1. Erouissage et des stades de déformation</b> .....	<b>125</b>
5.1.1. Définition de l'érouissage .....	125
5.1.2. Description des stades de déformation .....	126
<b>5.2. Modèle de plasticité polycristalline basé sur les cellules de dislocations</b> .....	<b>129</b>
5.2.1. Présentation analytique .....	129
5.2.2. Facteur de Taylor.....	132
<b>5.3. Application du modèle d'érouissage à l'ECAE</b> .....	<b>133</b>
5.3.1. Modélisation par l'approche de lignes d'écoulement .....	133
5.3.2. Modélisation par l'approche de lignes d'écoulement avec le code autocohérent .....	138

<b>CONCLUSIONS</b> .....	<b>142</b>
--------------------------	------------

<b>REFERENCES</b> .....	<b>145</b>
-------------------------	------------

# **INTRODUCTION**



Pour rester compétitive, l'industrie améliore continuellement les performances de ses matériaux (densités, propriétés mécaniques, ...). Actuellement, de nouveaux procédés d'élaboration et de mise en forme des métaux font leur apparition. Les matériaux micro et nano-cristallins attirent de plus en plus l'attention des spécialistes. En effet, leur structure à taille de grains submicroniques leur confère des caractéristiques et des propriétés remarquables.

Les procédés de grandes déformations plastiques sont des techniques prometteuses pour le raffinement de la microstructure des matériaux. La plus connue et la plus répandue est celle de l'Extrusion Angulaire à Section Constante (EASC) ou Equal Channel Angular Extrusion (ECAE). Inventée par le russe Segal au milieu des années 70, elle consiste à augmenter indéfiniment le taux de déformation en effectuant des passes successives dans le dispositif de mise en forme.

Depuis ces dernières années, ce procédé suscite une attention toute particulière dans le monde de la recherche. En effet, ses intérêts principaux sont le développement d'une microstructure très fine (formée de grains de taille submicronique) et le durcissement du matériau jusqu'à sa limite théorique. Les échantillons peuvent également avoir des dimensions importantes et ne présenter aucune porosité, à la différence d'autres techniques produisant des nanomatériaux. De plus, la simplicité du dispositif permettant de modifier facilement les paramètres d'élaboration en fait un outil d'étude des hyper-déformations particulièrement intéressant. La technique d'extrusion angulaire à section constante est devenue si populaire qu'actuellement plus d'une centaine d'articles sont publiés chaque année dans le domaine.

La connaissance et la compréhension de l'évolution de la microstructure, c'est-à-dire du processus de raffinement des grains, sont le sujet de nombreuses études sur l'ECAE. Dans ce but, il est primordial de savoir analyser le mode de déformation appliqué pendant les essais. Celui-ci est jusqu'à présent assez mal décrit et compris. Une première approximation, proposée par Segal et fondée sur du cisaillement simple, s'est avérée encourageante mais elle ne traduit pas exactement le chemin de déformation. Ce dernier est caractéristique du changement de forme du matériau extrudé mais aussi des textures cristallographiques ainsi que de l'écroutissage.

Selon des observations expérimentales et des calculs par éléments finis publiés dans les revues scientifiques, il a été constaté que, dans le cas du procédé d'ECAE, les lignes d'écoulement de la matière sont arrondies. Le but de notre travail de thèse est de proposer une fonction analytique décrivant au plus juste cette forme d'écoulement afin d'obtenir le chemin de déformation suivi par le matériau lors des essais. Cette approche est ensuite utilisée pour l'étude de l'évolution des textures cristallographiques et de l'écroutissage. Un travail en parallèle a été mené dans notre laboratoire au niveau expérimental pour permettre des comparaisons.

La présentation de ce travail est divisée en cinq chapitres suivis d'une conclusion.

Le premier chapitre est une synthèse bibliographique. Après avoir brièvement décrit les procédés d'hyper-déformations, on présente amplement l'extrusion angulaire à section constante. Le principe et les paramètres liés à cette technique ainsi que ses propriétés sont rappelés. Les différentes modélisations de la déformation connues à ce jour dans la littérature sont par la suite récapitulées. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'explication des textures cristallographiques. La description des modèles de plasticité polycristalline conclut cette revue de bibliographie.

Dans le deuxième chapitre, un nouveau modèle analytique est présenté en utilisant une fonction de lignes de courant pour décrire la déformation matérielle en ECAE. Il est tout d'abord entrepris une analyse du modèle de cisaillement discontinu fondée sur les travaux de Segal. La nouvelle approche décrivant l'écoulement est ensuite proposée pour le cas où les canaux sont perpendiculaires ( $\Phi=90^\circ$ ). Cette approche est validée par des calculs d'éléments finis. Une étude pour  $\Phi=120^\circ$  termine cette partie d'analyse théorique.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de l'évolution des textures expérimentales. Le dispositif d'extrusion réalisé au laboratoire est présenté. L'identification des composantes idéales de texture en ECAE constitue la suite de cette partie. Puis on décrit les différents matériaux utilisés pour les essais. Pour finir, les textures cristallographiques extraites des essais d'extrusion sont présentées.

Dans le quatrième chapitre, les détails des simulations numériques sont synthétisés. Les textures en résultant sont ensuite présentées. Elles sont obtenues à l'aide de deux modèles de plasticité polycristalline : le code autocohérent et le code de Taylor. Dans un premier temps, les mesures expérimentales sont comparées à l'approche du cisaillement discontinu. Les textures simulées à l'aide du nouveau modèle analytique basé sur les lignes de courant sont ensuite analysées. Les études sont menées pour différentes nuances de cuivre et pour de l'aluminium pur. Une discussion sur le mode de simulations le plus approprié et sur les différentes analyses effectuées permet d'approfondir et d'optimiser la modélisation des textures cristallographiques.

Le chapitre cinq correspond à l'analyse de l'évolution de l'écrouissage. Un modèle basé sur la structure des cellules de dislocations du matériau est présenté au début de cette partie. On y a incorporé l'approche par lignes d'écoulement afin d'obtenir des courbes d'écrouissage. L'étude de ces dernières et la comparaison avec d'autres tracés extraits de codes polycristallins concluent ce chapitre.

La conclusion synthétise les résultats obtenus et propose des perspectives d'avenir dans ce domaine en pleine expansion.

# CHAPITRE I

## Bibliographie

*Ce chapitre d'introduction est consacré à la revue bibliographique de ce travail de thèse. Après avoir rapidement présenté les procédés d'hyper-déformations, on s'intéresse plus particulièrement à l'extrusion angulaire à section constante. Son principe et ses propriétés sont décrits ainsi que les paramètres d'étude qui s'y réfèrent. Puis la modélisation de la déformation pour ce cas est analysée. Dans un deuxième temps, la définition et la présentation des textures cristallographiques sont introduites. Finalement, une description des modèles de plasticité polycristalline termine ce chapitre.*

## **1.1. Les hyper-déformations : étude de l'extrusion angulaire à section constante**

### **1.1.1. Introduction**

Les hyper-déformations, permettant l'affinage de la microstructure, ont été le sujet d'intenses investigations ces dernières années. Le nombre élevé et croissant d'articles dans ce domaine en est la preuve : de quelques unités au début des années 90, il est passé à plus d'une centaine par an depuis 2000. Cet intérêt particulier est spécialement dû aux propriétés physiques et mécaniques uniques obtenues par les matériaux fortement déformés. Grâce à ces récents traitements, un nouvel horizon s'ouvre pour les métaux, les alliages et les composites.

### **1.1.2. Procédés de fabrication de matériaux nano-cristallins**

De nombreuses méthodes permettent de réduire la taille de grains d'un matériau. Les procédés par voie chimique ou mécanosynthèse (métallurgie des poudres) génèrent des matériaux à structures nanométriques. Issus d'une phase finale de compaction, ces échantillons peuvent présenter une forte porosité résiduelle (matériaux pas complètement denses) et sont surtout, généralement, de petites tailles. Inversement, des méthodes thermomécaniques classiques qui combinent des étapes de déformation (écrouissage, par exemple) et de recuit de recristallisation, permettent d'affiner les structures. Ces traitements produisent des matériaux massifs en grande quantité, cependant il est difficile d'obtenir des tailles de grains inférieures au micron. L'idéal serait qu'un procédé d'hyper-déformation puisse combiner les deux atouts, c'est-à-dire matériaux denses et taille de grains submicronique. C'est le cas de l'Extrusion Angulaire à Section Constante (EASC), plus couramment appelée par son nom anglophone d'Equal Channel Angular Extrusion (ECAE). Cette dernière notation sera employée dans la suite de ce travail ; un paragraphe sera entièrement consacré à sa description.

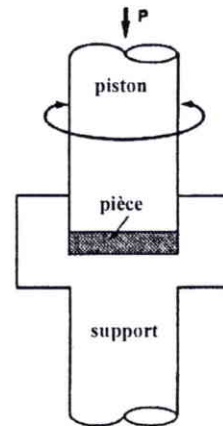
### 1.1.2.1. Forgeage multiple

Développé par Salishchev *et al.* [1993], ce procédé de formation de matériaux nano-cristallins est généralement associé à la recristallisation dynamique. Son principe consiste à répéter plusieurs fois des opérations de forge sans outillage particulier (Ringeval *et al.* [2004]). Le changement d'axe de forgeage permet d'augmenter le taux de déformation et ainsi de diminuer la taille de grains de la structure. Ce procédé a l'avantage d'être facilement utilisable à chaud. Des conditions de température et de vitesses de déformation adaptées permettent d'atteindre rapidement la taille de grains désirée (Valiev *et al.* [2000]).

Toutefois, bien que très utilisée, cette technique ne présente pas une aussi bonne homogénéité de déformation que des procédés tels que l'extrusion angulaire à section constante ou la torsion sous haute pression.

### 1.1.2.2. Torsion sous haute pression

Ce procédé, apparu en 1984, est utilisé pour introduire de grandes déformations dans une pièce circulaire (Valiev *et al.* [2000]). La pièce, maintenue entre un support et un piston, est déformée par torsion sous une pression  $P$  de plusieurs GPa. La déformation est induite par les forces de frottements à l'interface entre la pièce et le piston par rotation de ce dernier (figure 1.1-1).



**Fig. 1. 1-1 : Principe de la torsion sous haute pression.**

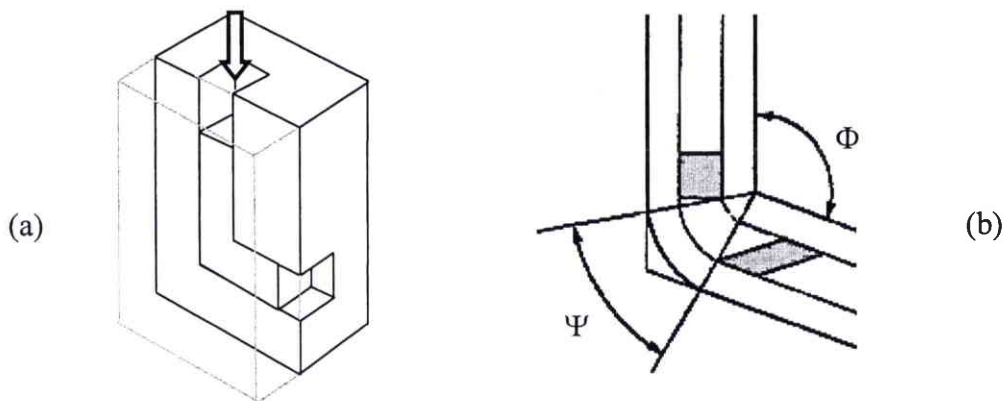
Le champ de contraintes appliqué à la pièce peut, compte tenu de sa forme circulaire, être considéré comme une compression quasi-hydrostatique à laquelle viennent s'ajouter des contraintes de torsion. Ce procédé permet d'induire une grande déformation sans changer la forme de la pièce mais il reste limité à des échantillons circulaires de faible épaisseur. L'obtention de taille de grains de 50 nm est possible avec cette technique.

### 1.1.3. Procédé de l'extrusion angulaire à section constante

#### 1.1.3.1. Principe

Le procédé ECAE a été inventé et développé par Segal [1974, 1982]. Ce chercheur a obtenu un certificat d'invention de l'URSS, similaire à un brevet (Segal [1977]) pour cette technique révolutionnaire dans le domaine des très grandes déformations. Mais elle n'a réellement attiré l'attention des chercheurs et des industriels qu'au début des années 90.

Ce procédé consiste à introduire un échantillon lubrifié dans un dispositif et à l'extruder à travers deux canaux de section identique, généralement de géométrie carrée (Fig.1.1-2a) mais parfois aussi circulaire ou rectangulaire. Ces derniers forment un angle  $\Phi$  à leur intersection. Un second angle  $\Psi$ , caractérisant la forme désirée pour l'outillage, définit l'arc circulaire de raccordement des deux canaux (Fig. 1.1-2b).



**Fig. 1. 1-2 : (a) : Procédé ECAE. (b) : Intersection des deux canaux avec angles caractéristiques.**

Après chaque passage dans le dispositif ECAE, la géométrie de la pièce extrudée est presque conservée : sa section est la même qu'avant déformation. En effet, aucune destruction du matériau n'est observée mais un changement de forme dû au cisaillement est tout de même constaté. Ainsi cette opération peut être exécutée, théoriquement, un nombre de fois infini, avec rotation ou non de l'échantillon autour de son axe de révolution. L'avantage de ce procédé est donc de ne présenter aucune limite concernant la déformation.

L'ECAE présente deux aspects intéressants :

- de très grandes déformations pouvant durcir le matériau jusqu'à sa limite théorique,
- le développement d'une microstructure très fine composée de cristaux de taille submicronique (100 à 200 nm minimum).

### 1.1.3.2. Propriétés

#### a) Limite d'élasticité

Un moyen intéressant d'augmenter les propriétés de résistance mécanique consiste à diminuer la taille de grains. En effet, la loi de Hall-Petch montre que plus la taille des grains est petite, plus la limite d'élasticité est élevée :

$$\sigma_e = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d}} \quad (1.1)$$

où  $\sigma_e$  est la limite d'élasticité,  $d$  la taille de grains,  $\sigma_0$  le seuil d'écoulement de von Mises d'un monocristal de grande taille et  $k$  une constante dépendant du matériau étudié.

Cette loi a été l'objet d'une controverse dans le domaine des grains submicroniques. Aujourd'hui, sa validité (Furukawa *et al.* [1997]) semble acquise pour  $d > 1 \mu\text{m}$ . Une déviation de la loi de Hall-Petch a été constatée quand  $d < 100 \text{ nm}$ .

#### b) Fatigue

La résistance à la fatigue est l'aptitude d'un matériau à résister à une contrainte appliquée de manière cyclique. Deux paramètres caractérisent l'essai de fatigue : la valeur de la contrainte et le nombre de cycles avant rupture. Les matériaux extrudés par ECAE présentent de meilleures caractéristiques pour les tests de fatigue réalisés sous une contrainte importante. Par contre, leur aptitude à résister à une contrainte plus faible (donc pour un nombre de cycles plus important) est amoindrie (Valiev *et al.* [2000]). Les matériaux à grains de petite taille présentent ainsi une bonne résistance à l'initiation de fissures mais une faible résistance à leur propagation.

Certaines études mettent en évidence l'apparition de microfissurations voire de cavités à l'intérieur même du matériau extrudé (Dupuy & Blandin [2002]), créant de ce fait un affaiblissement en fatigue et en résilience.



### c) Traitements thermiques

En fonction de la route suivie par l'échantillon (paramètre décrit au paragraphe 1.1.3.3.c) de ce chapitre) et des conditions d'extrusion utilisées, la microstructure obtenue en ECAE est souvent anisotrope. Un traitement thermique peut, dans certains cas, permettre une croissance de grain rendant au matériau une meilleure résistance en fatigue et une meilleure ductilité mais au prix d'une légère augmentation de la taille de grain ce qui, en conséquence, fait perdre un des avantages liés à l'ECAE.

### d) Uniformité de la déformation

La théorie prévoit une déformation uniforme, qui devrait être un cisaillement simple au niveau du plan d'intersection des canaux. En réalité, des disparités sont constatées à ce propos:

- la tête et le pied de la pièce ne peuvent en aucun cas être pris en compte,
- les faces en contact avec le fond et les bords de la matrice subissent l'influence du frottement. La section d'une pièce est déformée de façon relativement homogène sur seulement environ 85% de sa surface. Ce pourcentage est fonction du matériau et des dispositifs de déformation. Des expériences et des simulations par éléments finis montrent que selon le matériau et son type d'écrouissage, les frottements et la forme de la matrice, la zone affectée est plus ou moins importante (Shan *et al.* [1999], Semiatin *et al.* [2000], Park & Suh [2001], Li *et al.* [2004]).

Les conditions optimales d'uniformité sont obtenues s'il est appliqué une contre pression en sortie et lorsque :

- le frottement est faible (Fukuda *et al.* [2004]),
- le matériau est peu sensible à la vitesse de déformation (Dalla Torre *et al.* [2004b]).

### e) Dégagement de chaleur

Le procédé n'est pas isotherme (Semiatin *et al.* [2001]), les grandes déformations dégagent de la chaleur. Il est intéressant de mesurer la quantité de chaleur dégagée lors de la déformation d'une pièce. Yamaguchi *et al.* [1999] ont montré qu'elle était fonction de la vitesse de déformation et de la limite élastique du matériau.

### 1.1.3.3. Paramètres liés au procédé

#### a) Géométrie du canal d'extrusion

Il va sans dire que le choix des angles (Fig. 1.1-2b) est un paramètre essentiel du procédé ECAE. Si l'angle  $\Phi$  est pris proche de  $120^\circ$ , il permet d'effectuer des passes dans de bonnes conditions et de soumettre le matériau à de fortes déformations équivalentes en multipliant les passages. Cependant, uniquement un angle proche de  $90^\circ$  permet d'atteindre les déformations plastiques les plus importantes (Yang & Lee [2003]) et les tailles de grains les plus réduites (Segal [2003]). Nakashima *et al.* [1998] ont constaté une diminution de la taille des cellules lorsque  $\Phi$  est faible sur des essais d'aluminium pur à température ambiante et à taux de déformation fixé.

De la même façon, un raccordement circulaire entre les deux canaux permet de réduire les effets des frottements entre échantillon et outil, mais au prix d'une perturbation des mécanismes de déformation (Segal [2003], Park & Suh [2001]). Dans le cas extrême où  $\Psi$  est maximal et vaut  $\pi - \Phi$ , l'échantillon se trouve déformé de façon hétérogène.

Une étude récente de Nagasekhar & Tick-Hon [2004] a démontré que les conditions optimales d'homogénéité de la déformation étaient obtenues pour  $\Phi=90^\circ$  et  $\Psi=10^\circ$ . Des paramètres tels que l'écroutissage et les frottements de contact entre la matrice et l'échantillon ont été pris en compte dans leurs simulations par éléments finis.

L'importance des angles  $\Psi$  et  $\Phi$  sur le taux de déformations est présentée en figure 1.1-3. L'influence de  $\Psi$  est minimale par rapport à celle de  $\Phi$ .

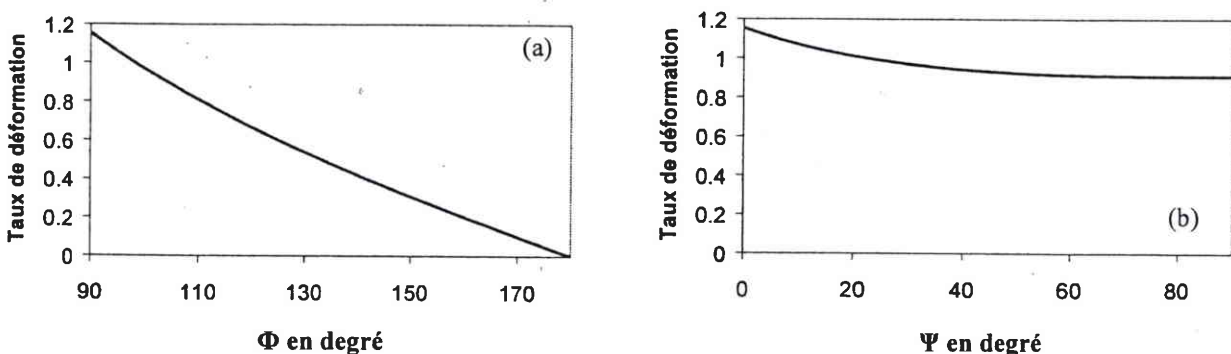


Fig. 1.1-3 : Variation de la déformation : (a) en fonction de  $\Phi$  pour  $\Psi=0$ . (b) : en fonction de  $\Psi$  pour  $\Phi=90^\circ$  (calculée à partir de la formule (2.6) présentée au chapitre II).

b) Nombre de passes

Théoriquement infini, le nombre de passes dépasse rarement 12 dans la littérature. Le nombre de passes et le taux de déformation sont deux paramètres proportionnels. Or le taux de déformation tend à homogénéiser la microstructure (Iwahashi *et al.* [1998a]). Le nombre de passes influence donc le comportement du matériau. Pour Ferrasse *et al.* [2004], l'ECAE est un procédé efficace qui permet de contrôler l'intensité et les orientations des textures. Comparés aux procédés conventionnels, l'ECAE offre un large panel de paramètres caractérisant l'évolution des textures. Deux d'entre eux, le nombre de passes et les routes de déformations, sont les plus importants.

c) Routes de déformations

Le changement d'orientation entre chaque passe successive s'avère être un paramètre primordial du procédé. En effet, comme la section des canaux est généralement carrée ou ronde, il existe plusieurs manières de réintroduire l'échantillon testé dans le dispositif (Fig.1.1-4). Tout d'abord, avant chaque nouvelle extrusion, la pièce doit être tournée de  $-90^\circ$  pour être repositionnée dans le canal d'entrée.

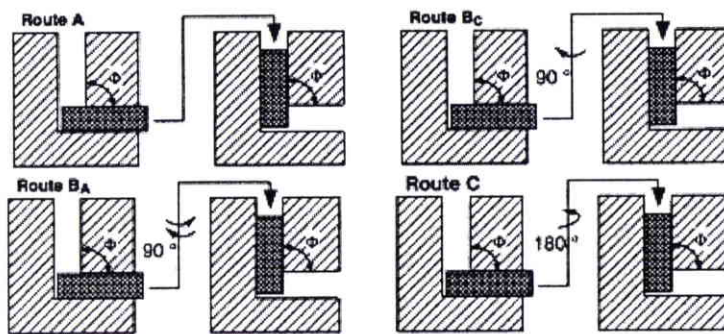


Fig. 1. 1-4 : Chemins de déformation existants en ECAE (Zhu & Lowe [2000]).

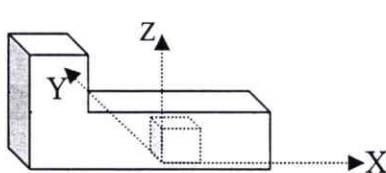
Le tableau 1.1 est un état des lieux des différentes notations trouvées dans la littérature pour dénommer les quatre chemins classiques existants pour les déformations.

Rotation autour de de l'axe de révolution	Convention Langdon (Oh-Ishi <i>et al.</i> [1998])	Convention Segal (Segal [1999])	Convention Dupuy (Dupuy [2000])
$0^\circ$	A	A	A
$+90^\circ/-90^\circ/+90^\circ \dots$	Ba	B	B+B-
$+90^\circ$	Bc	D	B+
$+180^\circ$	C	C	C

Tableau 1.1 : Nomenclature pour les routes en ECAE.

Dans la suite de ce travail, la convention de Langdon sera employée pour décrire les routes utilisées.

Les diverses possibilités pour la route à choisir entre chaque extrusion permettent d'aboutir rapidement à un grand nombre de chemins de déformations. Furukawa *et al.* [1998] présentent une synthèse des différents chemins de déformations classiques, plan par plan, pour un dispositif où  $\Phi=90^\circ$  (tableau 1.2). Ils analysent la déformation pour un même élément, de section initiale cubique, pendant huit passes. Pour chaque passe, l'élément est découpé et étudié.



Route	Plane	Number of pressings								
		0	1	2	3	4	5	6	7	8
A	X	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Y	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Z	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
B <sub>A</sub>	X	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Y	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Z	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
B <sub>C</sub>	X	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Y	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Z	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
C	X	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Y	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭
	Z	□	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭	▭

Tableau 1.2 : Chemins de déformation (Furukawa *et al.* [1998]).

Segal [1995] présente la déformation d'un élément pour la route A suivant Y comme sur la figure 1.1-5. Son analyse tient compte de la hauteur de l'élément étudié.

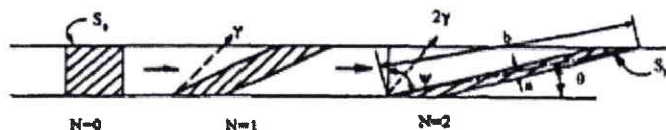


Fig. 1. 1-5 : Evolution d'un élément cubique projeté sur Y suivant la route A : la hauteur de l'élément est conservée.

- Route A (aucune rotation entre les passes)

Une pièce déformée selon la route A est soumise à du cisaillement parallèle au plan d'intersection des deux canaux (Fig. 1.1-6). Les grains sont déformés au fil des passes jusqu'à obtention d'une structure formée de grains, de taille submicronique, allongés et orientés dans l'axe de la pièce.



Fig. 1. 1-6 : Déformation pour la route A (Gholinia *et al.* [2000]).

Pour étudier le comportement d'un matériau suivant la route A, Bowen *et al.* [2000] ont placé un fil de cuivre à l'intérieur d'un échantillon en aluminium. Après un grand nombre de passes, l'extrémité de la pièce tend à tourner, et à revenir à l'intérieur de la zone déformée (Fig. 1.1-7).

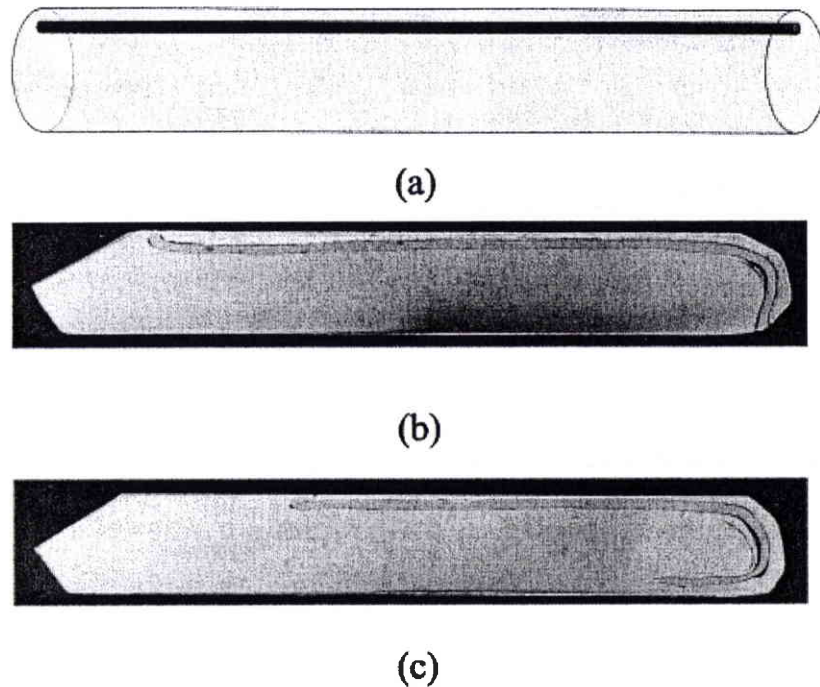


Fig. 1. 1-7 : Procédé utilisé de mise en évidence de la déformation pour un échantillon extrudé selon la route A. (a) : Schéma de la pièce non déformée. (b) : Pièce après deux passages. (c) : Pièce après cinq passages (Bowen *et al.* [2000]).

La route A ne présente pas une bonne homogénéité de déformation.

- Route Ba (rotation alternée  $+90^\circ$  sens trigonométrique,  $+90^\circ$  sens horaire)

Les mécanismes de déformation sont similaires à ceux de la route A, car les deux routes connaissent presque la même évolution des plans de cisaillement (tableau 1.2). La route Ba est toutefois moins efficace que la route A.

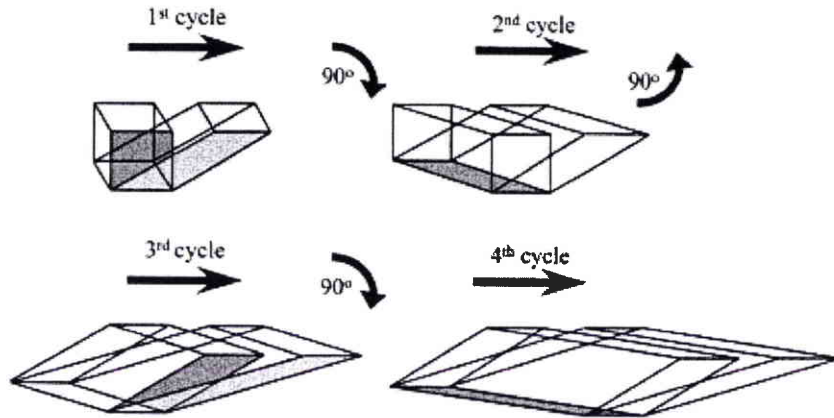


Fig. 1. 1-8 : Déformation pour la route Ba (Gholinia *et al.* [2000]).

- Route Bc (rotation de  $90^\circ$  dans le même sens entre les passes)

Elle est la plus difficile à étudier (Fig. 1.1-9). Suivant le tableau 1.2, un élément carré est restauré toutes les  $4n$  passes (avec  $n$  entier). La structure est formée d'un réseau de grains équiaxes de petite taille (Dalla Torre *et al.* [2004a]). C'est la structure la plus uniforme et elle est quasiment isotrope après  $4n$  passes.

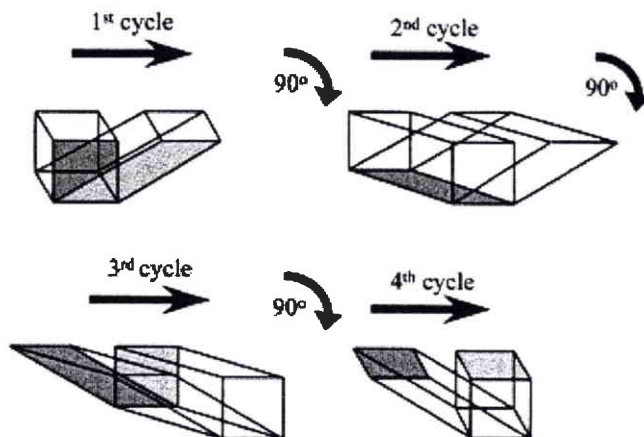
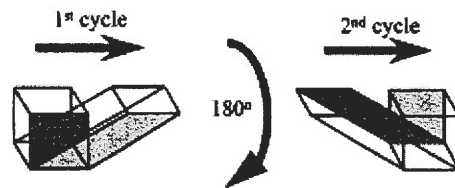


Fig. 1. 1-9 : Déformation pour la route Bc (Gholinia *et al.* [2000]).

Furukawa *et al.* [2002] ont montré l'efficacité de cette route. Ils obtiennent une microstructure uniforme de grains équiaxes séparés par des joints à forte désorientation, due au cisaillement activé de façons multiples dans les trois plans orthogonaux de l'échantillon.

- Route C (rotation de  $180^\circ$ )

L'étude de la route C montre que le plan de cisaillement reste identique entre chaque passage mais il est pris suivant une direction opposée (Fig. 1.1-10). Selon le tableau 1.2, un élément cubique reprend sa forme chaque  $2n$  passe, entraînant la restauration de la structure (avec  $n$  entier).



**Fig. 1. 1-10 : Déformation pour la route C (Gholinia *et al.* [2000]).**

La première passe forme des bandes de cisaillement saturées en dislocations. La structure se durcit alors au niveau de ces bandes. La passe suivante divise les bandes de cisaillement orthogonalement et désoriente les grains. La route C favorise le développement de grains équiaxes à grandes désorientations. En augmentant le nombre de cycles, on constate la formation de sous grains. La taille de grains qui diminue fortement lors des premiers cycles, tend à se stabiliser (Gholinia *et al.* [2000]).

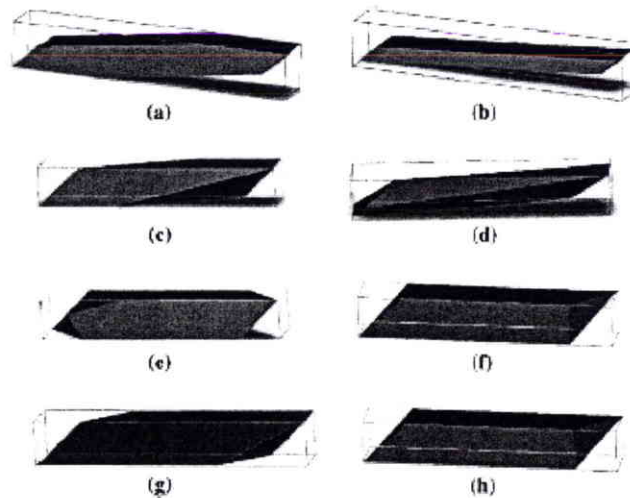
Après quatre cycles, il apparaît que la route Bc soit la plus efficace, devant les routes C, A et Ba (Segal [1999], Furukawa *et al.* [1998], Iwahashi *et al.* [1998b]).

Récemment, Barber *et al.* [2004] ont proposé une étude peu conventionnelle avec deux nouvelles routes. S'inspirant de la convention de Segal, ils ont nommé ces deux nouveaux chemins de déformation E et F. La route E alterne des rotations de  $180^\circ$  et  $90^\circ$ . Quant à la route F, elle enchaîne une rotation de  $90^\circ$  entre la première et la deuxième passe, une  $180^\circ$  entre la deuxième et la troisième, une  $270^\circ$  entre la troisième et la quatrième, puis recommence ce principe de rotations pour les passes suivantes.

Route	Rotation avant extrusion	Nombre de passes							
		1	2	3	4	5	6	7	8
A	0°, toutes les passes	83.3	75	66.7	58.3	50	41.7	34.7	29.8
Ba (B)	+90°, -90°	83.3	77.8	72.2	66.7	61.6	55.6	50.2	44.4
C	180°, toutes les passes	83.3	83.3	83.3	83.3	83.3	83.3	83.3	83.3
Bc (D)	90°, toutes les passes	83.3	77.8	73.6	72.2	72.2	72.2	72.2	72.2
E	voir le texte	83.3	83.3	77.8	77.8	77.8	78.8	77.8	77.8
F	voir le texte	83.3	77.8	77.8	77.8	77.8	78.8	77.8	77.8

**Tableau 1.3 : Volume en pourcentage de matériau entièrement déformée pour un échantillon de section carré avec un allongement  $\beta$  de six où  $\beta=l/h$  (Barber *et al.* [2004]).**

Le tableau 1.3 et la figure 1.1-11 présentent les surfaces de déformations étudiées pour différentes routes dont E et F. Ils sembleraient que ces deux dernières soient plus efficaces que les routes « classiques » A et Ba en ce qui concerne l'étendue de la zone déformée.



**Fig. 1. 1-11 : Régions déformées après : (a) : quatre passes pour la route A (4A). (b) : 8A. (c) : 4Ba. (d) : 8Ba. (e) : 4Bc. (f) : 4E et 8E. (g) :  $nF$  quand  $n$  est pair. (h) :  $nF$  quand  $n$  est impair (Barber *et al.* [2004]).**



#### d) Influence de la température

L'ECAE à hautes températures présente au moins deux atouts importants :

- il favorise l'écoulement (Semiatin & Delo [2000]) ;
- il permet augmenter la vitesse de déformation.

Des essais effectués sur différents alliages d'aluminium montrent que la taille de grains augmente avec la température d'extrusion (Yamashita *et al.* [2000], Markushev *et al.* [1997]). Il est bien évident que les phénomènes de recristallisation sont à prendre en compte lorsqu'on exécute des passes à chaud (Huang *et al.* [2004], Yu *et al.* [2004]).

L'extrusion à chaud en ECAE est, pour certains matériaux, le seul moyen d'effectuer des essais dans de bonnes conditions. Semiatin & Delo [2000] ont montré l'importance du chauffage du dispositif dans le cas des alliages difficiles à extruder tel que l'acier ou le titane. Ainsi des températures allant jusqu'à 325°C sont indispensables, associées à une faible vitesse d'extrusion, pour éviter les phénomènes d'instabilité. Ces derniers entraînent la destruction de l'échantillon par fragmentation ou par non uniformité de la déformation (localisation du cisaillement).

#### e) Vitesse d'extrusion

La vitesse d'extrusion (ou vitesse d'enfoncement du piston dans le dispositif) intervient peu sur la taille des grains obtenus (Berbon *et al.* [1999]) mais elle joue un rôle sur les parois de dislocations. En effet, une faible vitesse d'extrusion permet un meilleur réarrangement des cellules.

#### 1.1.3.4. Modélisation de la déformation et des textures

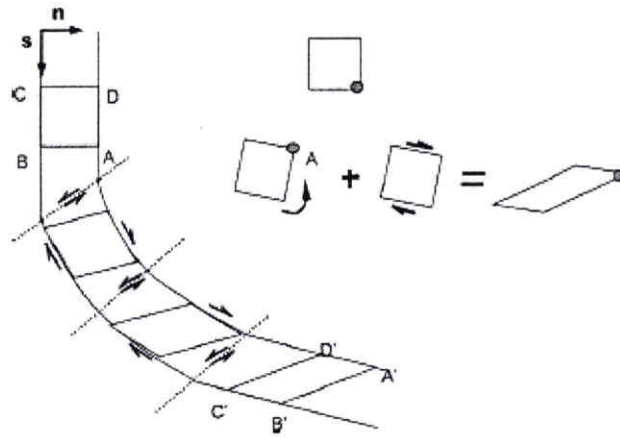
Lorsque l'échantillon effectue un passage dans le dispositif d'ECAE, il suit un chemin de déformation complexe. Plusieurs études ont été menées pour caractériser celui-ci, mais pas de manière totalement satisfaisante. Les codes de plasticité cités dans ce paragraphe sont détaillés à la fin de ce chapitre bibliographique.

Le premier modèle de déformation fondé sur un cisaillement simple au niveau du plan à 45°, intersection des deux canaux, a été proposé par Segal [1974, 1999]. Ce dernier est décrit au chapitre II. Contrairement à d'autres essais de cisaillement simple (comme la torsion, par exemple) où la déformation est produite simultanément sur tout l'échantillon, l'écoulement plastique est localisé en ECAE.

Cette approche a été incorporée dans un modèle autocohérent de viscoplasticité polycristalline pour le cuivre par Agnew *et al.* [1998] et pour le fer par Agnew [1999]. Pour ces deux études, l'évolution de la texture cristallographique, paramètre microstructural primordial pour caractériser la déformation, a été comparée à celle d'essais. Cette analyse renforce l'hypothèse d'un cisaillement simple localisé pour la déformation en ECAE.

Par la suite, Tóth *et al.* [2000] ont obtenu des simulations pour du cuivre en utilisant une théorie qui s'appuie sur un champ d'écoulement simplifié. A l'aide du code de Taylor, les textures ont été modélisées suivant la route A pour 12 passes avec un dispositif à 90° et comparées aux expériences. Avec les mêmes paramètres, Kopacz *et al.* [2001] ont simulé des textures pour un dispositif à 120° suivant la route B. Dans ces deux cas d'étude, les résultats sont encourageants mais ils présentent tout de même des différences avec les essais qui nécessitent une amélioration de la description du chemin de déformation.

Gholinia *et al.* [2002] ont étudié le champ d'écoulement en ECAE de manière expérimentale et numérique. Ils ont utilisé le code de Taylor pour simuler l'évolution des textures d'un alliage d'aluminium. La modélisation de la déformation a été décrite le long de lignes d'écoulement. Son principe, présenté sur la figure 1.1-12, consiste à cisailier et tourner un élément à chaque pas de calcul. Ensuite, ils ont pu reproduire et identifier les décalages des composantes des textures par rapport aux positions idéales connues pour le cisaillement simple.



**Fig. 1. 1-12 : Représentation schématique du cisaillement progressif pour un élément de matière lors du passage dans la zone de déformation de la matrice.  $s$  et  $n$  font référence aux coordonnées tangentielle et normale sur la ligne d'écoulement pour modéliser les textures (Gholinia *et al.* [2002]).**

Plus récemment, le code de plasticité polycristalline de Taylor a été employé dans des calculs d'éléments finis par Baik *et al.* [2003] pour prédire des textures cristallographiques et l'écroutissage de l'aluminium en ECAE. S'appuyant sur la version en 3D du modèle d'écroutissage basé sur les cellules de dislocations de Tóth *et al.* [2002] (détails au chapitre V), ils simulent la déformation, les contraintes et la taille des cellules afin de les comparer à des données expérimentales pour quatre passes suivant la route C. Ils en concluent que la contrainte équivalente croît rapidement surtout lors du premier passage et que la variation moyenne de la taille de grain et les courbes d'écroutissage qu'ils obtiennent sont en bonne concordance avec les essais. Concernant la taille de grains, le contraste entre les différentes régions de l'échantillon diminue avec le nombre de passes dans le dispositif. Les auteurs soulignent qu'ils n'ont pas tenu compte de la structure proprement dite des grains dans les simulations, ce qui pourrait permettre d'améliorer leurs résultats.

Beyerlein *et al.* [2003] ont employé l'approche de cisaillement localisé introduite par Segal dans une version anisotrope d'un code autocohérent de viscoplasticité polycristalline. Leur application a été faite pour du cuivre. Ils ont examiné des caractéristiques de déformation microstructurales telles que la taille et la forme des grains, la texture ou encore l'écroutissage, dépendant fortement de la route étudiée. En utilisant un critère de subdivision du grain basé sur la forme des grains, ils déduisent que la route A apparaît être la plus efficace concernant le raffinement de la taille de grain. Viennent ensuite la route Ba, la Bc et enfin la C. Ils démontrent également que les interactions entre les grains doivent être prises en compte pour tous les chemins de déformation afin de modéliser au mieux les textures et les courbes d'écroutissage.

## 1.2. Texture cristallographique

### 1.2.1. Définition

Un matériau est dit texturé quand ses éléments cristallins (les grains) présentent des orientations dans certaines directions préférentielles. Toutes les opérations de mise en forme créent des modifications de la texture cristallographique.

L'étude de la texture cristallographique, important paramètre structural, présente deux principaux intérêts (Kocks *et al.* [2000]) :

- elle conditionne les propriétés physiques du matériau,
- elle est généralement nécessaire à la compréhension des mécanismes de la déformation.

Déterminer la texture d'un matériau revient donc à rechercher les orientations prédominantes des éléments cristallins qui le composent afin de comprendre l'évolution lors des traitements qu'il a subis (Bunge & Esling [1997]). Il est donc important de comprendre que la texture tient compte uniquement de l'orientation cristalline, tout en négligeant les renseignements sur la position (taille, forme et arrangement des cristallites individuels dans un agrégat polycristallin).

### 1.2.2. Les différents repères utilisés

#### 1.2.2.1. Le repère macroscopique

Le repère macroscopique est associé à une surface ou interface de l'échantillon étudié. Sa base, orthonormée, est notée  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ . Le choix de ces trois lettres pour les axes de ce système de référence est complètement arbitraire. Par exemple, il n'est pas rare de rencontrer dans la littérature se rapportant à l'ECAE des bases composées de lettres *e* pour « sens d'extrusion », *n* pour « normal » et *t* pour « transversal ». Le repère macroscopique étant toujours attaché à des surfaces ou des interfaces planes, la base  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$  sera, par conséquent, orientée telle que le vecteur  $\vec{k}$  soit normal à la surface considérée. Les vecteurs  $\vec{i}$  et  $\vec{j}$  définissent alors le plan de cette surface (voir Fig. 1.2-1).

Ce système de coordonnées qui doit être lié à l'échantillon sera noté  $K_A$  dans la suite de cette partie.

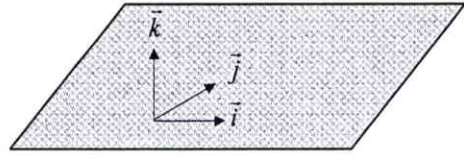


Fig. 1. 2-1 : Orientation du repère macroscopique par rapport à une surface ou interface de l'échantillon.

### 1.2.2.2. Le repère cristallographique

Un tel système de coordonnées, noté  $K_B$  et lié à chaque cristal, est dit cristallin. Le repère cristallographique est une base orthonormée directe dans laquelle sont définis les tenseurs de propriétés physiques des cristaux.

L'orientation d'un cristal est définie par une rotation  $T$  qui transforme le système de coordonnées de l'échantillon  $K_A$  en celui du cristal  $K_B$  (Fig. 1.2-2) :

$$K_B = T K_A \quad (1. 2)$$

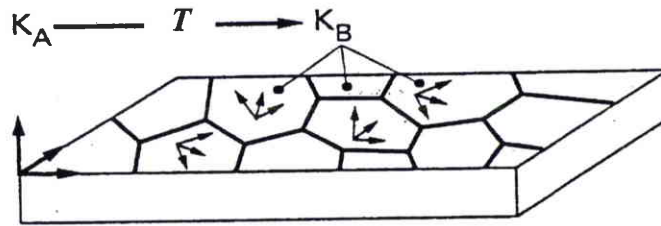


Fig. 1. 2-2 : Orientation cristalline d'un matériau polycristallin (Bunge & Esling [1997]).

### 1.2.2.3. Matrice de passage

D'un point de vue pratique, il est souhaitable d'obtenir la matrice permettant le passage du repère macroscopique au repère cristallographique ; c'est à dire que l'on cherche à identifier  $T$ . Différentes manières sont équivalentes et aboutissent au même résultat (Bunge [1982]). Nous nous intéresserons à deux d'entre elles :

- l'une basée sur les angles d'Euler avec la notation  $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ ,
- l'autre fondée sur les indices de Miller avec la notation  $(hkl)_{[uvw]}$ .

Une méthode très pratique pour réaliser une rotation  $T$  est d'utiliser trois angles afin de transformer le référentiel de l'échantillon  $K_A$  pour obtenir celui lié au cristal  $K_B$ . Trois rotations successives sont donc nécessaires. Ces trois angles définissent un point correspondant à l'orientation du cristal,  $g$ , qui s'écrit :

$$g = (\text{angle1}, \text{angle2}, \text{angle3})$$

Afin d'analyser quantitativement des textures,  $f(g)$  est défini comme étant la fonction d'orientation, qui tridimensionnellement est appelée fonction de distribution des orientations (FDO ou ODF en anglais). Elle fut tout d'abord introduite par Wiglin [1960], puis développée par Bunge [1960].

La convention introduite par Bunge [1982] utilise les angles  $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$  qui définissent l'espace d'Euler. L'orientation du cristallite  $g$  (Fig. 1.2-3) peut donc s'écrire :  $g = (\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ .

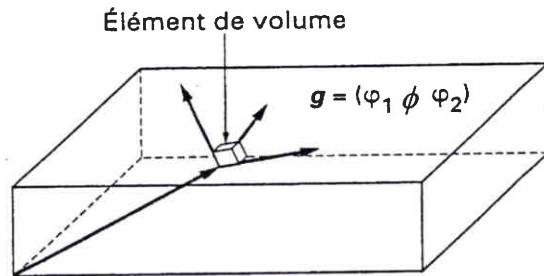


Fig. 1. 2-3 : Orientation d'un cristallite.

Les trois rotations consécutives particulières  $T_{\varphi_1}, T_{\phi}, T_{\varphi_2}$ , transforment le référentiel de l'échantillon  $K_A$  en celui du cristal  $K_B$ . Premièrement, le repère de l'échantillon est tourné d'un angle  $\varphi_1$  autour de l'axe supporté par le vecteur  $\vec{k}$  (Fig. 1.2-4 et Fig. 1.2-7).

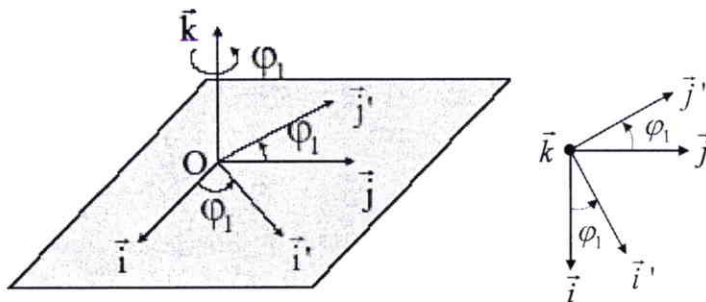


Fig. 1. 2-4 : Schématisation de la rotation  $\varphi_1$  autour de l'axe  $\vec{k}$ .

La base  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$  devient alors la base  $(\vec{i}', \vec{j}', \vec{k})$ . Ce passage est possible grâce à la matrice de passage suivante :

$$T_{\varphi_1} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_1 & \sin \varphi_1 & 0 \\ -\sin \varphi_1 & \cos \varphi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Dans un deuxième temps, il s'agit d'une rotation d'angle  $\phi$  autour de l'axe défini par le vecteur  $\vec{i}'$  (Fig. 1.2-5 et Fig. 1.2-7).

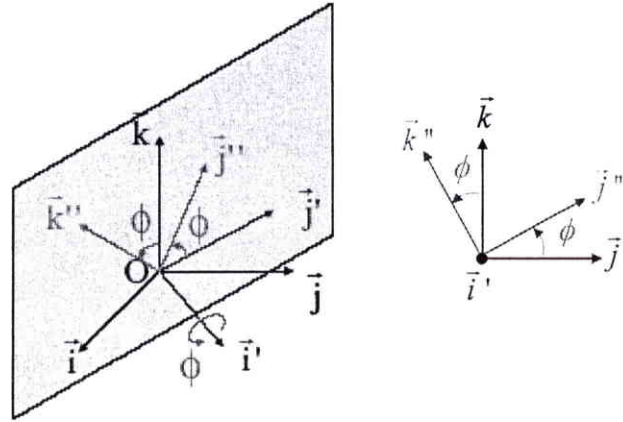


Fig. 1. 2-5 : Schématisation de la rotation  $\phi$  autour de l'axe  $\vec{i}'$ .

De la même manière qu'auparavant, on définit  $T_\phi$  qui est la matrice du passage du repère  $(O, \vec{i}', \vec{j}', \vec{k}')$  au repère  $(O, \vec{i}', \vec{j}'', \vec{k}'')$  :

$$T_\phi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Finalement, la dernière rotation se fait autour de l'axe défini par le vecteur  $\vec{k}''$  (Fig. 1.2-6 et Fig. 1.2-7).

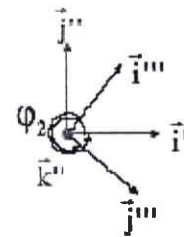


Fig. 1. 2-6 : Rotation  $\phi_2$  autour de l'axe  $\vec{k}''$ .

La base de référence du cristal ainsi obtenue à l'aide de la matrice de changement de repère est définie par :

$$T_{\phi_2} = \begin{pmatrix} \cos \phi_2 & \sin \phi_2 & 0 \\ -\sin \phi_2 & \cos \phi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

La manière la plus simple pour obtenir la matrice de passage du repère macroscopique au repère cristallographique est donc de définir la matrice de transformation associée à chacune des trois rotations mentionnées précédemment. La rotation  $T$ , correspond donc à la multiplication des matrices d'orientation  $T_{\varphi_1}$ ,  $T_{\phi}$  et  $T_{\varphi_2}$ , s'écrit alors :

$$T(\varphi_1, \phi, \varphi_2) = T_{\varphi_2} \cdot T_{\phi} \cdot T_{\varphi_1} \quad (1.6)$$

La réalisation des rotations successives, écrite donc comme une multiplication s'effectuant de droite à gauche, donne finalement :

$$T(\varphi_1, \phi, \varphi_2) = \begin{pmatrix} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \phi & \sin \varphi_1 \cos \varphi_2 + \cos \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \phi & \sin \varphi_2 \sin \phi \\ -\cos \varphi_1 \sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \phi & -\sin \varphi_1 \sin \varphi_2 + \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \phi & \cos \varphi_2 \sin \phi \\ \sin \varphi_1 \sin \phi & -\cos \varphi_1 \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

La figure 1.2-7 récapitule sur un même schéma explicatif les trois rotations précédemment décrites.

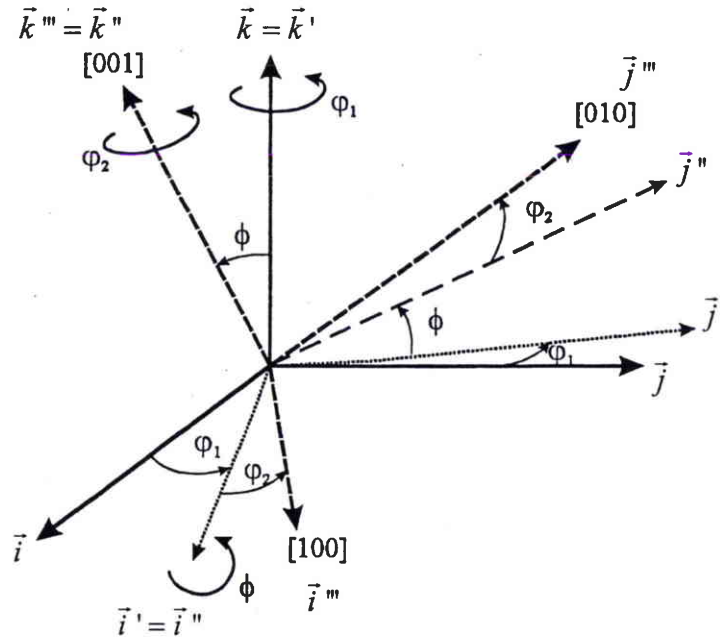


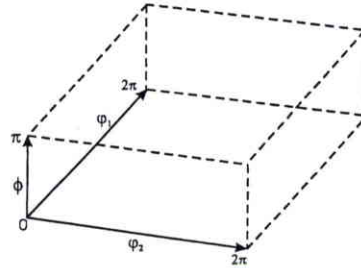
Fig. 1. 2-7 : Schéma récapitulatif des angles d'Euler.



La matrice (1.7) reste inchangée lorsque :

- des entiers, multiples de  $2\pi$ , sont additionnées aux angles  $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ ,
- l'ensemble des angles est remplacé par :  $\varphi_1 = \pi + \varphi_{1_{int}}$ ,  $\phi = -\phi_{int}$ ,  $\varphi_2 = \pi + \varphi_{2_{int}}$ .

On obtient ainsi l'espace surnommé « unité asymétrique » des angles d'Euler qui est représenté sur la figure 1.2-8.



**Fig. 1. 2-8 : Unité asymétrique dans l'espace des angles d'Euler.**

Si le matériau possède un réseau cristallin qui a des symétries et/ou qui contient quelques symétries structurales, alors l'unité de l'espace d'Euler de la figure 1.2-8 sera réduite.

#### 1.2.2.4. Indices de Miller

Une méthode plus fréquemment utilisée pour décrire une orientation cristalline est fondée sur les indices de Miller. Ces derniers font référence à un plan  $\{hkl\}$  choisi et une direction sélectionnée  $\langle uvw \rangle$  d'un échantillon dans le repère cristallographique  $K_B$ .

Soient  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ , les vecteurs de la base se référant à l'échantillon ( $K_A$ ) et  $\vec{c}_1, \vec{c}_2, \vec{c}_3$  les vecteurs du système de référence du cristal ( $K_B$ ).

Quand le plan  $\{hkl\}$  et la direction  $\langle uvw \rangle$  sont respectivement orthogonal au vecteur  $\vec{e}_3$  et parallèle au vecteur  $\vec{e}_1$ , ces vecteurs, dans le repère du cristal  $K_B$ , ont pour expression :

$$\vec{e}_3 = \frac{h}{m} \vec{c}_1 + \frac{k}{m} \vec{c}_2 + \frac{l}{m} \vec{c}_3 \quad (1.8)$$

$$\vec{e}_1 = \frac{u}{n} \vec{c}_1 + \frac{v}{n} \vec{c}_2 + \frac{w}{n} \vec{c}_3 \quad (1.9)$$

où  $m = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$  et  $n = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$  sont des facteurs ayant  $h, k, l$  et  $u, v, w$  comme entiers.

Le vecteur  $\vec{e}_2$ , calculé à partir des deux équations (1.8) et (1.9) tel que  $\vec{e}_2 = (\vec{e}_3 \times \vec{e}_1)$ , vaut :

$$\vec{e}_2 = \frac{kw - lv}{mn} \vec{c}_1 + \frac{lu - hw}{mn} \vec{c}_2 + \frac{hv - ku}{mn} \vec{c}_3 \quad (1.10)$$

Une multiplication scalaire de (1.8), (1.9) et (1.10) par  $\vec{c}_1$ ,  $\vec{c}_2$  et  $\vec{c}_3$  et l'emploi de la formule  $\vec{c}_i \cdot \vec{e}_k = g_{ik}$  permet d'obtenir la matrice de rotation  $g$  exprimée selon les indices de Miller  $(hkl)_{[uvw]}$  :

$$g\left(\left(hkl\right)_{[uvw]}\right) = \begin{pmatrix} \frac{u}{n} & \frac{kw - lv}{mn} & \frac{h}{m} \\ \frac{v}{n} & \frac{lu - hw}{mn} & \frac{k}{m} \\ \frac{w}{n} & \frac{hv - ku}{mn} & \frac{l}{m} \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

### 1.2.3. La fonction de densité des orientations

L'analyse quantitative des textures consiste à calculer la fonction de distribution des orientations (FDO) des cristallites dans un matériau polycristallin (Bunge & Esling [1997]). Elle est notée  $f(g)$  et définie par :

$$\frac{dv}{V} = f(g)dg \quad (1.12)$$

où  $dv$  représente le volume des cristallites dont l'orientation est comprise entre  $g$  et  $g+dg$  et  $V$  le volume total de l'échantillon.

Les formes des cristallites ainsi que leurs positions dans l'échantillon sont négligées. Pour une distribution d'orientation aléatoire (Fig. 1.2-9), la densité des points d'orientation dans l'espace bidimensionnel d'Euler n'est pas constante mais varie proportionnellement à  $\sin \phi$  (Gelfand *et al.* [1963]).

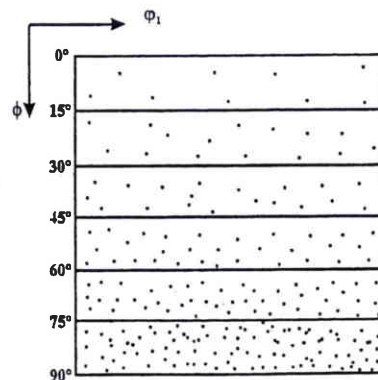


Fig. 1. 2-9 : Distorsion dans l'espace d'Euler.

Dans le but de représenter la densité d'orientation, une fonction  $f(g)$  doit être définie de telle sorte que  $f(g)dg$  soit la fraction volumique des orientations pour l'élément  $dg$ . L'élément différentiel d'orientation  $dg$  a la forme :

$$dg = \frac{1}{8\pi^2} \sin \phi \, d\varphi_1 d\phi d\varphi_2. \quad (1.13)$$

Dans le cas d'orientations cristallines aléatoires, chaque élément d'orientation ainsi défini contient la même fraction volumique de cristallites, si bien que :

$$f_{aléa}(g) = 1. \quad (1.14)$$

Dans ce cas, la fonction de densité  $f(g)$  est positive et normée à l'unité :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} f_{aléa}(g) \frac{1}{8\pi^2} \sin \phi \, d\varphi_1 d\phi d\varphi_2 = 1. \quad (1.15)$$

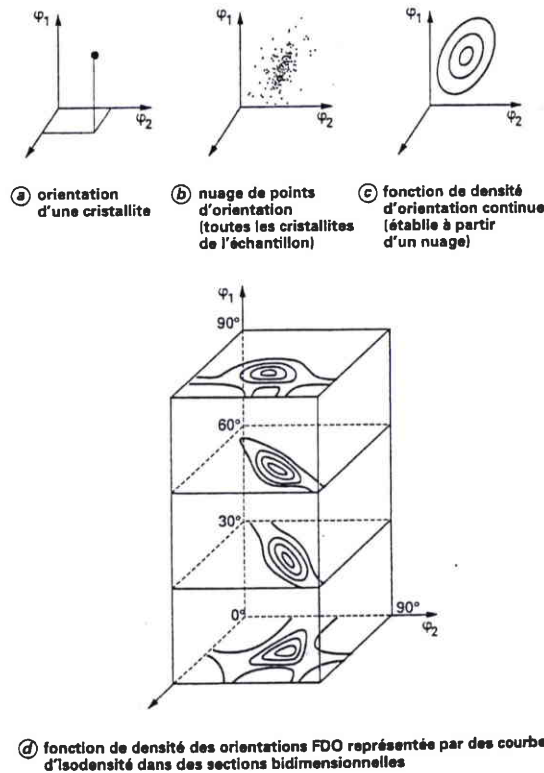


Fig. 1. 2-10 : Représentation des orientations  $g$  et des fonctions de densité d'orientation (Bunge & Esling [1997]).

La fonction de texture,  $f(g)$ , est souvent représentée en traçant les valeurs des angles d'Euler comme coordonnées cartésiennes (Fig. 1.2-10). Chaque orientation est alors représentée par un point dans l'espace et la fonction  $f(g)$  est représentée par des surfaces d'isodensité (Bunge & Esling [1997]).

### 1.3. Modèles de plasticité polycristalline

Des règles explicites de changement d'échelle vont être présentées dans les modèles suivants. Ils essaient de prédire le comportement macroscopique à partir du comportement microscopique en tenant compte de certaines conditions.

Les contraintes moyennes par phase cristallographique  $\sigma$  sont reliées au tenseur des contraintes macroscopiques  $\Sigma$ . Une forme assez générale de transition d'échelle dans le cas d'un comportement élastoplastique du polycristal et d'un chargement macroscopique radial et monotone est la suivante :

$$\sigma = \Sigma + C(E^p - \varepsilon^p) \quad (1.16)$$

où  $\sigma$  et  $\Sigma$  sont respectivement la contrainte dans le grain et la contrainte macroscopique de l'agrégat. Cette relation suppose toutefois l'homogénéité de l'élasticité de sorte que la déformation plastique  $E^p$  soit la moyenne des déformations plastiques des phases  $\langle \varepsilon^p \rangle$ . En fonction des valeurs prises par le tenseur  $C$  (d'ordre quatre), la relation (1.16) fait état de trois modèles simplifiés principaux du polycristal. Une brève description de chacun est à présent proposée.

#### 1.3.1. Modèle statique

Sachs [1928] fut le premier à formuler une hypothèse concernant la modélisation de la plasticité polycristalline. Elle implique une relation proportionnelle entre l'état de contrainte du monocristal et les contraintes macroscopiques de l'agrégat (Zaoui [1972]). Le modèle statique, inspiré du modèle de Sachs mais de façon simplifiée, impose l'uniformité de la contrainte (homogénéisation au sein des grains), c'est à dire que le tenseur  $C$  de l'équation (1.16) est pris égal à zéro :

$$\sigma = \Sigma \quad (1.17)$$

La relation (1.17) signifie que les équations d'équilibre sont vérifiées. Le champ de contrainte statiquement admissible est à l'origine du nom donné à ce modèle : « statique ». Cependant les relations de compatibilité sont totalement ignorées.

Ce modèle conduit essentiellement au glissement simple dans les cristaux. Il décrit en général assez mal la réponse des polycristaux des structures c.f.c., mais s'est avéré pertinent dans le cas de certains alliages de structure hexagonale. Notons tout de même, qu'il est très improbable que les grains constituant le polycristal se déforment durablement en glissement simple. Ce type d'analyse ne donne pas de bons résultats en grandes ni en moyennes déformations.

### 1.3.2. Le modèle de Taylor

Proposé par Taylor [1938] pour les matériaux rigides plastiques (déformation élastique négligée), le modèle a été par la suite développé par Bishop & Hill [1951]. Il suppose l'uniformité de la déformation plastique ; en d'autres termes, lorsque le tenseur  $C$  de la relation (1.16) est très grand, la déformation plastique par phase  $\varepsilon^p$  est quasi égale à la valeur macroscopique  $E^p$ . Dans ce cas, on se rapproche donc de l'hypothèse de Taylor stipulant l'homogénéité de la déformation plastique au sein du polycristal. De manière tensorielle, on peut écrire :

$$\varepsilon_{ij}^p = E_{ij}^p . \quad (1.18)$$

Les lois de comportement du monocristal sont alors utilisées pour calculer la contrainte dans chaque phase cristalline. Dans ce modèle, les relations d'équilibre sont totalement négligées et les contraintes internes sont surestimées.

Cette approche est très utilisée dans la pratique pour prédire des textures en grandes déformations du fait de sa simplicité et de son efficacité.

Il est important de noter que le modèle de Taylor et la théorie de Bishop & Hill donnent les mêmes résultats bien qu'ils soient basés sur deux approches différentes du problème décrivant la déformation des polycristaux. Malgré le succès de ces deux approches, les résultats des textures de déformation montrent leurs limites dans certains cas. En effet, les modèles du type Taylor-Bishop & Hill prédisent des textures en assez bon accord avec les tests expérimentaux lorsqu'il s'agit d'essais à température ambiante. A contrario, cette comparaison n'est plus satisfaisante pour des expériences à haute température.

Le modèle de Taylor a été généralisé par Lin [1957] en supposant l'uniformité de l'incrément de déformation totale :

$$d\varepsilon' = d\varepsilon^e + d\varepsilon^p = dE^e + dE^p = dE' . \quad (1.19)$$

Avec les hypothèses d'élasticité isotrope et de déformations plastiques incompressibles, on obtient une loi d'interaction de la forme :

$$d\sigma_{ij} = d\Sigma_{ij} + 2\mu(dE_{ij}^p - d\varepsilon_{ij}^p) \quad (1.20)$$

où le terme  $2\mu(dE_{ij}^p - d\varepsilon_{ij}^p)$  représente l'incrément de contraintes internes liées aux hétérogénéités de la déformation plastique.

### 1.3.3. Modèles autocohérents

Ce modèle diffère des précédents car il permet une estimation plus précise du comportement du polycristal en tenant compte, dans une certaine mesure, de la morphologie polycristalline et de l'interaction des grains. En effet, chaque grain se déforme différemment sous l'effet de la contrainte imposée à l'échantillon testé. Cette hypothèse est bien prise en considération dans le modèle autocohérent.

Le principe du schéma autocohérent peut être décrit de la manière suivante : les interactions entre grain particulier et tous les autres sont assimilées à celles entre le grain considéré et le milieu homogène équivalent. Les caractéristiques de ce dernier sont les inconnues à déterminer. Celles-ci sont calculées en exprimant les relations de moyennes entre les propriétés mécaniques locales (que l'on vient de déterminer) et globales (que l'on cherche).

S'inspirant des travaux d'Eshelby à propos de l'inclusion noyée dans une matrice infinie, ce schéma a été utilisé par Hershey [1954] et ensuite Kröner [1961] pour estimer les propriétés élastiques d'un polycristal. Une formulation élastoplastique simple du modèle a été proposée par la suite par Budiansky & Wu [1963] avant d'être généralisée par Hill [1965].

### 1.3.3.1. Différentes modélisations

#### a) Solution d'Eshelby

Eshelby [1957] a résolu le problème de l'inclusion ellipsoïdale, plastifiée de façon uniforme dans une matrice élastique infinie non chargée. Dans des conditions d'élasticité homogène et isotrope, la déformation totale  $\varepsilon^t$  de l'inclusion a pour expression :

$$\varepsilon_{ij}^t = S_{ijkl} \varepsilon_{kl}^p \quad (1.21)$$

où  $S$  est le tenseur d'Eshelby dépendant des caractéristiques élastiques du milieu et de la forme de l'inclusion.

#### b) Modèle de Kröner

A partir des résultats d'Eshelby, Kröner [1961] a étudié le cas d'une inclusion ellipsoïdale déformée plastiquement dans une matrice infinie ayant subi la déformation plastique uniforme  $E^p$ . Pour une déformation plastique  $\varepsilon^p$  homogène dans une inclusion de forme sphérique, Kröner obtient alors les contraintes internes  $\sigma$  dans l'inclusion :

$$\sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + 2\mu(1 - \beta) (E_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^p) \quad (1.22)$$

où  $\beta$  est donné par le modèle d'Eshelby,  $\mu$  le module élastique de cisaillement et  $\Sigma$  la contrainte uniforme à l'infinie. L'équation (1.22) sera appelée loi d'interaction. Dans le cas où  $\Sigma = 0$  et  $E^p = 0$ , le résultat d'Eshelby est bien retrouvé.

#### c) Formulation générale de Hill

Hill [1965] a proposé une théorie plus générale où il prend comme hypothèse l'interaction plastique et non purement élastique. Il obtient la loi d'interaction suivante :

$$d\sigma_{ij} = d\Sigma_{ij} + \mathfrak{L}_{ijkl}^* (dE_{kl}^p - d\varepsilon_{kl}^p) \quad (1.23)$$

où  $\mathfrak{L}^*$  est un tenseur d'interaction d'ordre quatre donné par :

$$\mathfrak{L}^* = \left\langle \mathfrak{L}^c (\mathfrak{L}^c + \mathfrak{L})^{-1} (\mathfrak{L} - \mathfrak{L}^*) \right\rangle. \quad (1.24)$$

avec  $\mathfrak{L}^c$  et  $\mathfrak{L}$  les tenseurs des modules tangents respectivement du grain (cristallite) et de la matrice (agrégat).  $\langle \rangle$  indique la moyenne volumique sur tous les grains composant le polycristal.

d) Autres modèles

Berveiller & Zaoui [1979] ont introduit dans la loi d'interaction de Kröner un facteur d'accommodation plastique  $\alpha$ , afin de prendre en compte des interactions plastiques d'une façon plus simple que la formulation générale de Hill. La loi d'interaction s'écrit pour  $\beta=0,5$  (correspondant à peu près à  $\nu=1/3$ ) :

$$\sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + \alpha\mu \left( E_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^p \right). \quad (1.25)$$

L'expression simplifiée du facteur  $\alpha$ , déterminée à partir de la théorie de la déformation, est obtenue par la relation :

$$\alpha = \frac{1}{1 + \mu\bar{h}} \quad (1.26)$$

où  $\bar{h}$  dépend de l'état de plastification de la matrice à l'infini.

Asaro & Needleman [1985] ont proposé un modèle élastoviscoplastique en grandes déformations. Ce modèle de type Taylor-Lin suppose l'uniformité du gradient de déformation totale :

$$F_{ij} = \bar{F}_{ij} \quad (1.27)$$

où  $F$  et  $\bar{F}$  sont respectivement le gradient de déformation totale dans l'inclusion et celui macroscopique de l'agrégat. Ce modèle est dépendant de la vitesse de déformation.

Par la suite, une approche autocohérente de Nemat-Nasser & Obata [1986] généralise le modèle de Iwakuma & Nemat-Nasser [1984]. Ce modèle ne prend en compte que le cas plan en élastoviscoplasticité. Dans le but de déterminer l'évolution de la texture, Harren [1991] a utilisé cette approche. Les résultats qu'il a obtenus sont identiques à ceux trouvés en théorie de Taylor-Lin.

Lipinski *et al.* [1987] ont proposé une approche autocohérente pour les grandes déformations en élastoplasticité, basée sur la loi du monocristal de Nemat-Nasser & Obata [1986]. Ce modèle tient compte des interactions entre les grains, de l'élasticité, de l'effet de forme et de l'érouissage. Mais il ne résout pas le problème d'ambiguïtés lié au choix des systèmes actifs.



Turner & Tomé [1993] ont développé un modèle afin de prédire le comportement au fluage et à l'expansion des polycristaux sous irradiation. Considérant une inclusion viscoélastique placée dans un milieu homogène, leur approche autocohérente est restreinte au cas linéaire. Cette formule s'avère donc inopérante lorsque les propriétés du polycristal sont dépendantes du temps.

Rougier *et al.* [1994] ont introduit une nouvelle approche autocohérente en élastoviscoplasticité. A l'aide d'une linéarisation tangente le long du trajet de chargement et de la transformation de Laplace-Carson, leur modélisation consiste à ramener le problème à traiter à un problème d'élasticité hétérogène avec déformations initiales.

Kouddane *et al.* [1994] ont proposé un modèle autocohérent élastoviscoplastique afin de formuler une approche simple et opérationnelle en petites déformations qui s'attache à prendre en compte l'élasticité et l'interaction entre les grains et qui évite le problème des ambiguïtés liées au système de glissements.

### 1.3.3.2. Modèle autocohérent de Molinari *et al.*

Molinari *et al.* [1987] ont développé un modèle viscoplastique en grandes déformations viscoplastiques pour prédire l'évolution des textures de déformations. La déformation élastique est négligée. Les effets de forme, l'interaction entre les grains et l'anisotropie géométrique et d'écrouissage sont pris en considération dans cette approche.

L'élément principal de ce modèle est l'équation d'interaction qui décrit les différences entre les vitesses de déformation et l'état de contrainte du grain et du milieu homogène équivalent (MHE) composé de la totalité des grains de l'échantillon :

$$s^g - S = (\Gamma^{sgg^{-1}} + A^s) (d^g - D) \quad (1.28)$$

où  $s^g$  et  $d^g$  (respectivement S et D) étant le tenseur déviatorique de contrainte et le tenseur des vitesses de déformations, au niveau microscopique (respectivement macroscopique).  $A^s$  est le module tangent macroscopique et  $\Gamma^{sgg^{-1}}$  un tenseur d'interaction du quatrième ordre qui dépend de la forme des grains.

De nombreuses simulations à l'aide de ce modèle ont été réalisées (traction, compression, laminage et torsion des métaux c.f.c.), permettant une comparaison avec des textures expérimentales de déformation à froid. Un bon accord a été obtenu. La comparaison des résultats avec ceux du modèle de Taylor viscoplastique montre qu'ils présentent une amélioration (Ahzi *et al.* [1990], Wenk *et al.* [1989, 1991], entre autres).

Molinari & Tóth [1994] ont introduit un facteur  $\alpha_{sc}$  dans la version isotrope du modèle, déterminé par des résultats de calculs d'éléments finis fournis par Gilormini & Germain [1987]. La nouvelle loi d'interaction du modèle autocohérent viscoplastique, dans cette version avec ce facteur de calibrage, est alors donnée par :

$$s^g - S = \alpha_{sc} \left( \Gamma^{sgg^{-1}} + A^s \right) (d^g - D). \quad (1.29)$$

Le paramètre  $\alpha_{sc}$  est une quantité scalaire qui vaut environ 0,6 pour des grains initialement sphériques et pour de petites valeurs de la sensibilité à la vitesse de déformation. D'autres formulations sont possibles :  $\alpha_{sc} = 0$  pour le modèle statique et  $\alpha_{sc} = \infty$  pour le modèle de Taylor, par exemple.

Pour la version anisotropique du modèle, la correction avec le facteur  $\alpha_{sc}$  n'est a priori pas nécessaire.

# CHAPITRE II

## Modélisation de la déformation dans le procédé ECAE

*De nombreux résultats expérimentaux (Semiatin et al. [1995], Furukawa et al. [1996], Yamashita et al. [2001]) et simulations par éléments finis (Kim [2002], Kim et al. [2001b, 2001c], Li et al. [2004]) à propos de l'extrusion angulaire à section constante ont été présentés dans la littérature ces dix dernières années. Mais le manque de véritable théorie analytique concernant la déformation (il existe tout de même quelques approches proposées par Segal [1995, 1999], Kopacz et al. [2001] et Beyerlein et al. [2003], entre autres) nous a conduit à développer un modèle théorique basé sur l'étude de lignes d'écoulement. La validité de celui-ci s'appuie sur des calculs d'éléments finis fournis par Baik et al. [2003] pour le cas où  $\Phi=90^\circ$ .*

## 2.1. Modélisation par cisaillement simple

Lorsque l'on souhaite étudier le principe de déformation pour l'extrusion angulaire à section constante, la première idée qui vient à l'esprit est le cisaillement simple. En effet, un échantillon sortant du dispositif après chaque passe a une forme apparente cisillée comme le montrent les photos des figures 2.1-1(b) et 2.1-1(c), ainsi qu'une simulation par éléments finis (Fig. 2.1-1(a)).

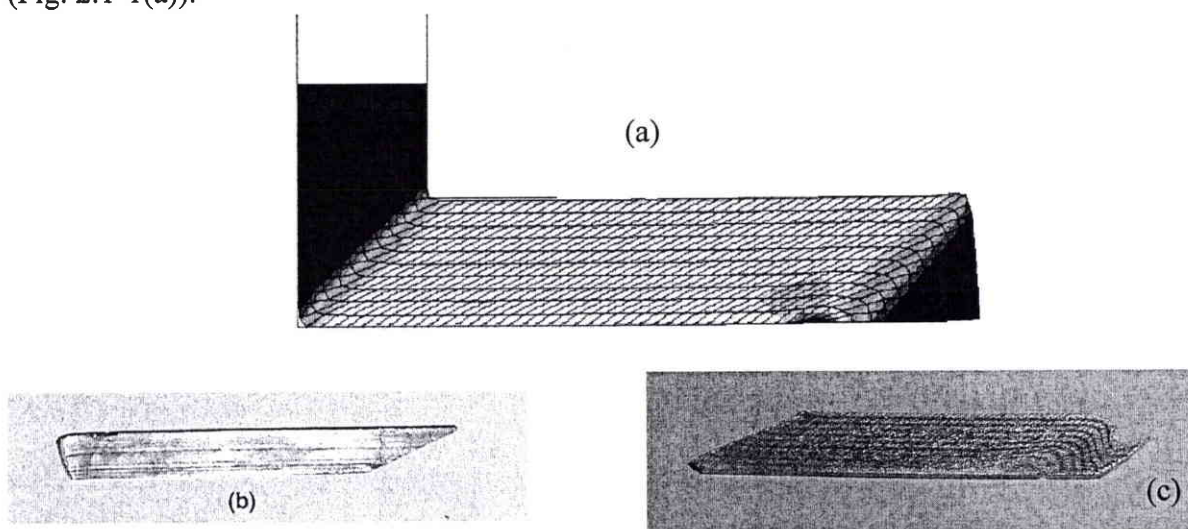


Fig. 2. 1-1 : (a) Simulation de la déformation par éléments finis (Germain [2002]). (b) Echantillon de cuivre extrudé après une passe. (c) Echantillon d'aluminium en régime permanent.

Cette même constatation a été faite par Shan *et al.* [1999] à partir d'un échantillon d'aluminium sur lequel ils ont tracé un épais quadrillage (Fig. 2.1-2(a)). Après un passage dans le dispositif expérimental, ils ont observé à l'œil nu, un cisaillement presque uniforme (Fig. 2.1-2(b)).

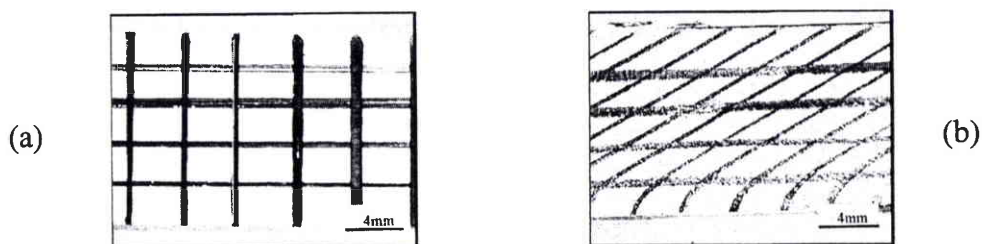


Fig. 2. 1-2 : Quadrillage sur la surface d'un échantillon : (a) avant déformation. (b) Après une passe dans un dispositif ECAE (Shan *et al.* [1999]).

Dans la suite de ce chapitre, on va caractériser plus précisément ce cisaillement pour approfondir et améliorer la modélisation de la déformation du procédé ECAE. De même, l'étude des textures du chapitre III nous confortera dans cette voie.

## 2.2. Le modèle de Segal ou de cisaillement discontinu

### 2.2.1. Présentation

Segal, inventeur du procédé ECAE, présente la première véritable approche analytique (Segal *et al.* [1981], Segal [1999]). Il propose un modèle, permettant de calculer des grandeurs macroscopiques telles que les contraintes ou les déformations, qui se fonde essentiellement sur l'étude de lignes d'écoulement. Par hypothèse, le matériau est considéré comme parfaitement plastique et son seuil de plasticité est du type von Mises. Lorsque les frottements sont nuls, les pièces extrudées subissent à l'intersection des deux canaux une déformation moyenne en cisaillement. Schématiquement (Fig. 2.2-1), un élément initialement de forme carrée, noté  $abcd$ , se déforme en un parallélogramme,  $a'b'c'd'$ , lors de son passage dans le dispositif ECAE.

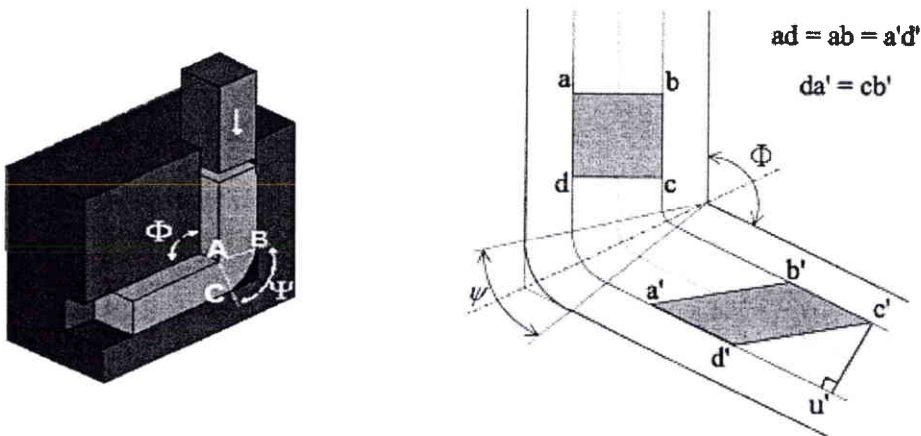


Fig. 2. 2-1 : Trajectoire suivie par l'échantillon dans le procédé ECAE.

L'angle  $\Psi$ , qui représente le rayon de courbure entre les points de contacts extérieurs des deux canaux (au niveau du coude), peut varier de  $0$  à  $\pi - \Phi$ . Pour une situation intermédiaire (valeur arbitraire de  $\Psi$ ), la déformation subie par le matériau est alors donnée par  $d'u'/c'u'$  d'où (Iwahashi *et al.* [1996]) :

$$\gamma = 2 \cot\left(\frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2}\right) + \Psi \operatorname{cosec}\left(\frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2}\right) \quad (2.1)$$

où les angles sont exprimés en radians et *cosec* représente la cosécante d'un angle soit  $1/\sin(\text{angle})$ .

La figure 2.2-2(a) correspond au cas extrême où  $\Psi=0$  (Segal *et al.* [1981]). L'équation (2.1) est ensuite simplifiée :

$$\gamma = 2 \cot\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad (2.2)$$

Lorsque l'arc de raccordement est maximal (voir Fig. 2.2-2(b)), c'est-à-dire pour  $\Psi=\pi-\Phi$ , alors l'équation (2.1) devient :

$$\gamma = \Phi \quad (2.3)$$

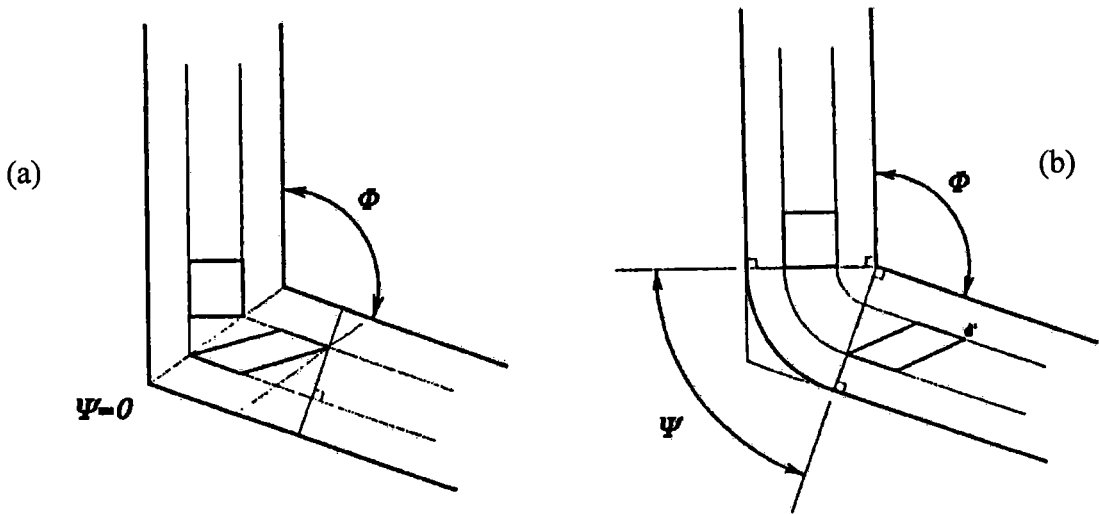


Fig. 2. 2-2 : Cas extrêmes pour  $\Psi$  concernant le raccordement des canaux (Iwahashi *et al.* [1996]) :  
 (a)  $\Psi=0$ . (b)  $\Psi=\pi-\Phi$ .

A partir de la formule (2.1), on peut obtenir la déformation équivalente en traction simple en utilisant la formule de conversion  $\bar{\varepsilon} = \frac{\gamma}{\sqrt{3}}$  :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\gamma}{\sqrt{3}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ 2 \cot\left(\frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2}\right) + \Psi \operatorname{cosec}\left(\frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2}\right) \right] \quad (2.4)$$

Pour N passages, la déformation équivalente accumulée est déduite de l'équation (2.4) (Iwahashi *et al.* [1996]) :

$$\bar{\varepsilon}_N = \frac{N}{\sqrt{3}} \left[ 2 \cot\left(\frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2}\right) + \Psi \operatorname{cosec}\left(\frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2}\right) \right] \quad (2.5)$$

Goforth *et al.* [2000] présentent un cas particulier de la relation (2.5) basé sur des calculs de Cui [1996] :

$$\bar{\varepsilon}_N = \frac{N}{\sqrt{3}} \left[ 2 \cot \left( \frac{\Phi}{2} + \frac{\Psi}{2} \right) + \Psi \right] \quad (2.6)$$

Les formules précédentes prévoient la déformation équivalente d'un matériau extrudé. En réalité, les formules ne sont valables que dans la zone de déformation homogène. Cette zone est maximale lorsqu'une contre-pression est appliquée en sortie et que les frottements sont faibles (Kim [2001a], Srinivasan [2001]). Plus les conditions s'éloignent de cette situation idéale, plus la valeur de la déformation équivalente réelle diminue. Les essais de Bowen *et al.* [2000] avec des frottements très faibles et sans contre-pression montrent un taux de déformation en cisaillement inférieur de 20% à celui prédit par la formule (2.2).

Une étude a été menée par Aida *et al.* [2001] pour comparer les deux équations précédentes (2.5) et (2.6). La figure 2.2-3 prouve leur quasi-équivalence ; en effet, pour les extremums de  $\Psi$  (avec  $\Phi$  fixé) la valeur de  $\bar{\varepsilon}_{N=1}$  est la même, quant aux valeurs intermédiaires prises par  $\Psi$ , la variation de déformation n'excède pas 5%.

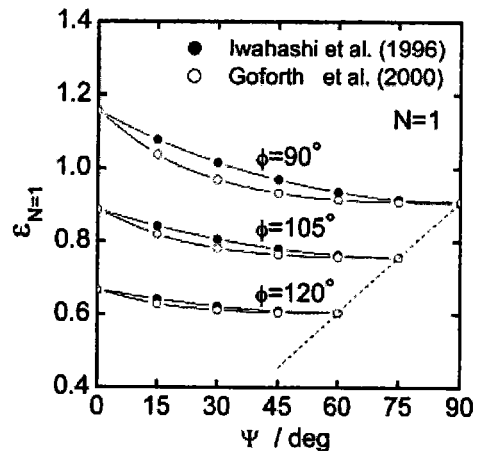


Fig. 2. 2-3 : Variation de la déformation en fonction de l'angle  $\Psi$  pour différents  $\Phi$ .

Quand  $\Psi=0$ , la déformation équivalente devient donc (d'après l'équation (2.4) et Segal [1995]) :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \cot \left( \frac{\Phi}{2} \right) \quad (2.7)$$

Dans la configuration de la figure 2.2-4(a), pour  $\Phi = 90^\circ$ , l'équation (2.7) donne :  $\bar{\varepsilon} = 2/\sqrt{3} = 1,1547$ . Cette formule suppose qu'un élément de matière se déforme par cisaillement simple sur le plan de symétrie à  $45^\circ$  comme indiqué en figure 2.2-4(c). Ceci n'est pas évident car on peut obtenir avec deux chemins de déformation différents (par des méthodes distinctes de cisaillement) la même forme géométrique pour un élément de matière

initialement carrée. La figure 2.2-4(b) présente un cisaillement simple sur le plan  $y$  avec  $\gamma = 2$  tandis que pour la figure 2.2-4(c) un cisaillement est appliqué sur le plan à  $45^\circ$  identifié par l'axe  $y'$ . Dans la suite de ce chapitre, il sera montré avec l'aide du modèle de lignes d'écoulement que l'approche de Segal est correcte, c'est-à-dire, qu'un cisaillement simple a bien lieu au plan d'intersection de deux canaux.

Quand la matrice du dispositif ECAE n'est pas arrondie, un autre point intéressant de l'essai est qu'en principe le cisaillement est localisé seulement au plan à  $45^\circ$ . C'est une différence radicale avec d'autres essais de cisaillement simple (comme par exemple, la torsion) où le cisaillement est produit simultanément sur la totalité de l'échantillon. En raison de la zone locale de l'écoulement plastique dans l'essai en ECAE, le modèle de Segal s'appellera dans la suite de ce travail : approche « de cisaillement discontinu ».

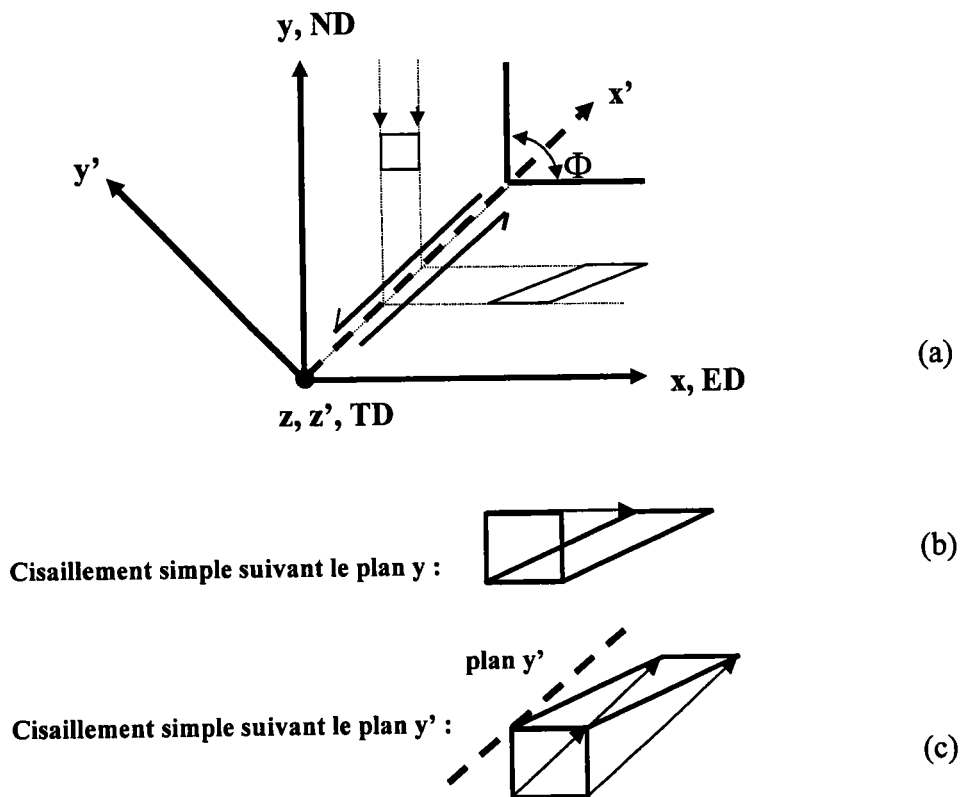


Fig. 2. 2-4 : (a) Dispositif d'extrusion ECAE avec repères de référence. (b) Déformation d'un élément par cisaillement suivant l'axe  $y$  (pour  $\gamma=2$ ). (c) Déformation du même élément en cisaillement suivant  $y'$  ( $\gamma=2$ ).



### 2.2.2. Approche du cisaillement discontinu

Le gradient de vitesse du cisaillement simple dans le plan de discontinuité (système  $x'y'z'$  de la figure 2.2-4(a)) est le suivant :

$$L' = \begin{pmatrix} 0 & -\dot{\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

avec  $\dot{\gamma}$  positif. Quand  $L'$  est exprimé dans le système de référence  $x y z$ , on obtient :

$$L = \frac{\dot{\gamma}}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Ce gradient de vitesse décrit de la tension dans le sens d'écoulement (selon l'axe  $x$ ), de la compression dans la direction  $y$  et une rotation rigide (voir Fig. 2.2-5).

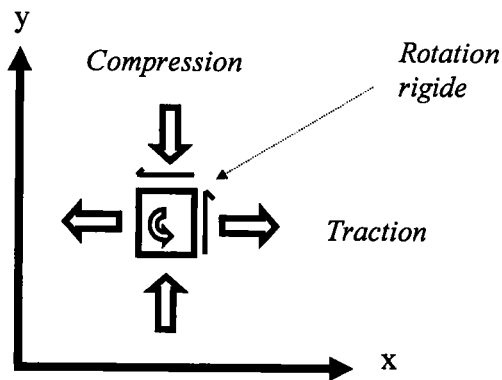


Fig. 2. 2-5 : Procédé de déformation dans le dispositif ECAE.

Le but du calcul de  $L$  sous cette forme est de pouvoir l'incorporer facilement dans deux codes de plasticité polycristalline afin d'obtenir des textures qui pourront être comparées à celles des essais expérimentaux (chapitres III et IV).

Quant au tenseur des vitesses de déformation, il a pour expression :

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\gamma}}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

On constate que la déformation en cisaillement suivant  $x/y$  est nulle dans le cas de cette approche.

### 2.3. Modèle de lignes d'écoulement pour $\Phi=90^\circ$

La première modélisation que nous allons décrire s'applique à un dispositif d'extrusion angulaire à section constante dont les canaux forment un angle droit à leur intersection, c'est-à-dire que  $\Phi=90^\circ$  (Fig. 2.3-1). Son but est de pouvoir faciliter les modélisations (de texture, par exemple).

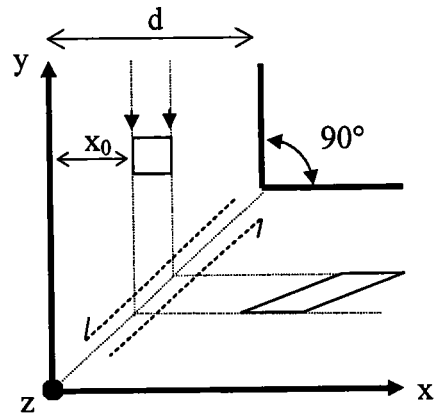


Fig. 2. 3-1 : Schéma de l'ECAE.

#### 2.3.1. Approche analytique

Afin d'éviter la discontinuité du procédé de déformation présenté dans l'approche du paragraphe précédent et d'améliorer l'approximation de l'écoulement de la matière dans le dispositif ECAE, nous proposons la fonction analytique suivante. Basée sur des lignes de courant, elle décrit la trajectoire suivie par un élément de matière traversant la matrice :

$$\phi = (d-x)^n + (d-y)^n = (d-x_0)^n \quad (2.11)$$

où  $d$  est la largeur des canaux,  $x$  et  $y$  sont les coordonnées de l'élément dans le système de référence de la figure 2.3-1 et  $x_0$  définit la position d'entrée (et de sortie) de la ligne d'écoulement.

Quant à  $n$ , c'est le seul paramètre qui décrit la forme possible prise par la trajectoire (Fig. 2.3-2). Pour  $n=2$ , la fonction prend une forme circulaire. Pour  $n=\infty$ , les lignes d'écoulement sont simplement deux droites formant un angle droit et reliées entre elles au niveau du plan de symétrie à  $45^\circ$ , comme pour le modèle de cisaillement discontinu. En pratique, les valeurs de  $n$  se situent entre 4 et 12.

La fonction (2.11) est valable uniquement dans le coude du dispositif qu'on définira entre les droites  $y=d$  et  $x=d$ . Dans ces positions, les lignes d'écoulement sont parfaitement parallèles à la direction de compression et au sens d'écoulement sortant.

Cette approche sera nommée modèle de « lignes d'écoulement » ou de « lignes de courant » pour la suite.

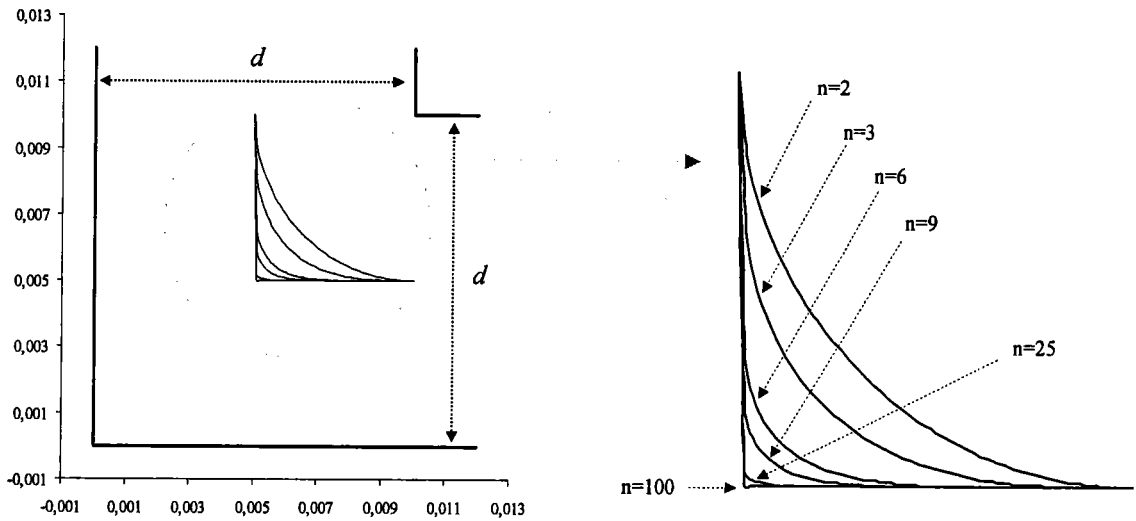


Fig. 2. 3-2 : Représentation d'une ligne de courant à partir de l'équation (2.11) pour différentes valeurs de  $n$  avec  $d=0,01\text{m}$  et  $x_0=0,005\text{m}$ .

Un champ de vitesse admissible correspondant à la fonction d'écoulement  $\phi$  peut-être défini par :

$$v_x = \lambda \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v_y = -\lambda \frac{\partial \phi}{\partial x} . \quad (2. 12a,b)$$

Le paramètre  $\lambda$  est déterminé par la vitesse d'entrée de l'échantillon dans le dispositif d'ECAE. Cette dernière, non nulle ( $v_0 > 0$ ), est supposée être identique en début et en fin d'écoulement, c'est-à-dire pour les plans définis par  $y=d$  et  $x=d$ ; d'où, après calculs,

$$\lambda = \frac{-v_0}{[n(d-x_0)]^{n-1}} .$$

De cette manière, le champ de vitesse a donc pour expression :

$$v_x = v_0 \left( \frac{d-y}{d-x_0} \right)^{n-1} , \quad (2. 13a)$$

$$v_y = -v_0 \left( \frac{d-x}{d-x_0} \right)^{n-1} . \quad (2. 13b)$$

Le gradient de vitesse peut être obtenu par simple dérivation partielle des équations (2.13), après avoir entièrement exprimé  $v_x$  et  $v_y$  en fonction des coordonnées de  $x$  et  $y$  (en employant (2.11) dans (2.13)). Il en résulte :

$$\begin{aligned}
 L_{xx} &= \frac{\partial v_x}{\partial x} = -v_0 (1-n)(d-x)^{n-1} (d-y)^{n-1} (d-x_0)^{1-2n}, \\
 L_{yy} &= -L_{xx}, \\
 L_{xy} &= \frac{\partial v_x}{\partial y} = v_0 (1-n)(d-x)^n (d-y)^{n-2} (d-x_0)^{1-2n}, \\
 L_{yx} &= \frac{\partial v_y}{\partial x} = -v_0 (1-n)(d-y)^n (d-x)^{n-2} (d-x_0)^{1-2n}.
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Le gradient de vitesse ainsi calculé décrit une compression le long de l'axe  $y$ , une traction dans la direction  $x$  et du cisaillement sur les plans  $x$  et  $y$ . Il donne également une rotation rigide atteignant un maximum au niveau du plan de symétrie de l'écoulement (à  $45^\circ$ ). On peut également remarquer que l'incompressibilité qui doit caractériser ce tenseur, établie grâce à la théorie de la plasticité, est vérifiée :  $L_{xx} + L_{yy} + L_{zz} = 0$ .

Comparée au modèle de cisaillement simple, cette approche donne un gradient de vitesse de forme similaire à celui de l'équation (2.9) (et de la figure. 2.2-5) au niveau du plan de symétrie (c'est-à-dire seulement pour  $x=y$ ). Pourtant, elle en diffère par sa dépendance à la position le long de la ligne d'écoulement et par le fait que  $L_{xy} \neq L_{yx}$ .

Le tenseur des vitesses de déformation est, quant à lui, défini par :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2}(L_{ij} + L_{ji}). \tag{2.15}$$

On obtient ainsi :

$$\begin{aligned}
 \dot{\epsilon}_{xx} &= -v_0 (1-n)(d-x)^{n-1} (d-y)^{n-1} (d-x_0)^{1-2n}, \\
 \dot{\epsilon}_{yy} &= v_0 (1-n)(d-x)^{n-1} (d-y)^{n-1} (d-x_0)^{1-2n}, \\
 \dot{\epsilon}_{xy} &= \frac{1}{2} v_0 (1-n)(d-x_0)^{1-2n} \left[ (d-x)^n (d-y)^{n-2} - (d-y)^n (d-x)^{n-2} \right].
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

On observe que la déformation en cisaillement suivant  $x/y$  n'est pas nulle dans le champ d'écoulement proposé, contrairement au modèle classique (équation (2.10)).

Une donnée importante pour l'essai d'extrusion angulaire à section constante est la déformation plastique totale subie par l'échantillon lors d'un passage dans le dispositif. Dans le but de connaître celle-ci, la vitesse de déformation équivalente totale, au sens de von Mises, est calculée comme suit :

$$\bar{\dot{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_y \dot{\varepsilon}_y} \quad (2.17)$$

Ce qui donne, après calculs à partir des équations (2.16) :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{3}} v_0 (n-1) (d-x_0)^{1-2n} (d-x)^{n-2} (d-y)^{n-2} \left[ (d-x)^2 + (d-y)^2 \right] \quad (2.18)$$

En intégrant l'équation précédente le long de la ligne de courant, on aboutit à la déformation totale accumulée pour un passage :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\pi(n-1)}{n^2 \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)} \quad (2.19)$$

Cette formule est intéressante car elle est indépendante des paramètres  $d$  et  $x_0$  ; ce qui signifie que la déformation est la même dans toute la section de la matrice tant que la variable  $n$  reste constante.

### 2.3.2. Comparaison avec les résultats d'Iwahashi *et al.*

Il est intéressant de comparer l'équation (2.19) à celle d'Iwahashi *et al.* [1996] dans le cas où les canaux forment un angle droit (c'est-à-dire pour  $\Psi=90^\circ$ ). Le tableau 2.1 montre que les relations coïncident parfaitement pour les valeurs extrêmes du rayon de raccordement  $\Psi$ .

Modèle	Relation	$\bar{\varepsilon}_{\min}$	$\bar{\varepsilon}_{\max}$
<i>Iwahashi et al.</i>	$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ 2 \cot\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Psi}{2}\right) + \Psi \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Psi}{2}\right) \right]$	$\Psi=90^\circ$	$\Psi=0^\circ$
		$\bar{\varepsilon} = \frac{\Psi}{\sqrt{3}} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}}$	$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}}$
<i>Lignes d'écoulement</i>	$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\pi(n-1)}{n^2 \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)}$	$n=2$	$n=\infty$
		$\bar{\varepsilon} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}}$	$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}}$

Tableau 2.1 : Comparaison pour les valeurs extrêmes de la déformation équivalente entre le modèle d'Iwahashi *et al.* et le modèle de lignes d'écoulement.

Pour une passe, l'équation (2.4) avec  $\Psi=0^\circ$  donne comme déformation équivalente :  $\bar{\varepsilon} = 2/\sqrt{3} \approx 1,1547$ . Lorsque nous faisons tendre  $n$  vers l'infini, l'équation (2.19) du modèle de lignes d'écoulement rejoint la valeur trouvée par Iwahashi *et al.* (rappelons que pour le cas du cisaillement simple, cette déformation vaut 2,0). Pour des valeurs inférieures de  $n$ ,  $\bar{\varepsilon}$  décroît. La plus petite valeur physique pouvant être prise par  $n$  est 2 ; cette configuration correspond à  $\Psi=90^\circ$  pour les calculs dans l'équation (2.4) d'Iwahashi *et al.* Dans ces deux cas,  $\bar{\varepsilon} = \pi/2\sqrt{3} \approx 0,9069$ .

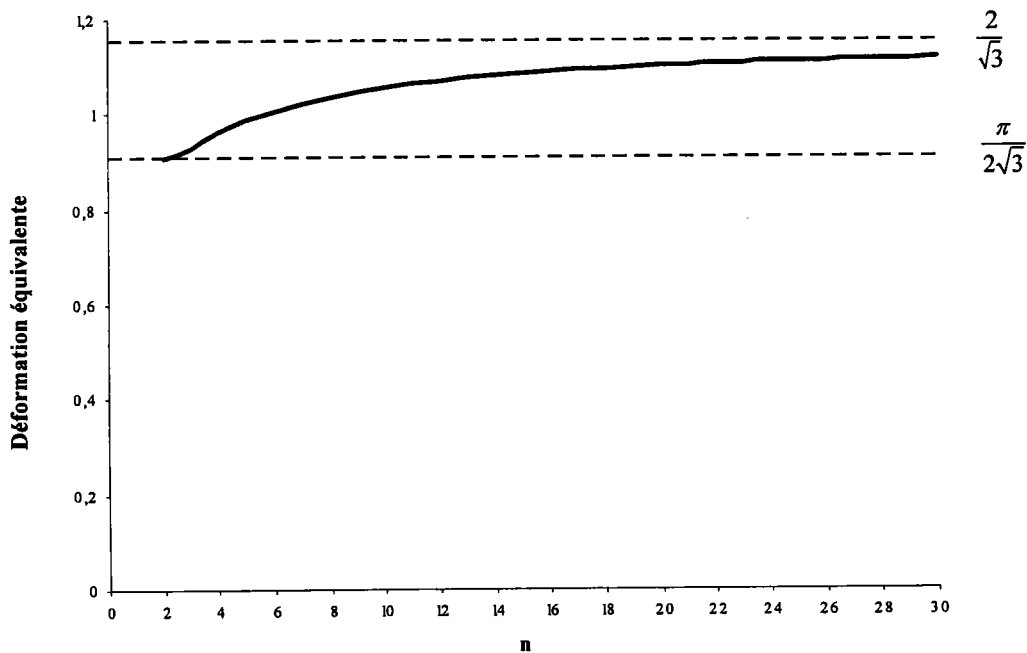


Fig. 2. 3-3 : Déformation équivalente accumulée pour une passe en fonction du paramètre  $n$

Comme le montre la figure 2.3-3, la déformation équivalente pour un passage dans le dispositif ECAE varie entre les valeurs présentées dans le tableau 2.1. L'amplitude maximale de variation entre ces deux limites représente à peu près 20% de la déformation maximum. Puisque les valeurs possibles et envisageables pour  $n$  sont éloignées de l'infini et différentes de 2, cela suppose que le gradient de déformation est, de manière significative, inférieur à 20% pour un essai en ECAE (il peut être estimé aux environs de 10%). Cette prévision nécessite une vérification expérimentale.

Il est donc utile d'exprimer le gradient de vitesse (Eq. (2.14)) du modèle de lignes d'écoulement au niveau du plan d'intersection  $y'$  de la figure 2.2-4 en imposant la transformation suivante :

$$L^* = T^{-1} L T \quad (2. 20)$$

où  $T$  est la matrice de changement de repère correspondant à une rotation de  $45^\circ$  autour de l'axe  $z$ . En utilisant la condition  $x=y$  (qui définit l'intersection entre la ligne d'écoulement et le plan  $y'$ ) dans les composantes de  $L^*$ , on obtient exactement du cisaillement simple sur le plan de symétrie de la matrice à  $45^\circ$ :

$$L^* = \begin{pmatrix} 0 & -\dot{\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

avec comme taux de cisaillement :

$$\dot{\gamma} = \frac{v_0 (n-1)}{2^{\left(\frac{1-2}{n}\right)} (d-x_0)}. \quad (2.22)$$

La première conclusion déduite de ce résultat est la nature du champ d'écoulement du modèle actuel de lignes d'écoulement qui est donc conforme au modèle de cisaillement simple de Segal. Le cas (c) de la figure 2.2-4 est ainsi le mode approprié de déformation dans la matrice pour l'extrusion angulaire à section constante pendant le passage d'un élément de matière au niveau du plan  $y'$ . Un autre résultat, obtenu à partir de l'équation (2.22), est l'existence d'une relation directe entre les paramètres de l'essai  $x_0$ ,  $v_0$ ,  $d$  et la valeur maximale du taux de cisaillement. La seule inconnue dans (2.22) est  $n$ , qui est une variable du modèle. Quand  $n$  tend vers l'infini, une valeur, elle aussi, infinie est obtenue à partir de la relation (2.22), ce qui est physiquement impossible. C'est un point critique, dans ce cas, pour l'approche par cisaillement discontinu.

### 2.3.3. Vérification par éléments finis

#### 2.3.3.1. Paramètres de Baik

S'appuyant sur des calculs par éléments finis, Baik (un chercheur coréen, en post-doctorat à Clausthal en Allemagne) nous a fourni des données concernant la déformation en ECAE afin de pouvoir les comparer à notre modèle analytique. Ces simulations numériques ont été réalisées pour un échantillon constitué de polycristaux à face cubique centrée (f.c.c.) lors d'un passage dans le dispositif. Bien qu'utilisant le modèle basé sur les densités de dislocations (Estrin *et al.* [1998], Tóth *et al.* [2002]), décrit au chapitre V, l'étude a été faite sans écrouissage. D'autres paramètres et résultats sont disponibles dans l'article de Baik *et al.* [2003].

Baik a utilisé le logiciel Abaqus en déformation plane avec comme vitesse initiale d'extrusion  $v_0=0,00004 \text{ ms}^{-1}$ . La largeur des canaux était de 6 mm. Trois séries de données correspondant aux différentes positions de la figure 2.3-4 vont être exploitées.

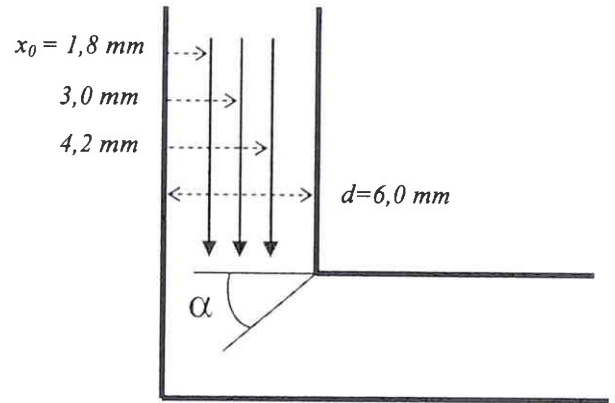


Fig. 2. 3-4 : Positions de lignes de courant étudiées par Baik.

### 2.3.3.2. Comparaison avec le modèle de lignes d'écoulement

Les résultats de Baik étant donnés en fonction de l'angle décrivant le coude ( $\alpha$  sur figure 2.3-4), il a donc fallu adapter le modèle à ce paramètre. Pour ce faire,  $x$  et  $y$ , les deux variables de l'approche par lignes d'écoulement, ont été exprimées en fonction de la position angulaire dans la matrice (qui est, bien entendu, comprise entre 0 et 90°) :

$$\tan \alpha = \frac{d - y}{d - x}. \quad (2.23)$$

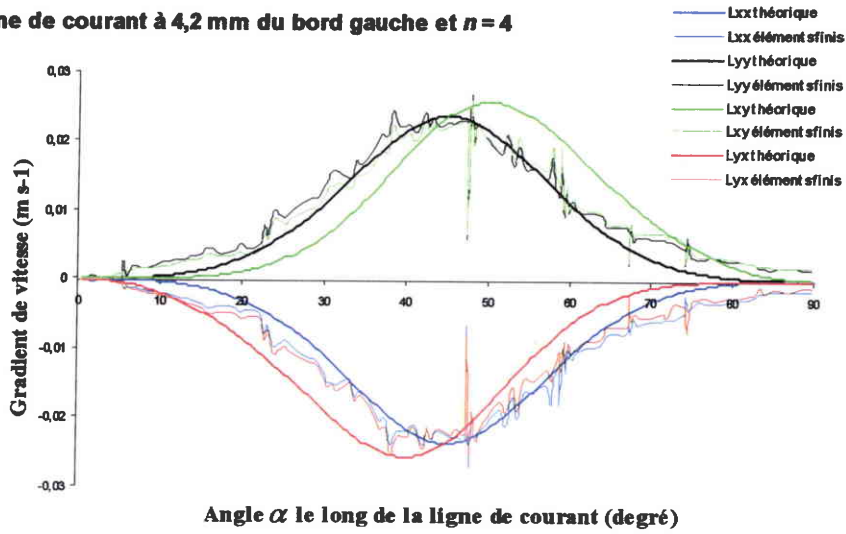
L'avantage de cette méthode est qu'il n'y a plus qu'une seule inconnue dans les équations au lieu de deux. En utilisant l'équation (2.23) dans (2.11), on obtient finalement :

$$(d - x) = \frac{(d - x_0)}{\left[ (\tan \alpha)^n + 1 \right]^{\frac{1}{n}}}, \quad (2.24a)$$

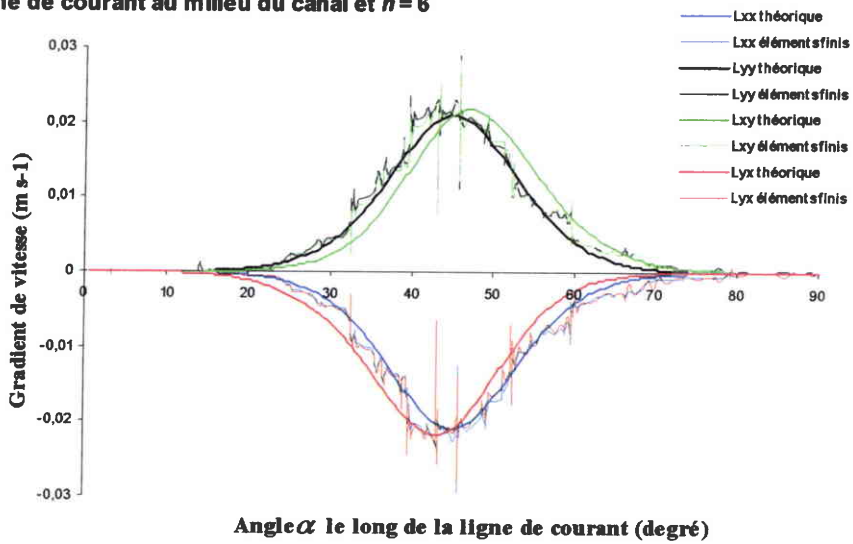
$$(d - y) = (d - x)(\tan \alpha) = \frac{(d - x_0)}{\left[ (\tan \alpha)^n + 1 \right]^{\frac{1}{n}}} (\tan \alpha). \quad (2.24b)$$



Ligne de courant à 4,2 mm du bord gauche et  $n = 4$



Ligne de courant au milieu du canal et  $n = 6$



Ligne de courant à 1,8 mm de bord gauche et  $n = 9$

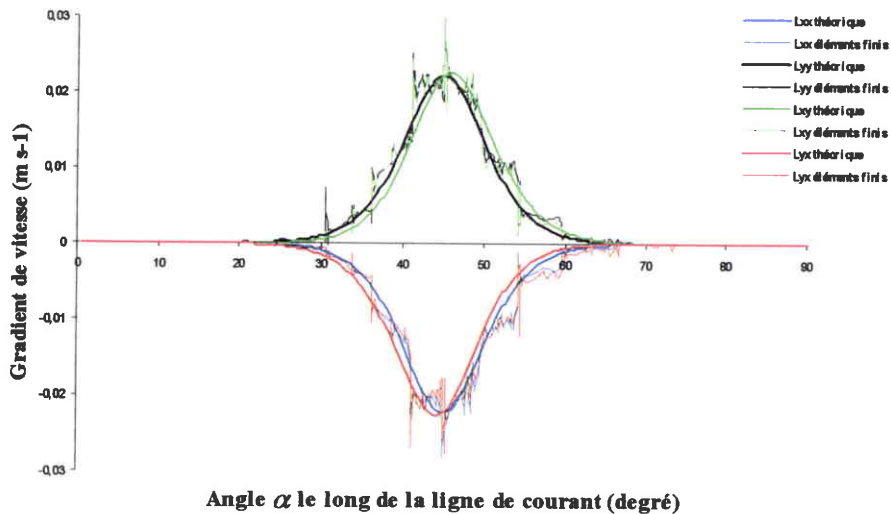


Fig. 2. 3-5 : Comparaison du gradient de vitesse, entre le modèle de lignes d'écoulement et les calculs par éléments finis, avec trois lignes décrites sur la figure 2.3-6 correspondant à  $n=4$ ,  $n=6$  et  $n=9$ .

Les valeurs données par les équations (2.24) sont successivement introduites dans (2.14) pour exprimer le nouveau gradient de vitesse en fonction de l'angle  $\alpha$  :

$$\begin{aligned} L_{xx} &= -v_0(1-n)(\tan \alpha)^{n-1}(d-x_0)^{-1}\left[(\tan \alpha)^n+1\right]^{-2+\frac{2}{n}}, \\ L_{yy} &= -L_{xx}, \\ L_{xy} &= v_0(1-n)(\tan \alpha)^{n-2}(d-x_0)^{-1}\left[(\tan \alpha)^n+1\right]^{-2+\frac{2}{n}}, \\ L_{yx} &= -v_0(1-n)(\tan \alpha)^n(d-x_0)^{-1}\left[(\tan \alpha)^n+1\right]^{-2+\frac{2}{n}}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Trois lignes de courant, extraites de la modélisation analytique, ont été ainsi ajustées en fonction des trois positions étudiées et proposées par Baik :

- $n=4$  correspond à  $x_0=4,2\text{mm}$ ,
- $n=6$  correspond à  $x_0=3\text{ mm}$ ,
- $n=9$  correspond à  $x_0=1,8\text{mm}$ .

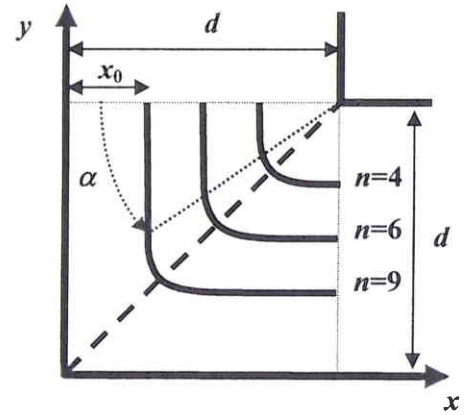


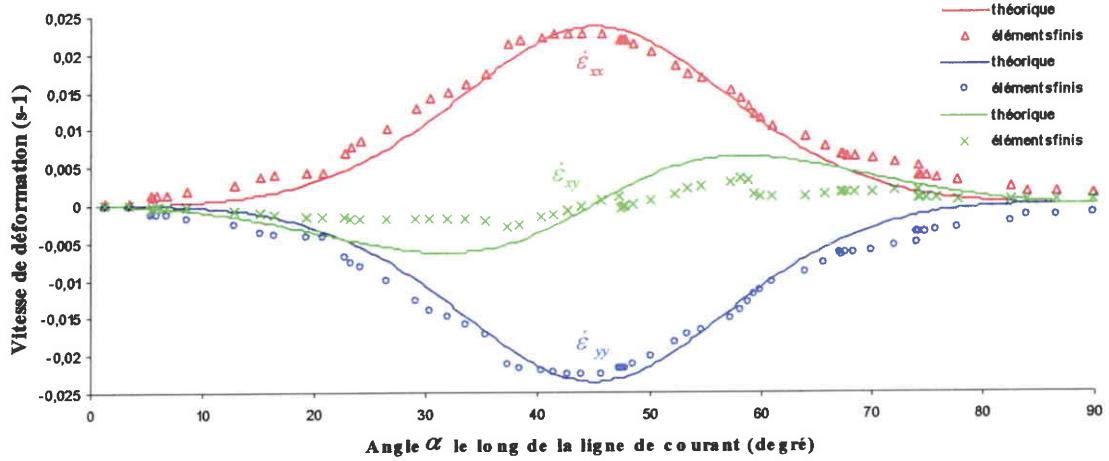
Fig. 2. 3-6 : Position des lignes de courant en fonction de  $n$  dans le coude du dispositif.

Comme le montrent les courbes de la figure 2.3-5, la comparaison entre les calculs par éléments finis et les équations (2.25) permet d'établir une assez bonne cohérence au niveau du gradient de vitesses, tout en identifiant en même temps les valeurs possibles pour la variable  $n$  du modèle théorique. Les courbes de  $L_{xy}$  et  $L_{yx}$  obtenues par Baik sont presque symétriques par rapport à la droite  $\alpha = 45^\circ$ , contrairement à l'étude théorique. Cette constatation provient probablement de la discrétisation des éléments et de la prise en compte du cisaillement simple uniquement, pour chaque pas de calculs dans les simulations numériques.

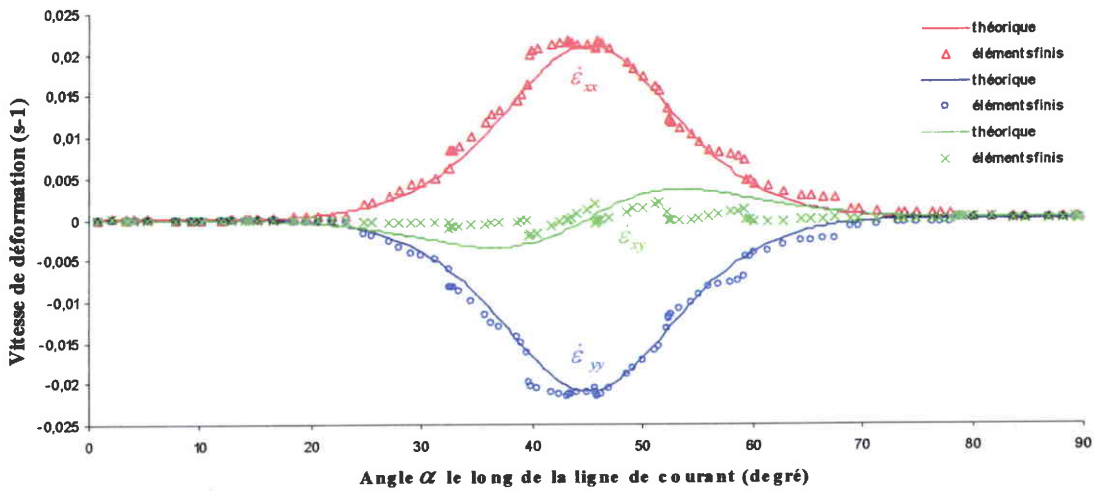
Un raisonnement et une démarche similaires ont été appliqués aux calculs du tenseur des vitesses de déformation en employant (2.24) dans les équations (2.16) :

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{xx} &= -v_0(1-n)(\tan \alpha)^{n-1}(d-x_0)^{-1}\left[(\tan \alpha)^n+1\right]^{-2+\frac{2}{n}}, \\ \dot{\epsilon}_{yy} &= -\dot{\epsilon}_{xx}, \\ \dot{\epsilon}_{xy} &= \frac{1}{2}v_0(1-n)(\tan \alpha)^n(d-x_0)^{-1}\left[(\tan \alpha)^{-2}-1\right]\left[(\tan \alpha)^n+1\right]^{-2+\frac{2}{n}}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Ligne de courant à 4,2 mm du bord gauche du canal et  $n = 4$



Ligne de courant au milieu du canal et  $n = 6$



Ligne de courant à 1,8 mm du bord gauche du canal et  $n = 9$

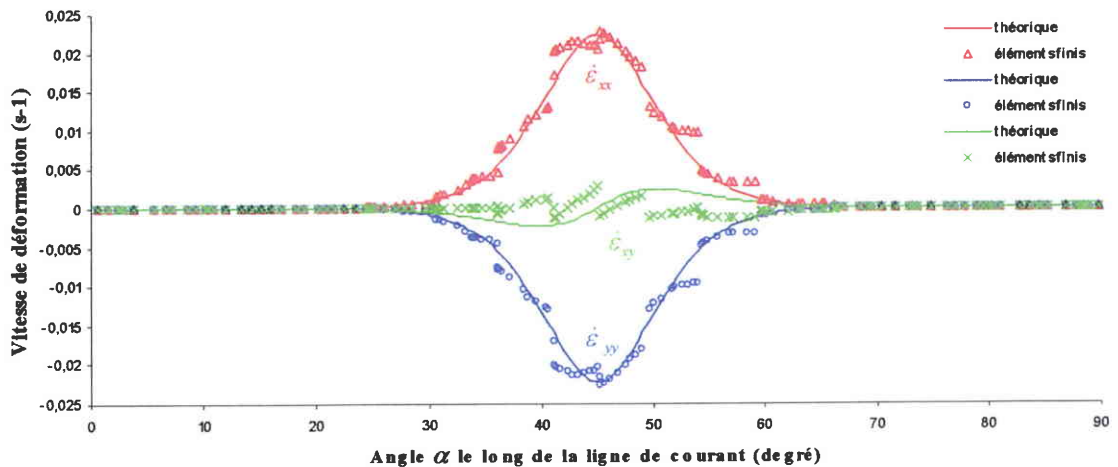


Fig. 2. 3-7 : Comparaison de la vitesse de déformation, entre le modèle de lignes d'écoulement et les calculs par éléments finis, avec trois lignes décrites sur la figure 2.3-6 correspondant à  $n=4$ ,  $n=6$  et  $n=9$ .

Les figures 2.3-7 présentent les trois composantes non nulles du taux de déformation en fonction de la position angulaire  $\alpha$ .

Un remarquable accord entre les courbes étudiées (celles des simulations numériques et celles des calculs théoriques) permet de vérifier que la modélisation analytique de l'extrusion angulaire à section constante introduite est bien adaptée au problème.

Bien que  $n$  ne soit pas le même pour la totalité de la surface d'écoulement, de bons résultats pour le procédé de déformation sont obtenus lorsque l'on suit une ligne de courant précisément. La variation de la valeur du paramètre  $n$  explique qu'il y a une gradation au niveau de la déformation, l'amplitude de celle-ci a déjà été présentée à la figure 2.3-3.

#### 2.3.4. Introduction du modèle dans les codes polycristallins

Deux codes numériques polycristallins (nommés Taylor et auto-cohérent) décrits au chapitre bibliographique permettent l'obtention de données pour la simulation de textures cristallographiques. L'organigramme de la figure 2.3-8 est un récapitulatif explicatif de l'introduction des modèles de lignes d'écoulement ou de cisaillement discontinu précédemment présentés dans ces deux codes.

Cette approche est dite « en continue » puisqu'elle permet d'effectuer plusieurs passages à la suite sans sortir du programme de simulation. Une première boucle (cadres en pointillé sur l'organigramme de la figure 2.3-8) sert à positionner tous les grains composant l'échantillon à l'entrée du canal d'extrusion et à choisir la route désirée (A, B ou C) pour l'étude. Ensuite une seconde grande boucle (encadrement en trait continu) propose le choix du modèle à utiliser. Pour chacun, des paramètres propres sont calculés permettant d'aboutir aux données liées au code polycristallin et nécessaires pour la caractérisation des textures. En fonction de l'approche choisie, l'incrémentation de cette boucle se fait soit par rapport au temps (pour le modèle de ligne de courant), soit par rapport à la déformation (pour l'approche du cisaillement discontinu). Une boucle générale (cadre grisé), englobant ces deux premières boucles, contrôle le nombre de passes désiré par l'utilisateur.

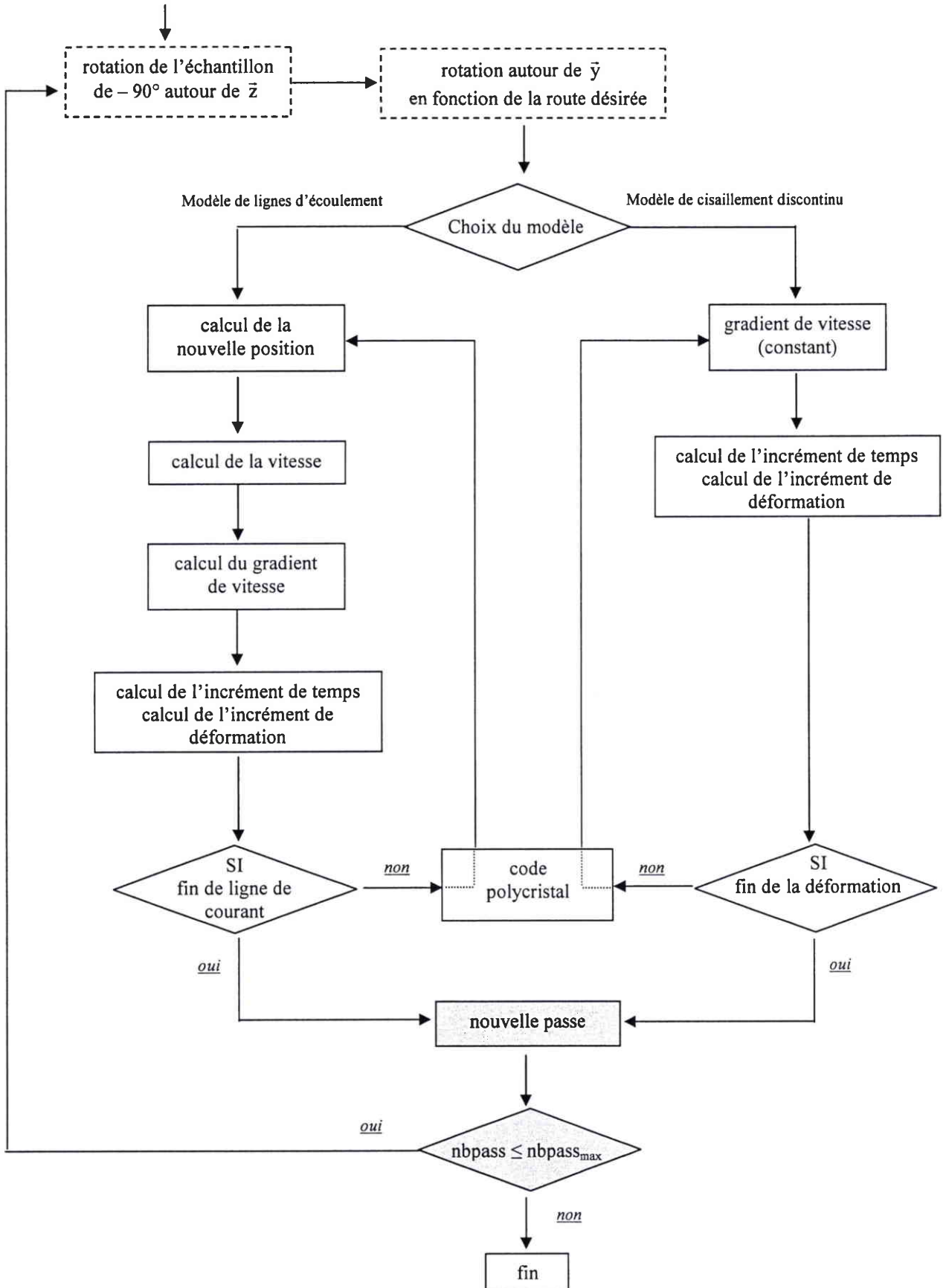


Fig. 2. 3-8 : Organigramme de l'introduction de la modélisation en ECAE dans les codes polycristallins.

## 2.4. Modèle de lignes d'écoulement pour $\Phi=120^\circ$

### 2.4.1. Etude analytique

Comme pour le paragraphe précédent (où  $\Phi=90^\circ$ ), la relation (2.4) d'Iwahashi *et al.*, qui est une approche discontinue, permet une estimation rapide de la déformation équivalente mais pose problème à l'utilisation pour les simulations numériques. Afin donc d'élargir les possibilités de modélisation en ECAE, une étude (en collaboration avec J.-P. Mathieu, étudiant en DEA) a été menée pour  $\Phi=120^\circ$  et  $\Psi=0^\circ$ . Une ligne de courant parcourant le chemin d'un élément dans un dispositif d'ECAE à  $120^\circ$  a pour expression :

$$\phi = x^n + \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^n + (-x + \sqrt{3}y)^n \right] = x_0^n. \quad (2.27)$$

où  $x_0$  définit la position d'entrée de la ligne d'écoulement.

Il est intéressant de remarquer sur la figure 2.4-1 que l'équation (2.27) décrit un hexagone régulier pour des valeurs paires de  $n$ , alors que l'allure de la courbe n'est plus la même lorsque  $n$  est impair. Cette particularité ne gêne en rien notre modélisation car une seule partie de la ligne d'écoulement nous intéresse. En effet, un sixième de l'hexagone régulier est pris en considération pour identifier la trajectoire suivie par l'échantillon lors d'une passe et il reste identique quelque soit  $n$ .

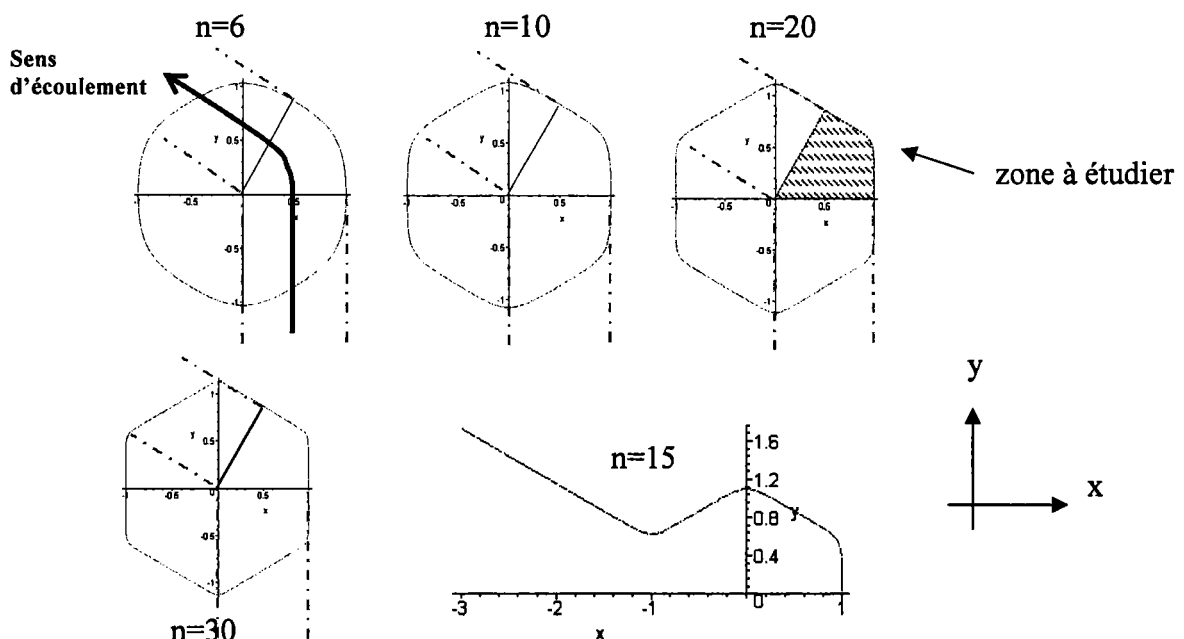


Fig. 2. 4-1 : Représentation d'une ligne de courant pour différentes valeurs de  $n$  (Mathieu [2003]).

La figure 2.4-1 présente des lignes d'écoulement pour  $x_0=1$ . Elle est étudiée avec plusieurs valeurs de  $n$ . L'influence du paramètre  $n$  est notable au niveau de la courbure de la ligne qui est de moins en moins arrondie lorsque  $n$  grandit.

Un raisonnement analogue à celui de l'étude pour  $\Phi=90^\circ$  est appliqué aux calculs suivants. La dérivation de l'équation (2.27) par rapport aux variables  $x$  et  $y$  donne :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = n \left[ x^{(n-1)} + \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} - (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right] \right], \quad (2.28a)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = n\sqrt{3} \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right]. \quad (2.28b)$$

Le point de départ de l'étude a pour coordonnées  $(x_0, 0)$ . Sa vitesse initiale  $v_0$ , positive, est dirigée uniquement selon l'axe  $y$ . Ces conditions, ainsi que les relations (2.28), permettent de calculer le paramètre  $\lambda$  :

$$\lambda = -\frac{v_0}{x_0^{(n-1)} n \left[ 1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n \right]} \quad (2.29)$$

Il est donc possible d'associer un champ de vitesse à l'équation (2.27). On l'obtient en utilisant (2.28) et (2.29) :

$$v_x = \lambda \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{v_0 \sqrt{3} \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right]}{x_0^{(n-1)} \left[ 1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n \right]}, \quad (2.30a)$$

$$v_y = -\lambda \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{v_0 \left( x^{(n-1)} + \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} - (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right] \right)}{x_0^{(n-1)} \left[ 1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n \right]}. \quad (2.30b)$$

La figure 2.4-2 présente un tracé du champ de vitesse ci-dessus pour  $n=8$ . La norme des vecteurs représente la vitesse aux points considérés. La surface grisée correspond à la zone d'étude de cette modélisation.

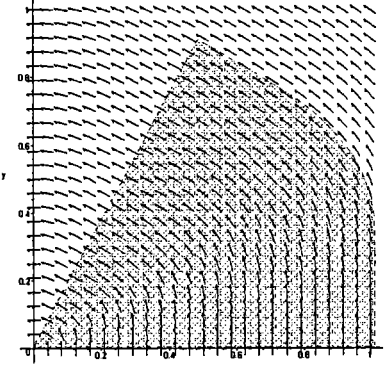


Fig. 2. 4-2 : Champ de vitesse.

Le tenseur du gradient de vitesse a pour expression :

$$L_{ij} = \frac{\partial V_i}{\partial X_j}. \quad (2.31)$$

Il en résulte donc :

$$L_{xx} = \frac{3v_0 \left(\frac{1}{2}\right)^n (n-1)}{\left[1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n\right]} \left\{ \frac{(x + \sqrt{3}y)^{(n-2)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-2)}}{x_0^{(n-1)}} + \frac{\left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right] \left[ x^{(n-1)} + \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} - (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right] \right]}{x_0^{(2n-1)}} \right\},$$

$$L_{yy} = \frac{3v_0 \left(\frac{1}{2}\right)^n (n-1)}{\left[1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n\right]} \left\{ \frac{(x + \sqrt{3}y)^{(n-2)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-2)}}{x_0^{(n-1)}} + \frac{\left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right]^2}{x_0^{(2n-1)}} \right\}, \quad (2.32)$$

$$L_{yx} = \frac{v_0 (n-1)}{\left[1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n\right]} \left\{ \frac{x^{(n-2)} + \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-2)} + (-x + \sqrt{3}y)^{(n-2)} \right]}{x_0^{(n-1)}} - \frac{\left[ x^{(n-1)} + \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[ (x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} - (-x + \sqrt{3}y)^{(n-1)} \right] \right]^2}{x_0^{(2n-1)}} \right\}$$

$$L_{yy} = -L_{xx},$$

$$L_{yx} = L_{xz} = L_{zy} = L_{zx} = 0.$$

L'incompressibilité, caractéristique de ce tenseur, est parfaitement vérifiée. Contrairement à la modélisation pour  $\Phi=90^\circ$ , il est intéressant de remarquer pour ce tenseur que les composantes sont complètement différentes les unes des autres. Précédemment, on pouvait facilement substituer les variables  $x$  et  $y$  dans les expressions. Ceci était logique puisque la fonction de départ possédait, elle aussi, cette possibilité, à la différence de l'équation (2.27).



Pour faciliter les calculs suivants et alléger les expressions, il est plus aisé de regrouper certains termes :

$$\begin{aligned}
 A &= x + \sqrt{3}y \\
 B &= -x + \sqrt{3}y \\
 C &= x \\
 E &= 1 + 2^{-n} + \left(-\frac{1}{2}\right)^n \\
 F &= \left(\frac{1}{2}\right)^n \\
 G &= C^n + F(A^n + B^n) \\
 H &= E.G^{((n-1)/n)}
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Le tenseur des vitesses de déformation qui correspond à la partie symétrique du gradient de vitesse vaut :

$$\begin{aligned}
 \dot{\varepsilon}_{xy} &= \frac{v_0(n-1)}{2H} \left\{ 3F \left[ -A^{(n-2)} - B^{(n-2)} + \frac{F(A^{(n-1)} + B^{(n-1)})^2}{G} \right] + C^{(n-2)} + F(A^{(n-2)} + B^{(n-2)}) - \frac{[C^{(n-1)} + F(A^{(n-1)} + B^{(n-1)})]^2}{G} \right\}, \\
 \dot{\varepsilon}_{xx} &= L_{xx}, \\
 \dot{\varepsilon}_{yx} &= \dot{\varepsilon}_{xy}, \\
 \dot{\varepsilon}_{yy} &= L_{yy}, \\
 \dot{\varepsilon}_{yz} &= \dot{\varepsilon}_{zx} = \dot{\varepsilon}_{zy} = \dot{\varepsilon}_{zz} = 0.
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

La vitesse de déformation équivalente est obtenue à partir de la relation (2.17) :

$$\begin{aligned}
 \dot{\varepsilon} &= \frac{v_0 2\sqrt{2}(n-1)F}{H} \left\{ \left[ -A^{(n-2)} + B^{(n-2)} + \frac{[C^{(n-1)} + F(A^{(n-1)} - B^{(n-1)})](A^{(n-1)} + B^{(n-1)})}{G} \right]^n \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\sqrt{3}}{2} \left[ -A^{(n-2)} - B^{(n-2)} + \frac{F(A^{(n-1)} + B^{(n-1)})^2}{G} \right] + \frac{\sqrt{3}}{6F} \left( C^{(n-2)} + F(A^{(n-2)} + B^{(n-2)}) - \frac{[C^{(n-1)} + F(A^{(n-1)} - B^{(n-1)})]^2}{G} \right)^2 \right\}^{1/2}.
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

2.4.2. Calcul de la déformation équivalente par simulation numérique

L'objectif final est d'aboutir à la déformation équivalente. Dans l'étude pour  $\Phi=90^\circ$ , une formulation analytique a été obtenue à l'aide d'un logiciel de calculs car il était possible d'exprimer  $y$  en tant que fonction explicite de  $x$  dans la relation de départ. Inversement, dans ce cas-ci, l'équation initiale (2.27) incluant des sommes de  $x$  et  $y$  élevées à une puissance infinie n'a pas permis le même type d'expression explicite. Pour ce faire, seule une intégration numérique à l'aide d'une programmation sous Maple (Fig. 2.4-3) a été effectuée afin d'obtenir la déformation équivalente pour différentes valeurs de  $n$ .

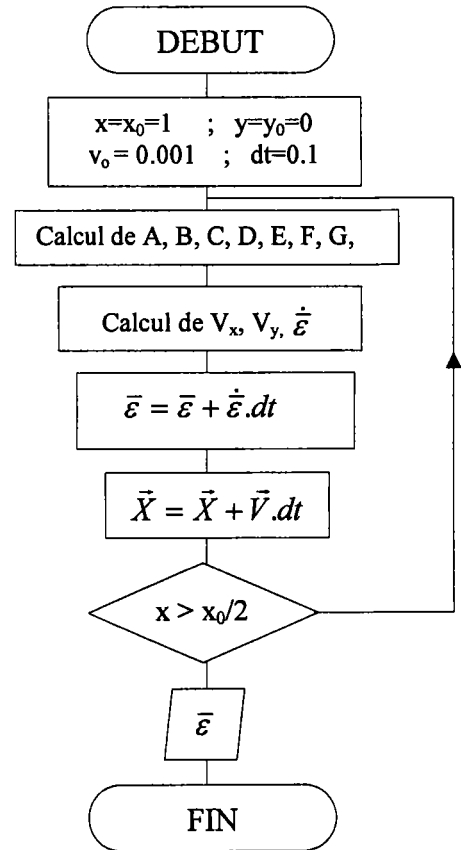


Fig. 2. 4-3 : Organigramme de calcul de la déformation équivalente.

« Géométrie » :  
 $x= 0.5$  et  $y=0.86602$

A la fin de l'intégration :  
 $x= 0.49999$  et  $y=0.86610$

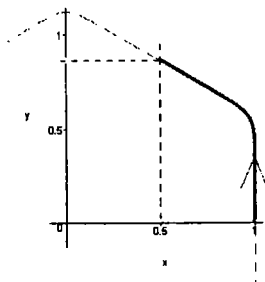


Fig. 2. 4-4 : Parcours d'une ligne de courant.

La figure 2.4-4 représente le trajet d'un élément de matière sur une ligne d'écoulement située à 1m du bord, pour une vitesse d'extrusion de 1 mm/s avec un incrément de temps de 0,1s. La valeur  $x_0/2$  représente une bonne limite pour l'intégration, ce qui se justifie par une simple figure géométrique (Fig. 2.4-4).

Il n'a pas été fait usage d'un retour radial au niveau de la déviation par rapport à la ligne de courant théorique en utilisant la vitesse. En effet, plutôt qu'un recalage en position compensant l'approximation due à l'utilisation de la vitesse pour obtenir la position après un incrément de temps, le pas d'intégration a été choisi petit. Les positions à la fin du parcours suivi par l'échantillon indiquées sur la figure 2.4-4 le prouvent.

### 2.4.3. Comparaison avec le modèle d'Iwahashi *et al.*

La figure 2.4-5 et le tableau 2.2 présentent une comparaison des simulations numériques à l'évaluation théorique de la déformation équivalente obtenue grâce à la formule (2.4). Comme pour le modèle de ligne d'écoulement où  $\Phi=90^\circ$ , la cohérence entre les deux approches est bien vérifiée.

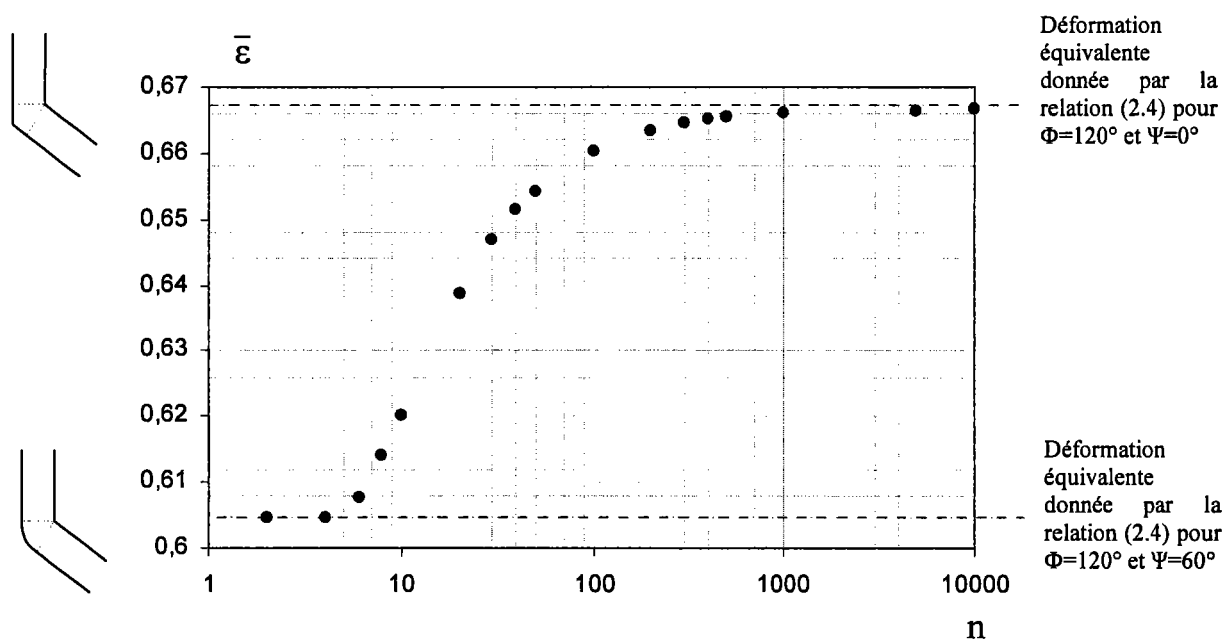


Fig. 2. 4-5 : Déformation équivalente en fonction de  $n$  calculée grâce à l'équation de ligne de courant.

Pour une passe, l'équation (2.4) d'Iwahashi *et al.* donne  $\pi/3\sqrt{3}$  comme valeur minimale de la déformation équivalente pour  $\Psi=60^\circ$ . Un résultat similaire est obtenu pour la modélisation par ligne d'écoulement avec  $n=2$ . Lorsque  $n$  croît et tend vers l'infini, les calculs de la déformation équivalente approchent la valeur de  $2/3$  (valeur théorique proposée par Iwahashi *et al.*).

Modèle	$\bar{\varepsilon}_{\min}$	$\bar{\varepsilon}_{\max}$
<i>Iwahashi et al.</i>	$\Psi=60^\circ$	$\Psi=0^\circ$
	$\bar{\varepsilon} = \frac{\Psi}{\sqrt{3}} = \frac{\pi}{3\sqrt{3}} \approx 0,6046$	$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3} \approx 0,66667$
<i>Lignes d'écoulement</i>	$n=2$	$n=\infty$
	$\bar{\varepsilon} \approx 0,6047$	$\bar{\varepsilon} \approx 0,6660$

Tableau 2. 2 : Comparaison pour les valeurs extrêmes de la déformation équivalente.

# CHAPITRE III

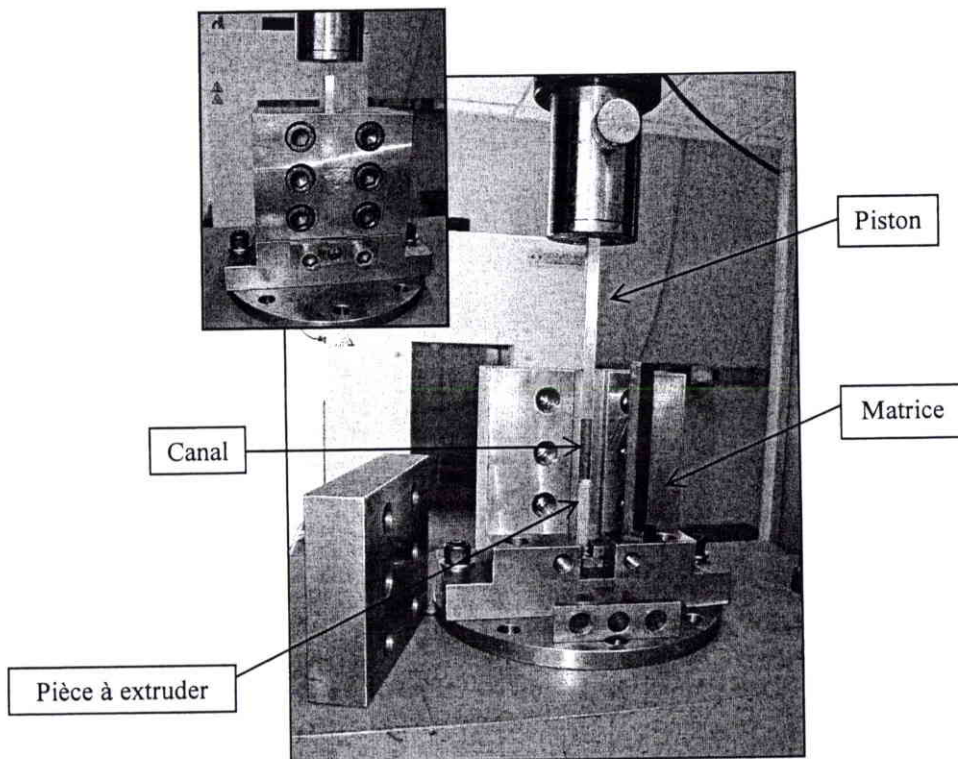
## **Textures cristallographiques : résultats expérimentaux, étude et analyse**

*Ce chapitre est consacré à l'introduction des résultats des textures expérimentales. Dans un premier temps, nous présentons le dispositif d'essais et les moyens de mesures des textures cristallographiques. Puis, il est intéressant de comparer des textures d'ECAE à celles d'un cisaillement simple en raison de la forme cisailée apparente des échantillons extrudés (Tóth et al. [2000]). Nous déduisons de cette étude, les positions idéales des différentes composantes caractéristiques en ECAE. Dans une troisième partie, une brève description des matériaux testés est faite avant d'aboutir à l'évolution des textures proprement dite et à son analyse.*

### 3.1. Essais expérimentaux

#### 3.1.1. Dispositif d'extrusion

Les essais d'extrusion ont été réalisés au sein de notre laboratoire sur un dispositif d'ECAE (Fig. 3.1-1) conçu par Germain [2002]. La matrice est constituée de deux canaux positionnés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre (i.e.  $\Phi=90^\circ$ , Fig. 1.1-2b) sans angle de raccordement circulaire ( $\Psi=0^\circ$ ). Tous les résultats expérimentaux présentés dans ce travail ont été effectués par Satyam Suwas lors de son post-doctorat entre octobre 2002 et mars 2004.



**Fig. 3. 1-1 : Dispositif expérimental d'extrusion angulaire à section constante.**

Les échantillons, usinés et prêts à être testés, se présentent sous forme de parallélépipèdes de section carrée de 10 mm de côté sur une longueur de 100 mm. Ils sont extrudés à température ambiante, à une vitesse de 1 mm/s à l'aide d'une machine de traction/compression de type Zwick 200 kN.

Au fur et à mesure des passages dans le dispositif, les échantillons extrudés présentent une forme cisillée (Fig. 3.1-2(a)).

### 3.1.2. Mesure et représentation des textures

Les mesures de textures ont été effectuées par diffraction à rayons X à l'aide d'un goniomètre de textures de type Siemens D-500. Pour chaque échantillon, la texture a été déterminée à partir des figures de pôle en calculant les fonctions de distribution d'orientations (ODF) qui décrivent les densités d'orientations des cristallites dans un espace tridimensionnel d'orientation défini par les angles d'Euler  $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ . Les textures ont été mesurées sur le plan (xz) dans la section centrale de l'échantillon.

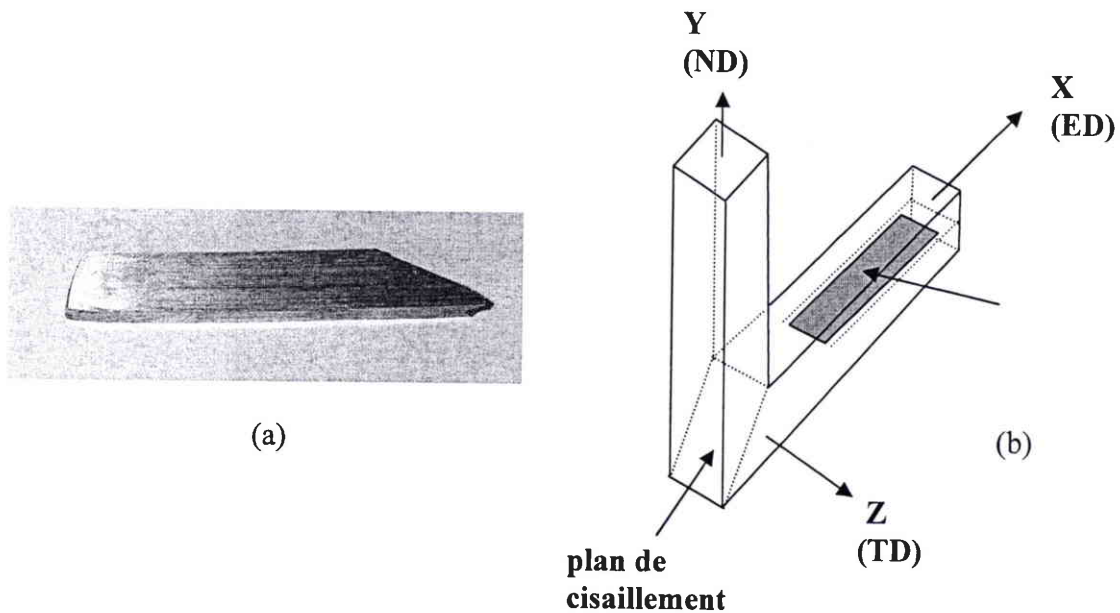


Fig. 3. 1-2 : (a) : Echantillon d'aluminium extrudé après une passe. (b) Plan de mesure (xz) des textures et plan de cisaillement dans un échantillon extrudé.

A partir des trois figures de pôle mesurées ((111), (200) et (220)), les fonctions de densités d'orientations (ODF) ont été calculées en utilisant des logiciels développés au LETAM (Laboratoire d'Etudes des Textures et Application aux Matériaux, Metz) et traitées ensuite avec le logiciel de Van Houtte [2000].

Afin de limiter l'espace utilisé, les ODF seront seulement présentées pour les sections où  $\varphi_2 = 0^\circ$  et  $\varphi_2 = 45^\circ$ . Ces sections contiennent toutes les composantes majeures des textures idéales de cisaillement. Les ODF seront représentées pour toutes les valeurs du premier angle d'Euler ( $\varphi_1$  de  $0^\circ$  à  $360^\circ$ ), car a priori il n'y a aucune symétrie de rotation autour de l'axe z de l'échantillon. Cela signifie que la texture est triclinique pour l'essai d'ECAE.

### 3.2. Identification des composantes idéales de texture en ECAE

#### 3.2.1. Comparaison avec les textures de cisaillement simple

Comme il a été présenté au début du chapitre précédent, la déformation en ECAE est principalement un cisaillement simple agissant au plan d'intersection à  $45^\circ$  reliant les deux canaux de la matrice. Les textures cristallographiques en ECAE devraient être alors très proches de celles développées dans le cas d'un cisaillement simple.

Afin de permettre cette comparaison, des textures de torsion (Tóth *et al.* [1992]) pour un cisaillement  $\gamma=2$  ont été utilisées. Cette déformation est la même que celle correspondant à une passe dans le dispositif d'ECAE. Le cisaillement en ECAE est négatif sur le plan à  $45^\circ$  dans le système de référence  $x'y'z'$  défini par la figure 2.2-4. Quant à la mesure de Tóth *et al.* [1992], elle a été faite pour un cisaillement positif. Afin de surmonter cette difficulté pour les comparer, la texture correspondant au cisaillement simple positif a été transformée en une texture obtenue pour un cisaillement simple négatif. Cette transformation exige seulement un changement de l'angle d'Euler  $\phi_1$  en  $(180^\circ - \phi_1)$ .

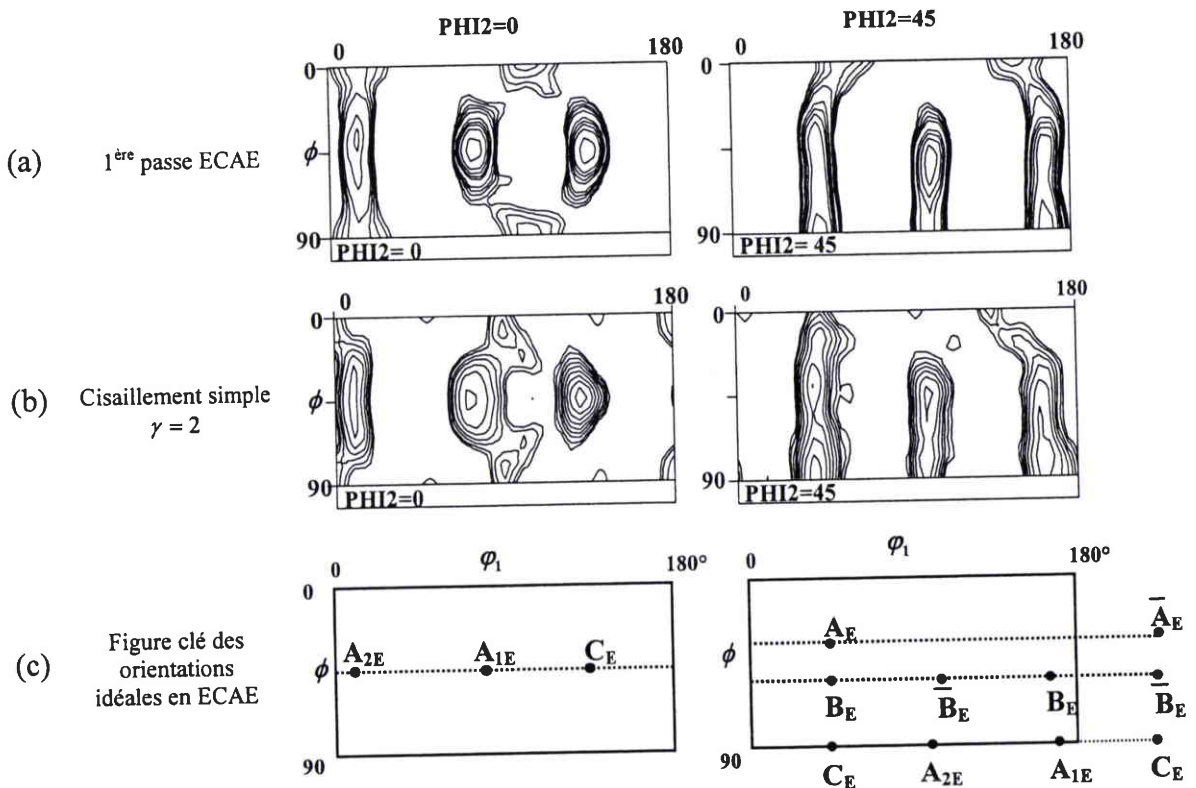


Fig. 3. 2-1 : (a) et (b) : Comparaison entre les textures d'ECAE et de cisaillement simple (isovaleurs : 0.8, 1.0, 1.3, 1.6, 2.0, 3.2, 4.0, 5.0, 6.4). (c) : Positions des composantes idéales en ECAE.



L'étape suivante consiste à exprimer la texture ainsi obtenue dans le système de référence  $xyz$  (ED, ND, TD) de la figure 3.1-2(b), où les mesures des textures d'ECAE ont été effectuées. Cette opération implique un décalage de  $45^\circ$  pour les ODF dans la direction  $\varphi_1$ .

Les textures de cisaillement simple obtenues par ces deux opérations successives sont représentées sur la figure 3.2-1 pour les sections d'ODF  $\varphi_2 = 0^\circ$  et  $\varphi_2 = 45^\circ$ . La similitude entre les deux essais est marquante. La position des composantes de texture et leurs intensités sont très proches. Par conséquent, les positions idéales des textures en ECAE peuvent être identifiées à partir des textures de cisaillement simple.

### 3.2.2. Positions idéales en ECAE

Les textures en ECAE sont mesurées dans le repère  $xyz$  du laboratoire, il est donc indispensable de décaler les textures de cisaillement simple de  $45^\circ$  du repère  $x'y'z'$  dans le repère  $xyz$  (Fig. 2.2-4). Les positions idéales des composantes des textures de cisaillement simple avant rotation sont rappelées dans le tableau 3.1. Celles après rotation sont présentées dans le tableau 3.2 pour les indices de Miller et les angles d'Euler. Celles-ci sont alors considérées comme étant les composantes idéales de positions des textures des matériaux c.f.c. en ECAE. Elles sont notées de la même façon que celles du cisaillement simple, en y ajoutant simplement un index «  $E$  » pour signifier ECAE.

Composantes	Indices de Miller (plan cisaillement)[direction cisaillement]
A	$(11\bar{1})[1\bar{1}0]$
$\bar{A}$	$(\bar{1}\bar{1}1)[\bar{1}10]$
B	$(11\bar{2})[1\bar{1}0]$
$\bar{B}$	$(\bar{1}\bar{1}2)[\bar{1}10]$
C	$(100)[0\bar{1}1]$
$A_1^*$	$(11\bar{1})[2\bar{1}1]$
$A_2^*$	$(1\bar{1}1)[\bar{2}\bar{1}1]$
{111} fibre	{111}<uvw>
<110> fibre	{hkl}<110>

Tableau 3. 1 : Composantes idéales pour les textures en cisaillement simple.

	Indices de Miller			Angles d'Euler		
	ED	ND	TD			
$A_{2E}$	$[25 \bar{3} 3]$	$[6 25 \bar{25}]$	$[011]$	9.74	45	0
	$[\bar{3} 3 25]$	$[25 \bar{25} 6]$	$[110]$	99.74	90	45
$A_{1E}$	$[6 \bar{25} 25]$	$[25 3 \bar{3}]$	$[011]$	80.37	45	0
	$[\bar{25} 25 6]$	$[3 \bar{3} 25]$	$[110]$	170.37	90	45
$C_E$	$[\bar{100} \bar{71} 71]$	$[100 \bar{71} 71]$	$[011]$	135	45	0
	$[71 \bar{71} 100]$	$[71 \bar{71} \bar{100}]$	$[110]$	45	90	45
$A_E$	$[2 \bar{20} 9]$	$[20 \bar{2} 9]$	$[112]$	45	35.26	45
$\bar{A}_E$	$[\bar{2} 20 \bar{9}]$	$[\bar{20} 2 9]$	$[112]$	225	35.26	45
$B_E$	$[27 \bar{100} 73]$	$[100 \bar{27} \bar{73}]$	$[111]$	45	54.74	45
	$[\bar{100} 73 27]$	$[\bar{27} \bar{73} 100]$	$[111]$	165	54.74	45
$\bar{B}_E$	$[\bar{73} \bar{27} 100]$	$[73 \bar{100} 27]$	$[111]$	105	54.74	45
	$[\bar{27} 100 \bar{73}]$	$[\bar{100} 27 73]$	$[111]$	225	54.74	45

Tableau 3. 2 : Composantes idéales des textures d'ECAE pour les matériaux c.f.c.

En ce qui concerne les orientations idéales  $C_E$ ,  $A_E$ ,  $\bar{A}_E$ ,  $B_E$  et  $\bar{B}_E$  dans le tableau 3.2, les indices de Miller ne sont pas parfaitement orthogonaux pour les directions ED et ND car seuls les nombres entiers les plus proches des valeurs réelles ont été employés. Les orientations idéales des textures cristallographiques d'ECAE sont présentées pour les sections  $\varphi_2=0^\circ$  et  $\varphi_2=45^\circ$  sur la figure 3.2-1(c). Ce sont donc simplement les mêmes positions que pour le cisaillement simple mais tournées de  $45^\circ$  dans le sens  $\varphi_1$  positif. Le tableau 3.3 a été réalisé pour synthétiser les données principales (intensité et rotation) des composantes caractéristiques des textures afin de pouvoir établir des comparaisons. On peut donc observer sur la figure 3.2-1 et grâce au tableau 3.3 que ni les composantes de cisaillement simple ni celles d'ECAE ne semblent être exactement aux positions idéales. Pour le cisaillement simple, cette tendance a déjà été étudiée auparavant (Montheillet *et al.* [1984, 1985], Tóth *et al.* [1988, 1989, 1992]) et elle s'explique par la nature asymétrique du champ d'écoulement. Dans ce cas, les décalages des composantes par rapport aux positions idéales sont tous négatifs suivant  $\varphi_1$ . Pour le premier passage en ECAE, les signes changent d'une composante à l'autre.

		A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$
passe		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
Expérience torsion	$\gamma=2$	3,5	4	6,4	4,5	4	-1	-9	-5	-4	-4
Expérience ECAE	1.	4	12	13,9	7	7	-6	-5	+1	0	-2

Tableau 3. 3 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales de torsion et d'ECAE.

Pour tous les matériaux étudiés, l'intensité et le décalage des composantes par rapport aux positions idéales ont été mesurés et sont présentés sous forme de tableaux récapitulatifs.

### 3.3. Matériaux testés

#### 3.3.1. Cuivre

Trois types d'échantillons de cuivre différents ont été testés pour les essais :

- le premier, noté cuivre I, est pur à 99,99%. Les échantillons ont été reçus en état extrudé, puis ils ont subi un traitement thermique à 350°C pendant une heure et ont été ensuite refroidis à l'air ambiant. La microstructure du matériau présentée sur la figure 3.3-1 est composée de grains presque équiaxes, recristallisés et de taille comprise entre 10 et 40  $\mu\text{m}$ .



Fig. 3. 3-1 : Microstructure du cuivre I.

- le cuivre II est pur à 99,89%. Les échantillons ont été reçus extrudés ; un traitement thermique à 350°C a été appliqué durant 12 heures. Ce matériau présente une microstructure similaire à celle du cuivre I avec néanmoins des grains de plus grosses tailles de l'ordre de 50 à 200  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.3-2).



Fig. 3. 3-2 : Microstructure du cuivre II.

- le cuivre III présente 99,56% de pureté. Il a été moulé et homogénéisé puis chauffé à 900°C pendant 24 heures. La microstructure de ce matériau présente des grains de grandes tailles caractéristiques des matériaux moulés (Fig. 3.3-3). A cause des impuretés, de nombreux précipités sont observables aux joints de grains.

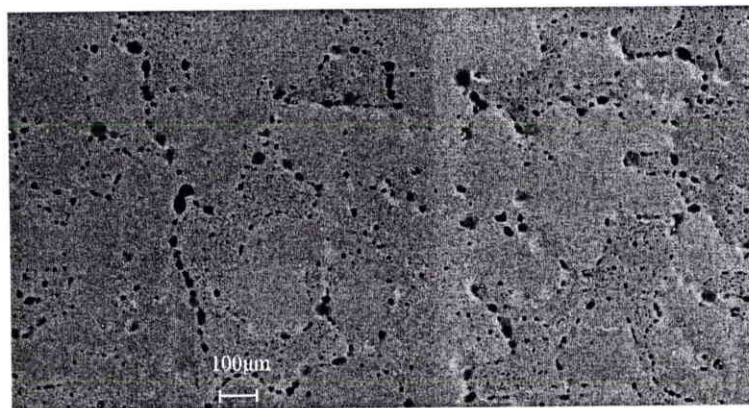


Fig. 3. 3-3 : Microstructure du cuivre III.

### 3.3.2. Aluminium

L'aluminium n'a subi aucun traitement thermique avant les essais dans le dispositif d'ECAE. Il a été utilisé en l'état. Il est composé de grains de taille de 200  $\mu\text{m}$  environ (Fig. 3.3-4).

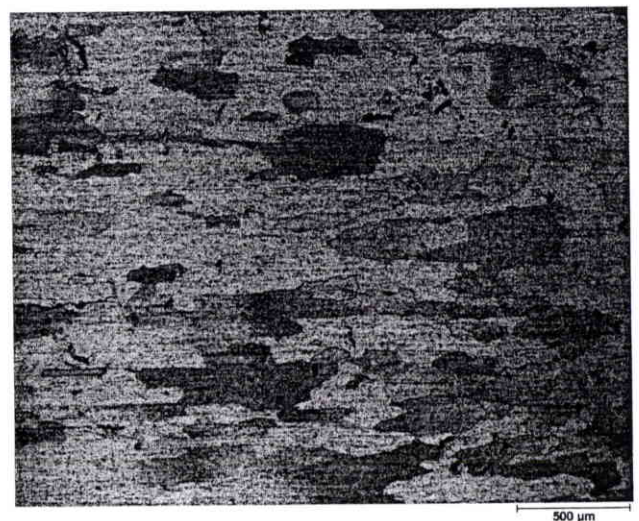


Fig. 3. 3-4 : Microstructure d'aluminium.

### 3.4. Résultats expérimentaux

#### 3.4.1. Cuivre I

Les échantillons ont été extrudés suivant l'itinéraire A, c'est-à-dire sans rotation autour de leur axe longitudinal entre deux passes. Le nombre de passages dans le dispositif est limité à trois.

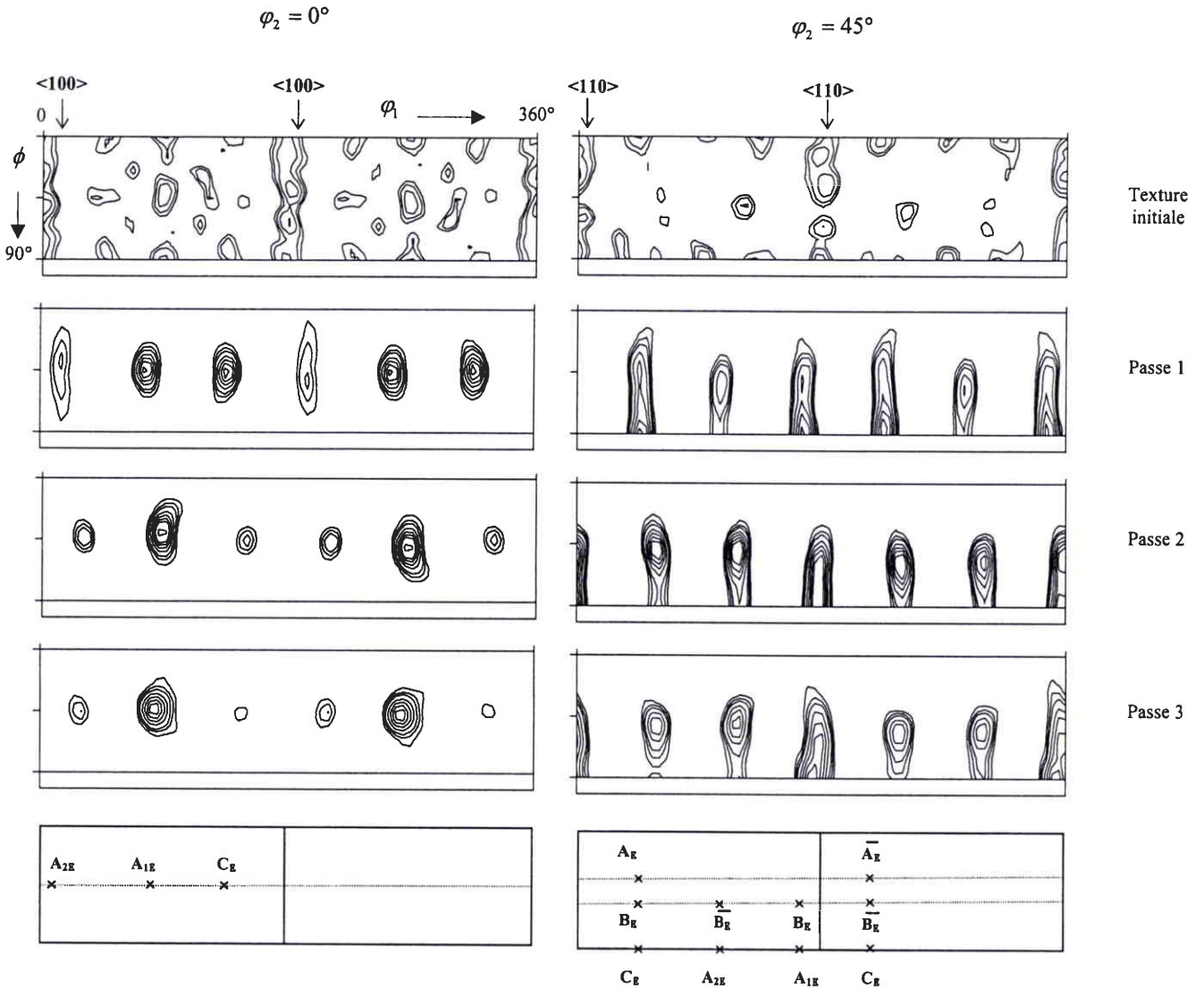


Fig. 3. 4-1 : Textures expérimentales du cuivre I pour la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

La texture initiale du cuivre I (Fig. 3.4-1) contient des fibres relativement fortes :  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$  parallèles à l'axe y.

L'évolution de la texture varie significativement avec le nombre de passages dans le dispositif. L'observation des ODF indique que l'intensité maximum est atteinte à la seconde passe (19 pour  $A_{1E}$ ) ; elle diminue ensuite sensiblement (tableau 3.4). La section d'ODF pour  $\varphi_2=0^\circ$  de la première passe présente une faible composante pour  $A_{2E}$  alors que  $A_{1E}$  et  $C_E$  sont fortes.  $A_{1E}$  reste forte lors des deux passes suivantes. La troisième passe est stable par rapport à la deuxième passe avec tout de même une légère diminution des intensités.

Dans le cuivre I, la position des composantes principales des textures est un peu décalée par rapport aux positions idéales. Ce décalage augmente largement pour les deuxième et troisième passes.  $C_E$  est très proche de sa position idéale dans l'ODF du premier passage. La tendance change pour les positions dès la seconde passe. En effet, toutes les composantes se décalent respectivement par rapport aux positions idéales (Fig. 3.4-1,  $\varphi_2=0^\circ$  et  $\varphi_2=45^\circ$ ). Les rotations sont toutes positives et atteignent même de grandes valeurs (jusqu'à  $20^\circ$  de rotation). D'autre part, la composante  $A_{1E}$  se replace vers sa position idéale. Dans les passes 2 et 3, les composantes  $B_E$  et  $\bar{B}_E$  sont positionnées hors de la fibre reliant  $A_E$  et  $C_E$ .

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\bar{A}_E$	$B_E/\bar{B}_E$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\bar{A}_E$	$B_E/\bar{B}_E$
passe		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
Expériences ECAE	1.	4	12	13,9	7	7	+6	-5	+1	0	-2
	2.	4	19	4	6	12	+20	+6	+14	+9	+12
	3.	3	13,7	2	2,5	9	+19	+2	+12	+8	+13

Tableau 3. 4 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales de cuivre I.

Les composantes des textures expérimentales diffèrent au maximum de  $6^\circ$  par rapport aux positions idéales pour la première passe. Mais ensuite le décalage s'accroît ; il atteint  $20^\circ$  lors des passes suivantes. La différence majeure entre la première passe et les suivantes est la texture initiale. En effet, dans la passe 1, même si elle est forte, la texture initiale n'est pas produite par un essai d'ECAE, ce qui crée une différence par rapport aux passes suivantes.

### 3.4.2. Cuivre II

Les essais pour ce matériau ont été réalisés suivant la route A.

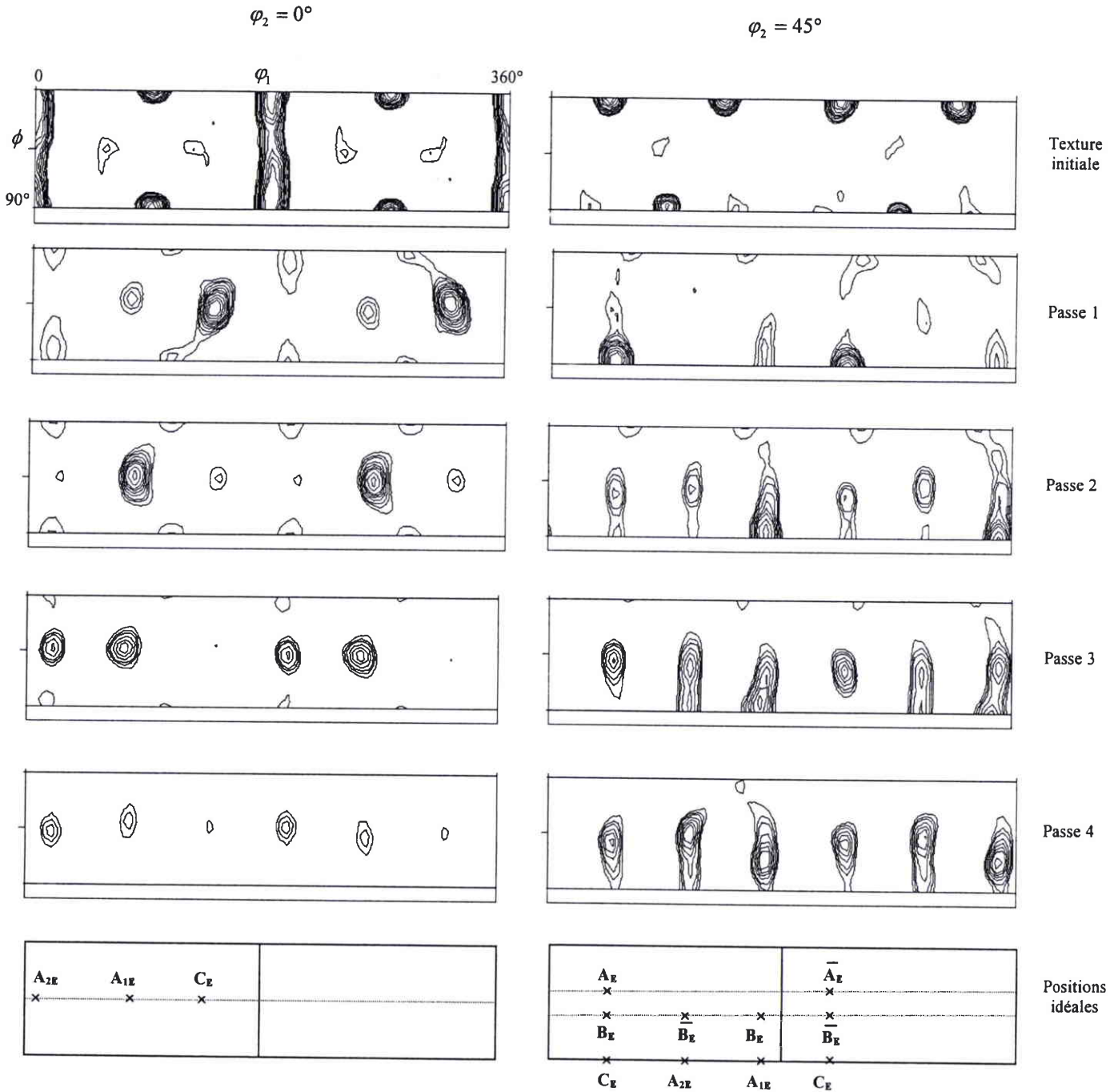


Fig. 3. 4-2 : Textures expérimentales du cuivre II pour la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

La texture initiale de ce matériau présente une fibre  $\langle 100 \rangle$  forte incluant la composante « cube » (Fig. 3.4-2).

La texture se développe fortement lors de la première passe, cette tendance est maintenue pour la seconde passe avant de s'affaiblir à partir de la troisième. L'évolution des textures cristallographiques apparaît semblable à celle du cuivre I avec, cependant, quelques différences subtiles. Lors de la première passe, la composante  $C_E$  est très forte et  $A_{2E}$  est quasiment inexistante (voir tableau 3.5). Pour les passes suivantes, la texture du cuivre II ressemble à celle du cuivre I. La composante  $A_{1E}$  se renforce alors que  $C_E$  s'affaiblit très fortement. Lors de la troisième passe,  $A_{2E}$  devient une composante bien marquée dont l'intensité vaut 8,  $A_{1E}$  s'affaiblit et  $C_E$  disparaît presque. L'augmentation de l'intensité au fur et à mesure des passes est bien visible pour les composantes  $B_E/\bar{B}_E$ .

Pour ce matériau, il est important de noter la présence de positions « cubes ». Au fur et à mesure des passages dans le dispositif, ces dernières s'affaiblissent et tendent à disparaître.

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\bar{A}_E$	$B_E/\bar{B}_E$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\bar{A}_E$	$B_E/\bar{B}_E$
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
passe											
Expériences ECAE	1.	1	4	34	2	3	+5	-5	+4	0	+5
	2.	2	20	3	2	6	+13	0	+8	+7	+8
	3.	8	10	1,5	3	8	+11	-6	+7	+4	+5
	4.	4	3	2	3	10	+11	0	+5	+5	+4

Tableau 3. 5 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales de cuivre II.

Lors de la première passe, les rotations des composantes ne dépassent pas  $5^\circ$ .  $A_E/\bar{A}_E$  sont à la position idéale. Après deux passes, tous les décalages sont positifs. Le maximum est atteint par  $A_{2E}$  avec  $13^\circ$ . Ensuite pour les passes 3 et 4, le fort décalage de  $A_{2E}$  se maintient quant à  $C_E$ ,  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  leur rotation se stabilise autour de  $+4^\circ$  à  $+5^\circ$ .  $A_{1E}$  est idéalement positionnée pour la deuxième et la dernière passe.



### 3.4.3. Cuivre III

Comme pour les deux études précédentes de cuivre, la route A a été employée. La figure 3.4-3 représente les sections d'ODF pour  $\varphi_2=0^\circ$  et  $\varphi_2=45^\circ$ . Ce sont les textures caractéristiques des trois passages successifs dans le dispositif d'ECAE.

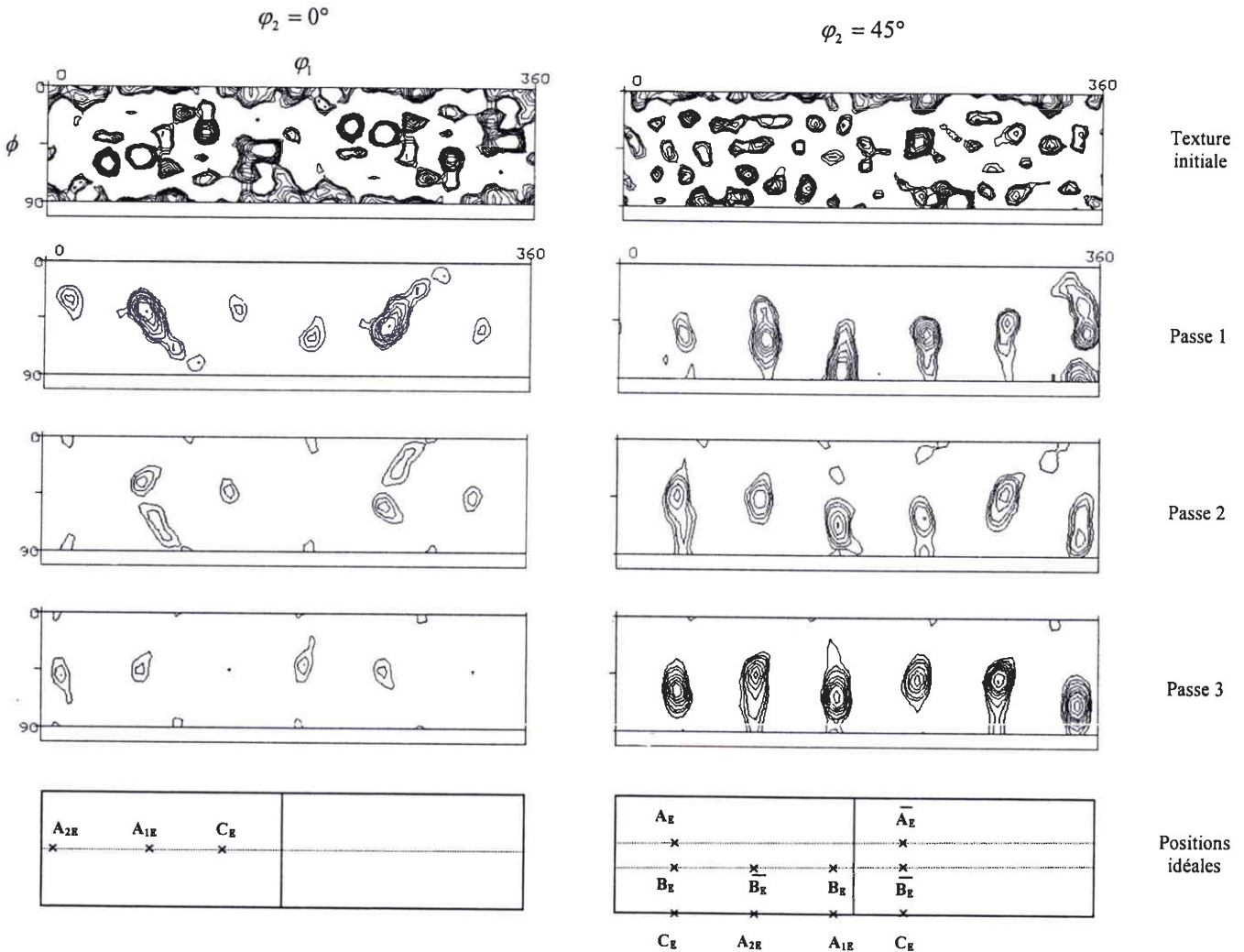


Fig. 3. 4-3 : Textures expérimentales du cuivre III pour la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

La texture initiale expérimentale présente des grains différemment orientés, caractéristiques d'une structure granuleuse (Fig. 3.4-3).

La texture se développe fortement lors de la première passe : l'intensité maximale est atteinte par  $A_{1E}$  et vaut 16. Ensuite un rapide affaiblissement est constaté à partir du deuxième passage pour toutes les composantes sauf  $B_E/\bar{B}_E$ . La composante  $A_{2E}$  n'est plus présente lors de la seconde passe (tableau 3.6).

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\overline{A_E}$	$B_E/\overline{B_E}$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\overline{A_E}$	$B_E/\overline{B_E}$
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
Expériences ECAE	1.	2	16	2	1	5	+13	-4	+9	+1	+6
	2.	0	3	3	6	6	-	-6	+7	0	+1
	3.	3	3	2	2	16	+6	-7	+4	0	+2
	3.	3	3	2	2	16	+6	-7	+4	0	+2

**Tableau 3. 6 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales de cuivre III.**

Dans ce matériau, pour la première passe, toutes les composantes caractéristiques en ECAE présentent des décalages différents par rapport aux positions idéales. Celui de  $A_{2E}$  est le plus important avec  $13^\circ$ . Ces décalages changent ensuite en fonction du nombre de passages dans le dispositif (tableau 3.6). Lors des trois passes, seule la composante  $A_{1E}$  présente des rotations dans le sens négatif et  $A_E/\overline{A_E}$  sont quasiment toujours à leurs positions idéales.

#### 3.4.4. Comparaison entre les trois études de cuivre

Du point de vue expérimental, les trois textures initiales sont assez différentes. Pour les passes successives, les textures des matériaux I et II ne sont pas similaires à celles du cuivre III, aussi bien en termes d'intensités que de positionnement des composantes caractéristiques. Pour les deux premiers cuivres étudiés, lors de la première passe, la composante  $C_E$  est la plus forte (contrairement au cuivre III) mais les éléments  $A_{2E}$  et  $A_{1E}$  sont plus faibles pour le cuivre II que pour le cuivre I. Les deux points contrastant réellement entre ces deux matériaux sont le renforcement de  $A_{2E}$  et la présence de composantes « cubes » qui s'affaiblissent sensiblement après la troisième passe pour le cuivre II. Par contre, les décalages par rapport aux positions idéales sont les mêmes. Dans le matériau III, la variation des intensités pour les composantes caractéristiques est différente de I et II. En effet, toutes (sauf  $B_E/\overline{B_E}$ ) s'affaiblissent au fur et à mesure des passes (même  $A_{1E}$ ).

### 3.4.5. Aluminium

#### 3.4.5.1. Route A

La figure 3.4-4 présente les textures expérimentales de l'aluminium étudié pour la route A.

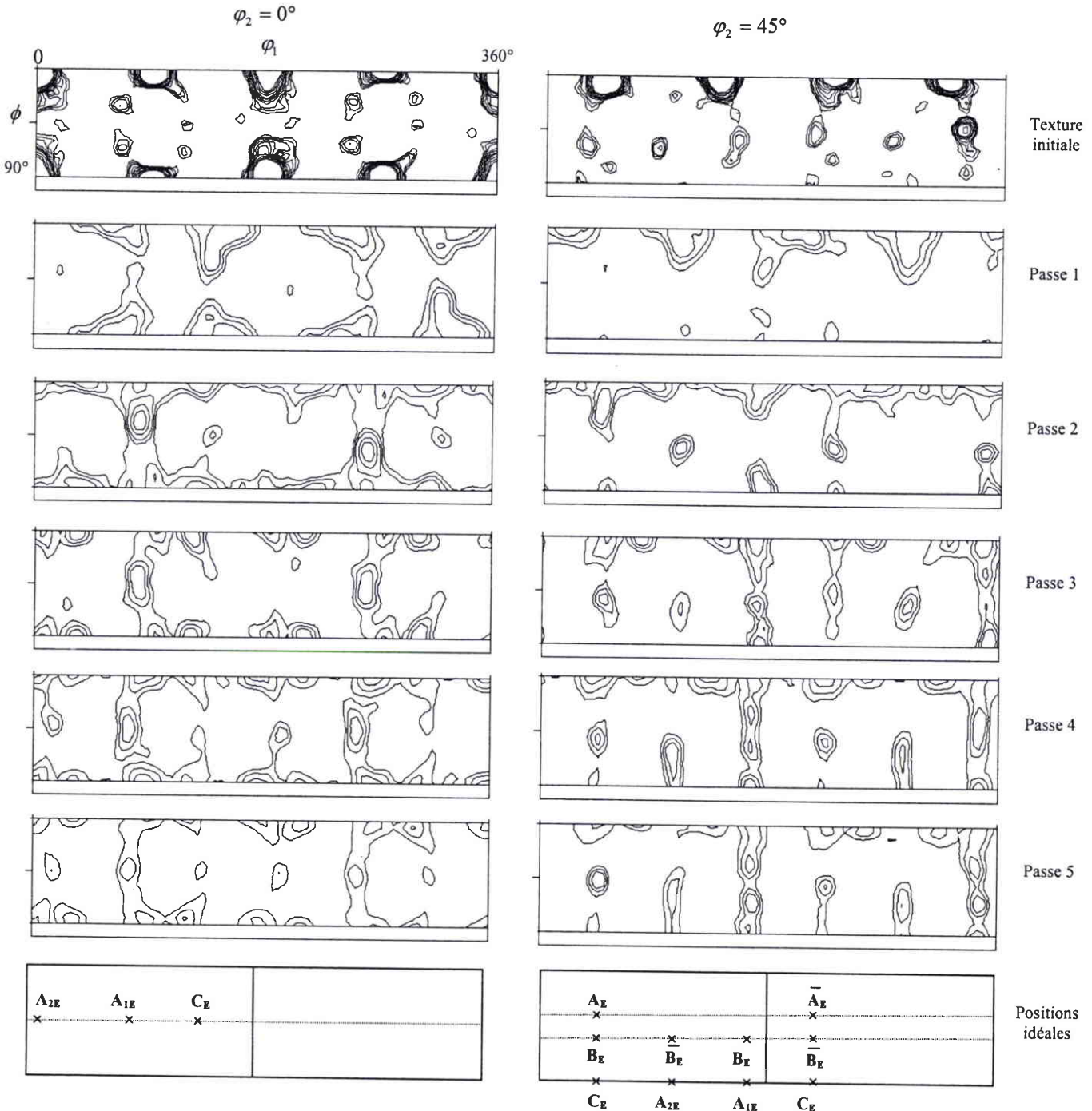


Fig. 3.4-4 : Textures expérimentales de l'aluminium pour la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

La texture initiale est caractérisée essentiellement par des composantes « cubes » de très fortes intensités. Ces dernières restent bien présentes tout au long des passages dans le dispositif pour la route A.

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\overline{A_E}$	$B_E/\overline{B_E}$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$A_E/\overline{A_E}$	$B_E/\overline{B_E}$
passe		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
Expériences ECAE	<u>1</u>	2	3	3	2	0	+9	+2	0	0	-
	<u>2</u>	0	6	3	4	0	-	0	+5	0	-
	<u>3</u>	0	4	0	2	4	-	0	-	+5	+5
	<u>4</u>	3	4	2	2	4	+7	+5	+3	+4	0
	<u>5</u>	3	3	2	4	4	+5	-4	-1	+1	0

Tableau 3.7 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales d'aluminium pour la route A.

Pour la première passe, toutes les composantes caractéristiques sont présentes sauf  $B_E/\overline{B_E}$ . Leurs intensités sont faibles. Pour les deuxième et troisième passes,  $A_{2E}$  disparaît ; cet élément est ensuite présent dans les deux dernières textures. La composante  $A_{1E}$  se renforce lors de la seconde passe, puis se stabilise pour les passages suivants. Les composantes  $B_E/\overline{B_E}$  apparaissent à la troisième passe, leur intensité reste constante pour les passes suivantes (tableau 3.7). Les composantes « cubes » sont bien présentes pour les cinq textures expérimentales.

Pour la première passe,  $C_E$  et  $A_E/\overline{A_E}$  se situent exactement à leurs positions idéales. Le plus important décalage concerne la composante  $A_{2E}$ .  $A_{1E}$  pour les passes 2 et 3, et  $B_E/\overline{B_E}$  pour les passes 4 et 5 se trouvent à leur positions idéales. Lors de la quatrième passe, toutes les composantes présentent un décalage positif.

### 3.4.5.2. Route B

La figure 3.4-5 présente les textures cristallographiques pour la route Bc.

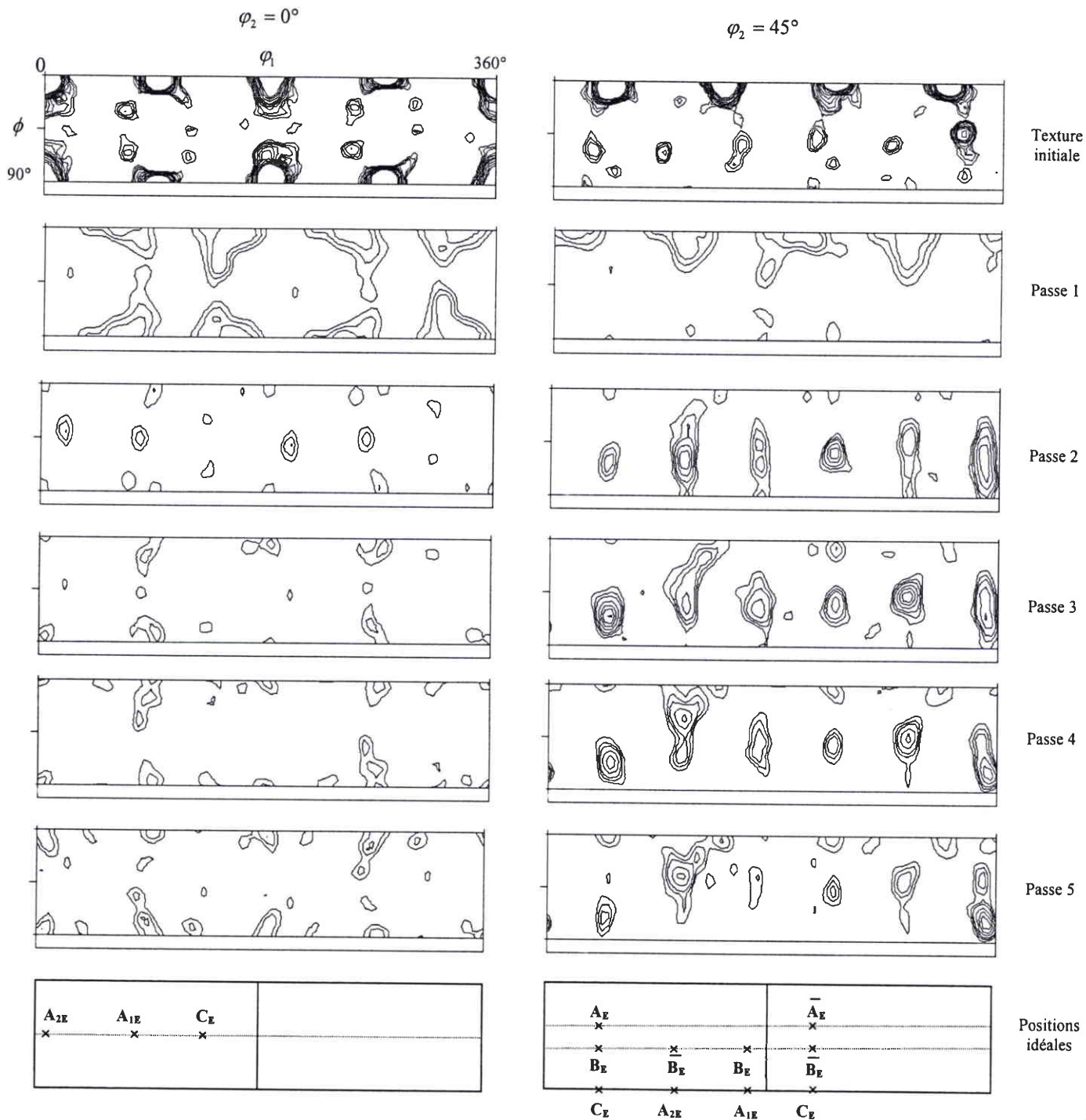


Fig. 3. 4-5 : Textures expérimentales de l'aluminium pour la route Bc (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

La première passe est identique à la route A car la rotation de l'échantillon sur lui-même n'intervient qu'au deuxième passage. A chaque passe, le matériau est tourné de  $+90^\circ$  autour de son axe de révolution (propriété de ce chemin de déformation).

A la différence de la route A, les composantes « cubes » sont moins présentes à partir de la seconde passe et leur intensité devient très faible.

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
Expériences ECAE	1.	2	3	3	2	0	+9	+2	0	0	-
	2.	3	3	0	0	4	+9	-1	-	-	+5
	3.	2	2	0	0	6	0	0	-	-	+3
	4.	0	2	0	0	4	-	0	-	-	+4
	5.	0	0	0	2	2	-	-	-	+5	+2

Tableau 3. 8 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales d'aluminium pour la route Bc.

Les composantes « cubes » et la composante  $C_E$  disparaissent à partir de la deuxième passe.  $A_E/\overline{A_E}$  sont absentes sauf pour la première et la cinquième passe. Les intensités pour toutes les textures sont très faibles et le maximum est atteint par  $B_E/\overline{B_E}$  à la troisième passe.  $A_{2E}$ ,  $A_{1E}$  et  $C_E$  sont absentes à la fin de la dernière passe (tableau 3.8).

$A_{2E}$  présente un décalage positif notable,  $9^\circ$ , par rapport aux positions idéales dans la seconde passe.  $B_E$  et  $\overline{B_E}$  ne changent quasiment pas de positions au fil des passes.

### 3.4.5.3. Route C

La figure 3.4-6 présente les textures expérimentales de la route C (rotation de l'échantillon de +180° autour de son axe de révolution).

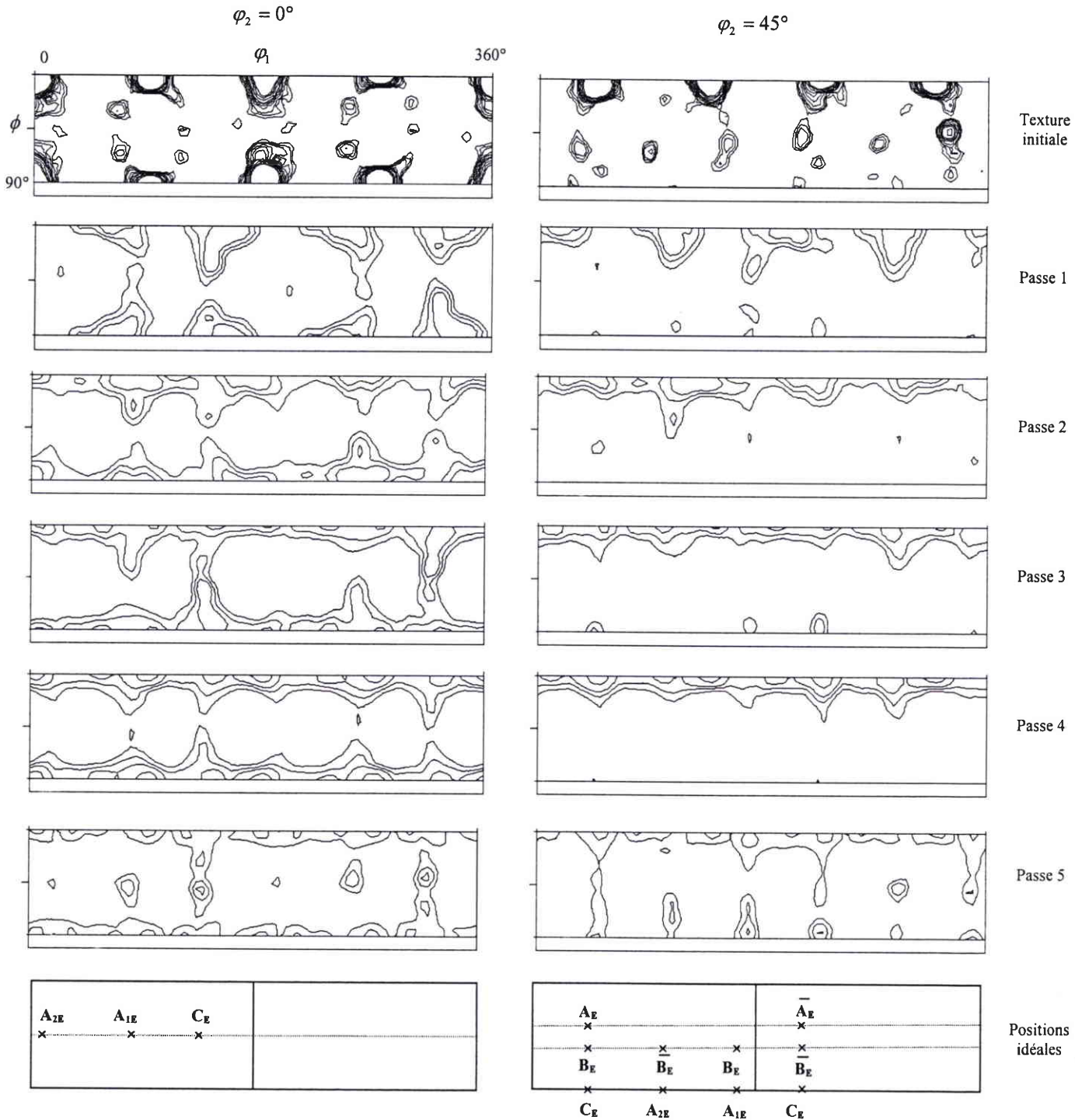


Fig. 3. 4-6 : Textures expérimentales de l'aluminium pour la route C (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

		A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$
passe		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
Expériences ECAE	1.	2	3	3	2	0	+9	+2	0	0	-
	2.	0	2	2	0	2	-	0	0	-	+4
	3.	0	2	3	0	0	-	0	0	-	-
	4.	0	2	2	0	0	-	0	0	-	-
	5.	2	3	3	2	2	+9	0	+4	+4	+4

Tableau 3. 9 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures expérimentales d'aluminium pour la route C.

La caractéristique principale de cette route est la présence des composantes « cubes » pour toutes les passes. La composante  $A_{2E}$  n'apparaît qu'à la première et à la cinquième passe. Cette dernière passe est la seule où toutes les composantes caractéristiques d'ECAE sont présentes. Leurs intensités sont très faibles (maximum 3) et elles sont toutes décalées (sauf  $A_{1E}$ ) par rapport aux positions idéales. Tout au long des passes, les positions et intensités ne varient quasiment pas pour  $C_E$  et  $\overline{A_E/A_E}$  (tableau 3.9).



## CHAPITRE IV

### **Textures cristallographiques : résultats de simulation, étude, analyse et discussion**

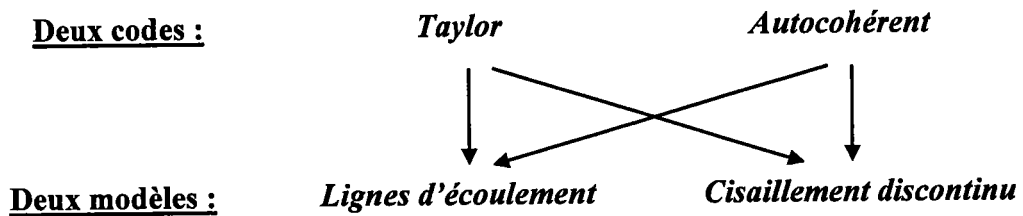
*Dans ce chapitre, nous précisons les détails de la mise en place des simulations numériques, avant d'analyser les textures cristallographiques qui en découlent. Dans un premier temps, les mesures expérimentales sont comparées à l'approche de cisaillement discontinu qui ne donne qu'une première approximation des textures. Les textures simulées à l'aide du nouveau modèle de lignes d'écoulement sont alors examinées et présentent une amélioration significative lors de la comparaison avec les essais expérimentaux. Une discussion développe finalement une réflexion sur les différents modèles de simulation permettant de prédire les textures.*

## 4.1. Simulations numériques

Les deux codes de plasticité polycristalline utilisés pour effectuer les simulations numériques sont le modèle de Taylor et le modèle autocohérent. Ce dernier, calibré et validé par éléments finis, est employé dans sa version isotropique (au sens de l'interaction entre le milieu homogène équivalent et le grain (Molinari & Tóth [1994])).

Les deux approches décrites au chapitre II pour un dispositif à  $90^\circ$  ont été introduites dans ces codes. Dans le cas du cisaillement discontinu, le gradient de vitesse donné par la relation (2.9) est un chemin proportionnel qui a pu être aisément incorporé aux modèles de plasticité polycristalline. Pour chaque passage, les simulations ont été effectuées jusqu'à une déformation en cisaillement  $\gamma=2$ . Quant au modèle de lignes d'écoulement, la texture initiale a été placée sur une ligne de courant et a été soumise au champ de déformation défini par le gradient de vitesse de l'équation (2.14). Son déplacement réel a été suivi en utilisant la vitesse locale (Eq. (2.13)) et l'expression de la ligne d'écoulement (Eq. (2.11)).

Ainsi pour chaque passe, une combinaison de quatre textures cristallographiques a été simulée pour être comparée aux expériences.



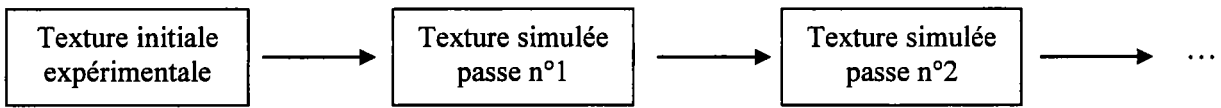
Pour chaque passe, le paramètre  $n$  du champ d'écoulement (Eq. (2.11)) retenu est celui donnant le meilleur accord entre les textures simulées et les expériences. Ainsi  $n$  ne semble être qu'un paramètre d'ajustement. Il n'y a actuellement aucun moyen d'améliorer ce choix en raison des informations extrêmement limitées concernant cette variable dans les essais expérimentaux. On peut tout de même penser que  $n$  dépend certainement des caractéristiques du matériau et des propriétés liées aux frottements. Néanmoins,  $n$  possède un seul degré de liberté tandis que les textures représentées sont en trois dimensions. Ainsi la probabilité d'obtenir une bonne concordance dépend non seulement de la valeur de  $n$  mais aussi de la réelle exactitude de l'approche par lignes d'écoulement. Les meilleures simulations de textures ont été menées pour  $n=12$  dans la première passe puis pour  $n=4$  dans les suivantes.

Les textures initiales de chaque matériau (avant extrusion), employées pour la première passe des simulations, ont été représentées par 3000 orientations de grains discrétisées à partir des textures initiales expérimentales (qui n'étaient pas aléatoires).

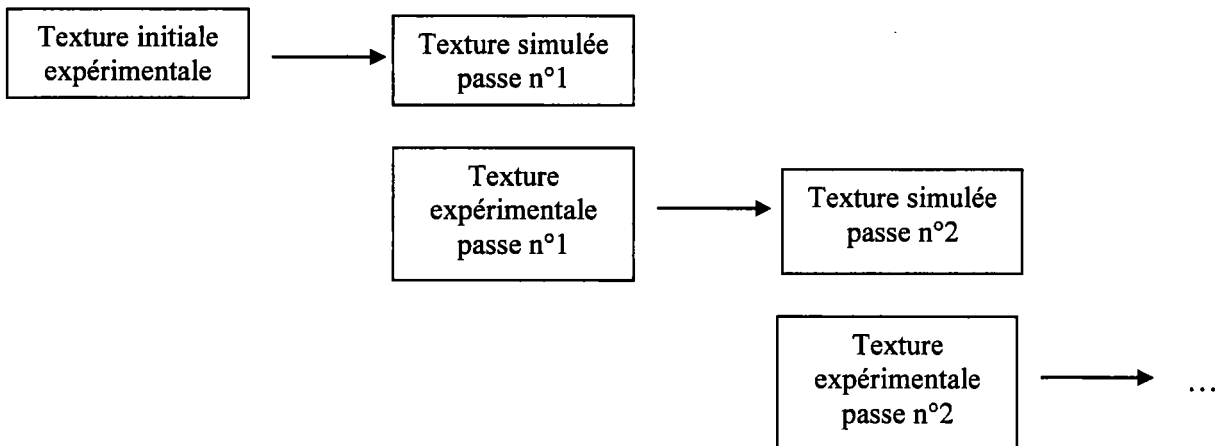
Entre chaque passe, comme pour les essais, la texture a été tournée de  $-90^\circ$  autour de l'axe z (Fig 3.1-2) afin d'être réintroduite dans le canal d'entrée. Cette rotation a dû être également appliquée au tenseur représentant la forme des grains dans le modèle autocohérent. De même pour les rotations autour de l'axe y qui caractérisent les routes B et C.

Deux types de simulations ont été effectués :

- dans un premier temps, toutes les simulations ont été enchaînées à partir de la texture initiale expérimentale. Ainsi, la passe n°2 a été simulée à partir de la texture et des données calculées pour la simulation de la passe n°1, et ainsi de suite. Cette méthode sera appelée « simulations en continue »,



- par la suite, dans un souci d'amélioration et pour prendre en compte les textures liées aux essais, les valeurs expérimentales ont été réintroduites dans les codes entre chaque passe. On nommera cette méthode comme étant celle des « textures corrigées » dans la suite de ce travail.



Le deuxième type de simulation permet de limiter les erreurs puisqu'il utilise à chaque passe la texture expérimentale obtenue lors des essais, à la différence de la première méthode qui cumule les approximations au fur et à mesure des passes. Ces approximations sont dues à la fragmentation des grains menant au développement de sous grains avec une désorientation croissante en fonction du nombre de passes. Ce processus aboutit à une augmentation des déviations entre l'orientation modélisée pour le grain et sa réelle orientation.

## 4.2. Etude du cuivre

### 4.2.1. Cuivre I

#### 4.2.1.1. Textures obtenues par simulation en continu

##### a) Simulation par le modèle de cisaillement discontinu

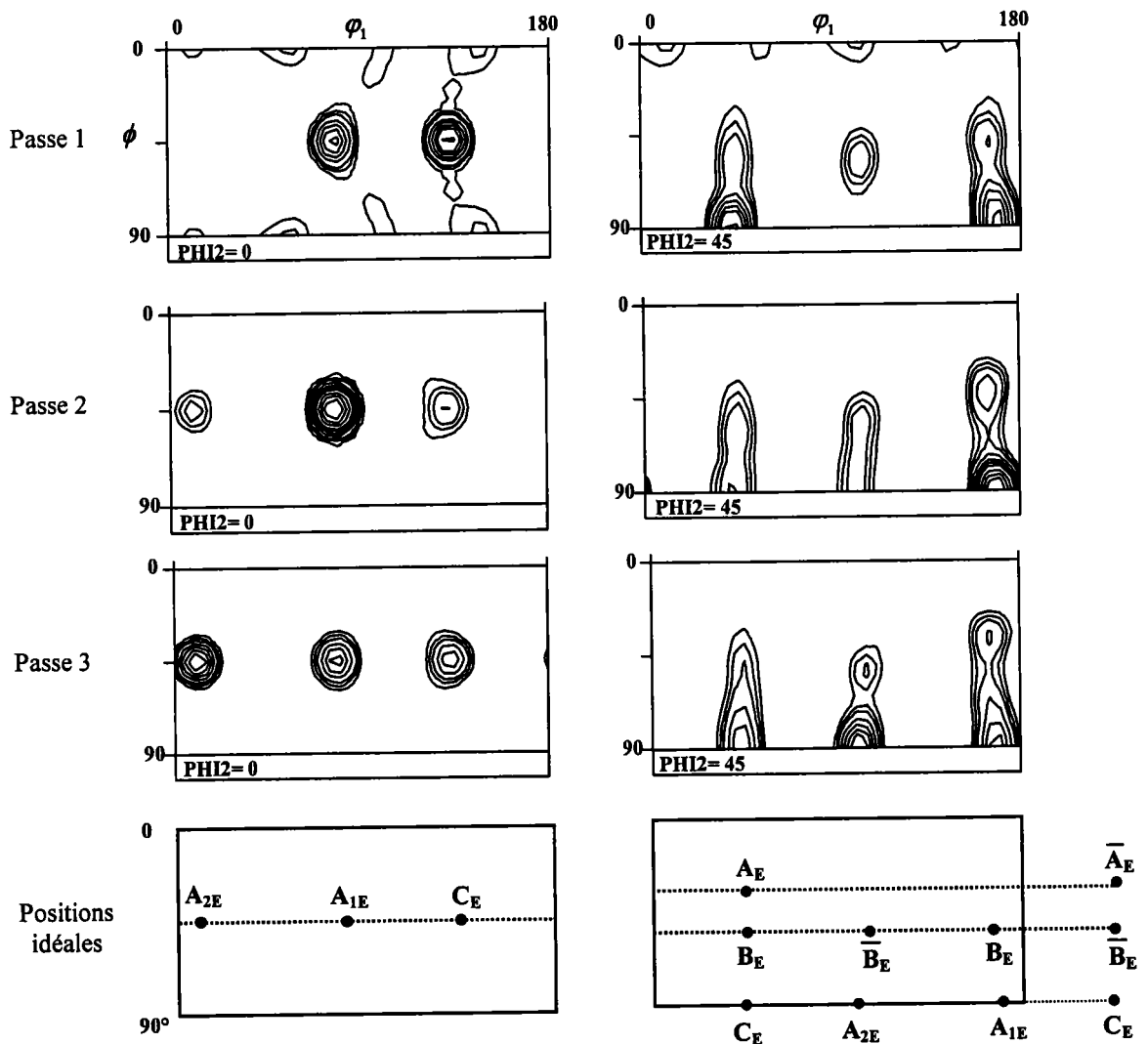


Fig. 4. 2-1 : Textures de cuivre I obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Pour la route A, les textures mesurées présentent une symétrie monoclinique autour de l'axe  $z$  donc les textures simulées sont représentées avec la même symétrie. De ce fait, les sections d'ODF pour  $\varphi_1$  ne sont tracées que jusqu'à  $180^\circ$  pour les figures suivantes.

La figure 4.2-1 présente les textures obtenues par simulation avec le code de Taylor pour trois passes. En comparant ces prévisions aux textures expérimentales pour les passes 1 et 2, on constate que les intensités des composantes correspondent assez bien aux expériences (tableau 4.1 pour la comparaison quantitative). Il y a cependant une différence significative : la composante  $A_{2E}$  est complètement absente à la fin de la première passe des simulations. Après deux passes, cette dernière est présente mais apparaît à la position idéale exacte alors que pour les expériences, il y a un décalage important de  $20^\circ$ . Par la suite, dans la troisième passe, cette composante est excessivement forte par rapport aux essais et sa position reste inchangée. Comme l'indique le tableau 4.1, les positions prévues pour les composantes de textures ne varient pas en fonction du nombre de passes avec l'approche de cisaillement discontinu dans le modèle de Taylor.

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
	pas										
Expériences ECAE	1.	4	12	13,9	7	7	+6	-5	+1	0	-2
	2.	4	19	4	6	12	+20	+6	+14	+9	+12
	3.	3	13,7	2	2,5	9	+19	+2	+12	+8	+13
Cisaillement discontinu Taylor	1.	0	12	16,7	2,5	6	-	-1	-2	0	0
	2.	4	30,6	6	2	6	0	-1	-2	0	0
	3.	15,2	10	8	2	4	0	-1	-2	0	0
Cisaillement discontinu Autocohérent	1.	4	16,2	12	4	4	+2	-5	+2	-4	-2
	2.	8	22,4	4	5	10	+3	-3	+2	0	0
	3.	16	12	0	5	10	+1	0	-	0	-1
Lignes d'écoulement Taylor	1.	3	12	19,2	3	5	+4	0	0	0	+3
	2.	6	34,1	6	0	5	+11	+4	+4	-	+7
	3.	16,3	12	6	0	5	+10	+5	+5	-	+7
Lignes d'écoulement Autocohérent	1.	5	22,9	16	3	6	+4	-4	+5	0	+3
	2.	10	31,1	7	2	9	+18	+2	+10	+5	+9
	3.	12	12	0	4	11	+15	+6	-	+7	+9

Tableau 4. 1 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées de cuivre I, par la méthode de simulations en continu.

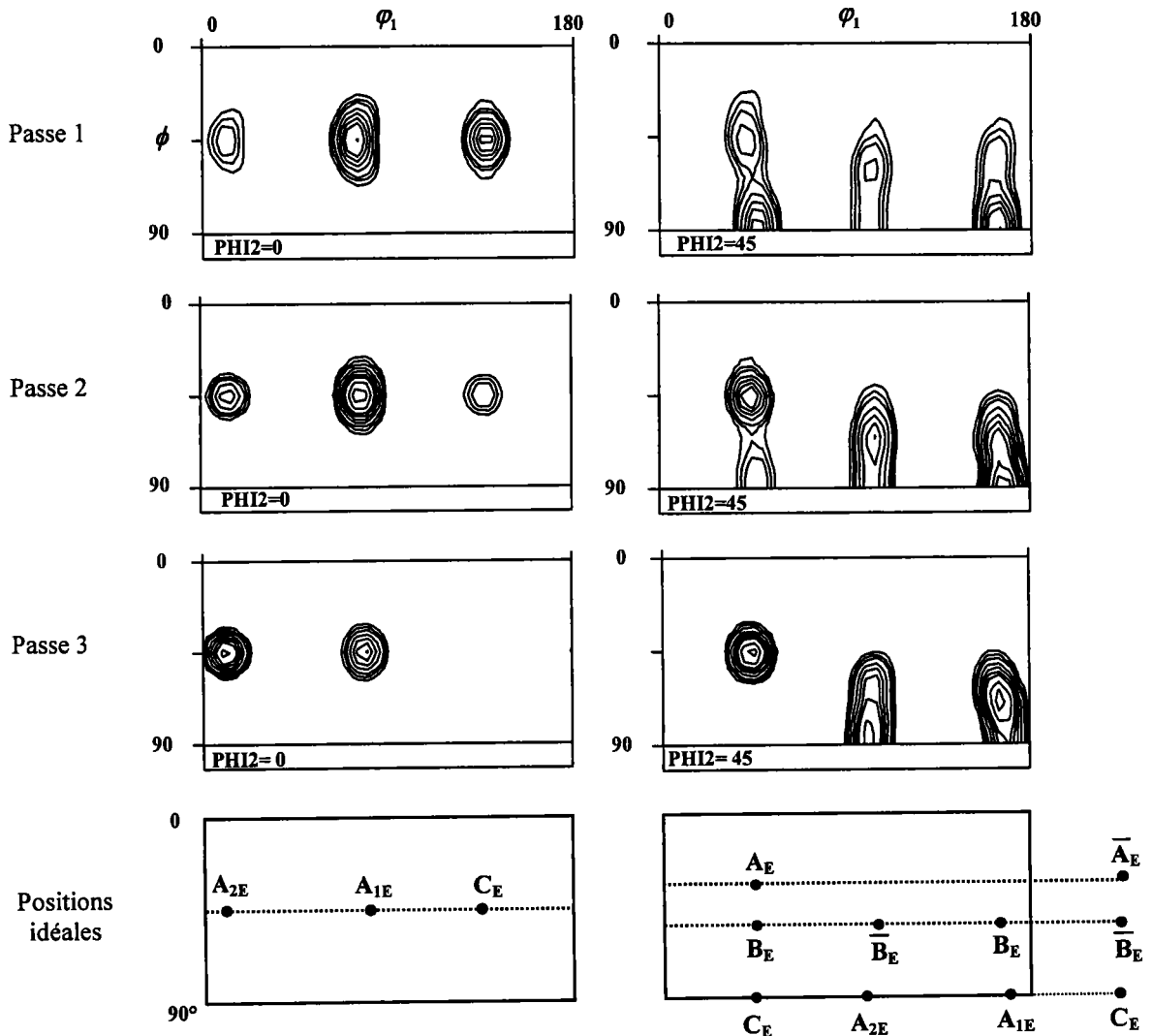


Fig. 4. 2-2 : Textures de cuivre I obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Les résultats obtenus avec le code autocohérent sont meilleurs que ceux simulés avec Taylor (Fig. 4.2-2). Une amélioration importante est notable au niveau de la composante  $A_{2E}$  qui est présente dès la fin de la première passe. Le tableau 4.1 montre que la comparaison entre les positions des composantes des textures simulées et les expériences est correcte pour la première passe. Par la suite, ce n'est plus vérifié. Comme pour le cas du modèle de Taylor,  $A_{2E}$  est trop forte dans la troisième passe. Précédemment, des simulations réalisées avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu (Agnew [1999], Agnew *et al.* [1998]) ont donné de bons résultats lors de comparaisons avec des textures expérimentales. Ces travaux ont seulement été appliqués pour un cisaillement simple  $\gamma=2$ . Ensuite les textures obtenues ont été tournées de  $45^\circ$  afin d'être exprimées dans le système de référence des mesures. Si on adopte cette technique, on obtient la texture pour le premier passage de la figure 4.2-3.

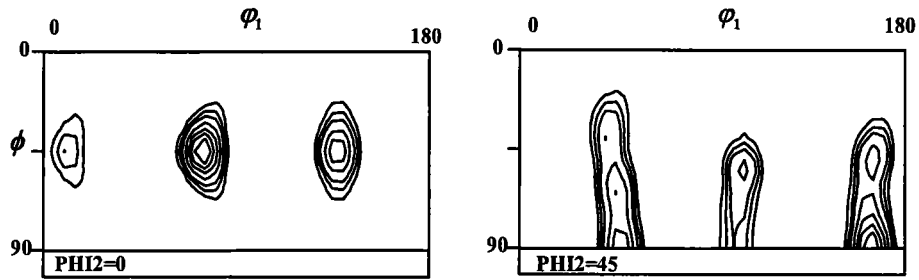


Fig. 4. 2-3 : ODF des textures de la première passe en ECAE simulées pour le code autocohérent avec l'approche de cisaillement discontinu et obtenue en deux étapes : premièrement, un cisaillement de déformation  $\gamma=2$  a été appliqué dans le système de référence  $x'y'z'$ , puis une rotation des textures de  $45^\circ$  autour de l'axe  $z'$  a été effectuée (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Les textures obtenues de la manière décrite précédemment devraient être identiques à celles simulées en utilisant le gradient de vitesse dans le système de référence de l'échantillon. La figure 4.2-3 nous prouve que ce n'est pas le cas ; il y a quelques différences mineures entre ces textures. Ceci provient des effets provoqués par l'évolution de la forme de grain, inhérente à la modélisation autocohérente. Dans le second cas, le grain de plus en plus elliptique interagit avec la matrice du champ de vitesse en cisaillement simple. Tandis que dans le second, le grain elliptique est soumis au cisaillement pur puis est tourné grâce à la rotation rigide lors de chaque incrément de déformation plastique. Ainsi, lors de l'emploi du code autocohérent, la simulation doit être effectuée dans le système de référence de l'échantillon (en utilisant l'équation (2.9)) afin d'exprimer correctement les effets de forme sur le grain.

#### b) Simulation par le modèle de lignes d'écoulement

Les textures obtenues avec le code de Taylor sont présentées sur la figure 4.2-4. En comparant les intensités des composantes simulées à celles des expériences (tableau 4.1), il apparaît une très bonne concordance pour la première passe. En même temps, les décalages avec les positions idéales n'excèdent pas  $5^\circ$ . La comparaison pour la seconde passe est nettement moins satisfaisante. En effet, la composante  $A_E$  est absente et les positions de composantes  $C_E$  et  $A_{2E}$  varient de  $10^\circ$  par rapport aux textures expérimentales. La situation empire dans la troisième passe où  $A_{2E}$  devient excessivement fort.

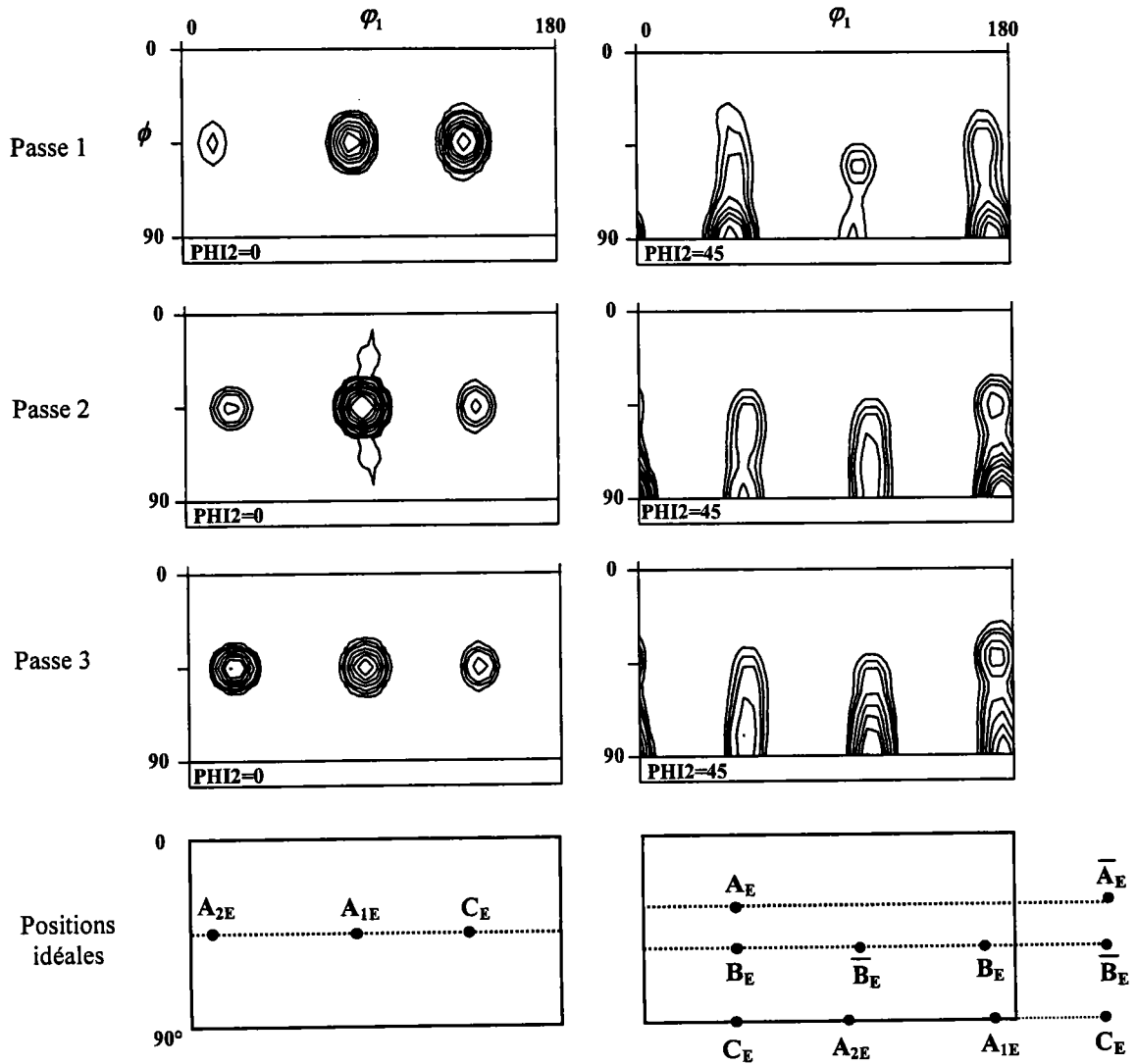


Fig. 4. 2-4 : Textures de cuivre I obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Les résultats obtenus avec le code autocohérent sont présentés dans la figure 4.2-5. En observant les intensités des composantes simulées (tableau 4.1), on peut remarquer, pour la première passe, que  $C_E$  est plus fort que  $A_{1E}$ . C'est justement le contraire pour les textures expérimentales. Cette observation n'est pas dramatique car ce sont deux composantes fortes et les bonnes tendances pourraient être obtenues en diminuant l'index de glissement de la sensibilité à la vitesse de déformation (ce résultat n'est pas présenté dans ce travail). Dans la passe 2, les intensités sont relativement bien reproduites, la texture simulée est légèrement plus forte. Dans la troisième passe, comme pour le cas d'étude avec Taylor, la composante  $A_{2E}$  est trop forte. Une amélioration importante des textures avec le code autocohérent permet une meilleure prévision des positions des composantes idéales. Pour toutes les passes, ces composantes sont reproduites avec au plus  $4^\circ$  de décalage par rapport aux expériences (excepté pour  $B_E$  et  $\bar{B}_E$  en première passe, où les différences sont légèrement plus grandes).



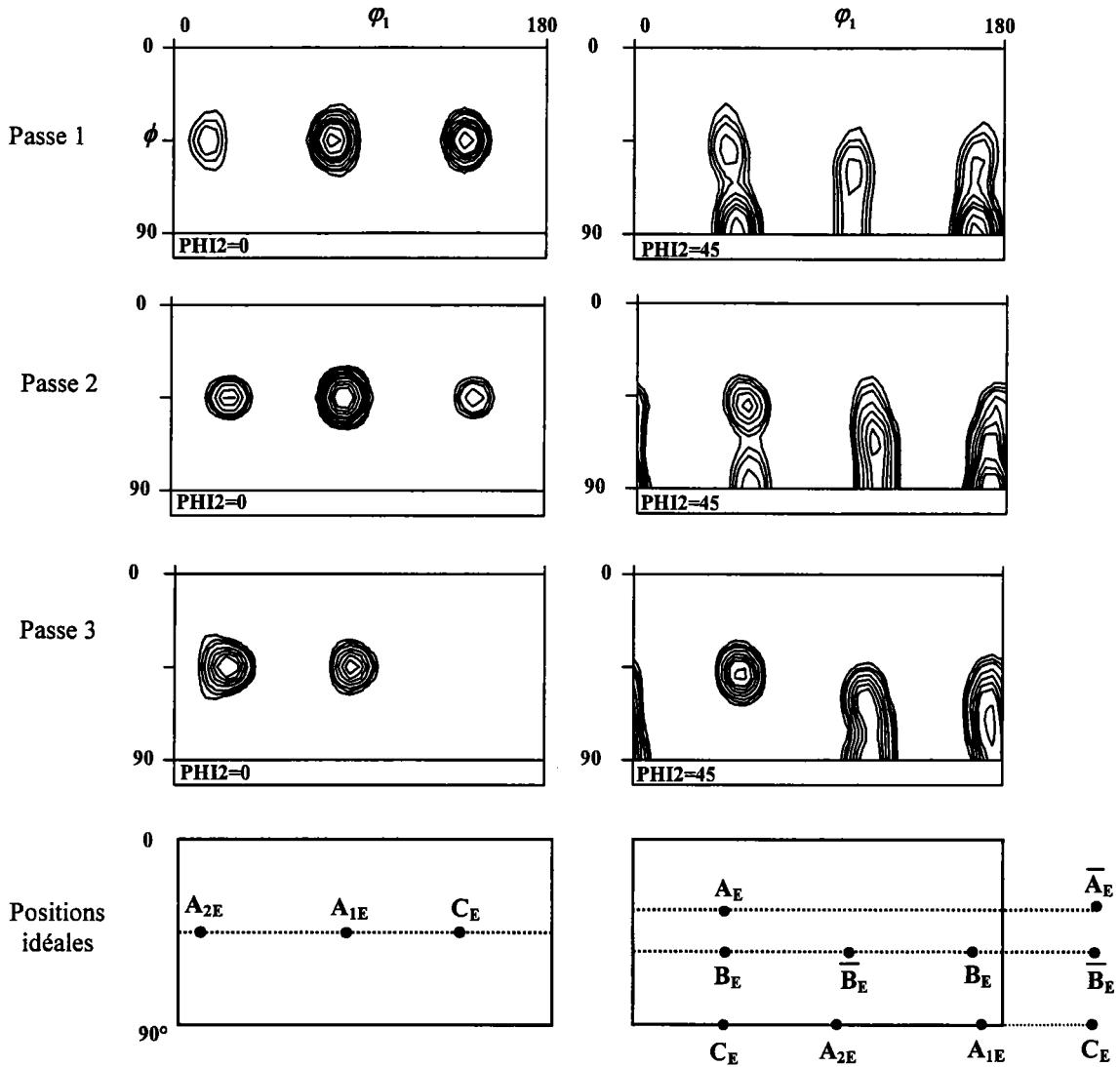


Fig. 4. 2-5 : Textures de cuivre I obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

#### 4.2.1.2. Discussion sur l'évolution des textures pour le cuivre I

Toutes les simulations présentées prévoient une composante  $A_{2E}$  trop forte dans la troisième passe. La modélisation est donc moins performante après deux passages. Néanmoins, cette déviation ne concerne que  $A_{2E}$  qui représente environ 10% du volume total de la texture (estimation basée sur des textures expérimentales de cisaillement simple (Tóth *et al.* [1992])). Après trois passes, pour une déformation équivalente de 6, les prévisions de textures sont précises à 90% environ. De ce fait, ces déviations pourraient être attribuées aux difficultés de reproduire le développement des textures pour de grandes déformations. Il est probable que le modèle autocohérent anisotrope (Molinari [2002]) donnerait de meilleurs résultats.

Une autre raison des différences entre simulations et expériences au niveau de la troisième passe pourrait être le procédé d'affinement du grain, qui n'est pas inclus dans les modèles. En raison de la fragmentation des grains en ECAE, des sous grains se développent avec l'augmentation des désorientations en fonction du nombre de passes. Ce procédé mène à des déviations croissantes entre la véritable orientation du grain et celle modélisée. Un moyen de vérifier cette hypothèse est de faire les simulations pour chaque passe à partir des textures expérimentales. Ces dernières sont discrétisées et utilisées pour un seul passage lors de la modélisation. Les textures ainsi obtenues sont alors comparées aux expériences et aux textures déjà modélisées avec la « simulations en continu ». On appelle donc cette nouvelle technique : la simulation par textures corrigées.

#### 4.2.1.3. Simulations par textures corrigées

Cette méthode a été utilisée pour pouvoir modéliser la texture aux grandes déformations. En effet, la texture expérimentale de la première passe sert pour la seconde simulation et la texture expérimentale de la deuxième passe permet d'obtenir la troisième. Ces résultats sont présentés par les figures 4.2-6 et 4.2-7 pour l'approche de cisaillement discontinu et les figures 4.2-8 et 4.2-9 pour la modélisation de lignes d'écoulement. Les mesures quantitatives des composantes principales sont synthétisées dans le tableau 4.2. Les textures cristallographiques sont présentées pour  $\varphi_1$  de 0 à 360° pour plus d'homogénéité et pour une meilleure comparaison avec les textures expérimentales.

En général, pour toutes les simulations, aucun changement significatif n'est notable lors de la seconde passe. Les intensités sont légèrement plus proches en valeur de celles des essais mais les positions restent semblables à celles de la « simulation en continue ». Les intensités relatives sont reproduites de manière quasiment similaire dans les deux types de simulations pour la seconde passe et d'une manière satisfaisante, légèrement plus forte que pour les expériences.  $A_{1E}$  est toujours la composante la plus forte. Par contre, la composante  $A_{2E}$  n'apparaît pas dans les deux textures correspondantes au code de Taylor.

Cependant, dans la troisième passe, une amélioration importante de la texture simulée est constatée. La composante  $A_{2E}$  est maintenant correctement reproduite et les décalages des composantes principales ainsi que leurs intensités sont en meilleur accord avec les expériences. L'approche de lignes de courant appliquée au modèle autocohérent produit la texture la plus proche des essais (tableau 4.2).

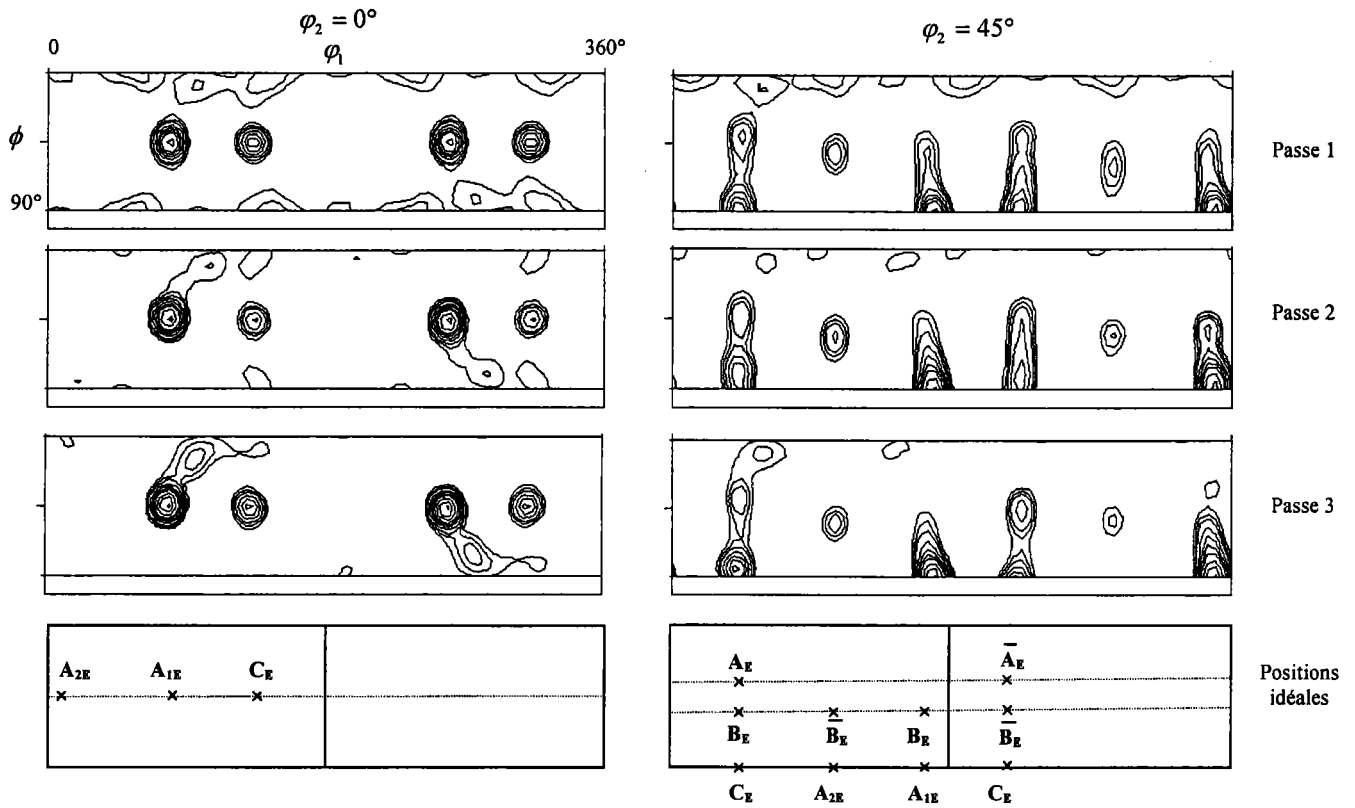


Fig. 4. 2-6 : Textures de cuivre I obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

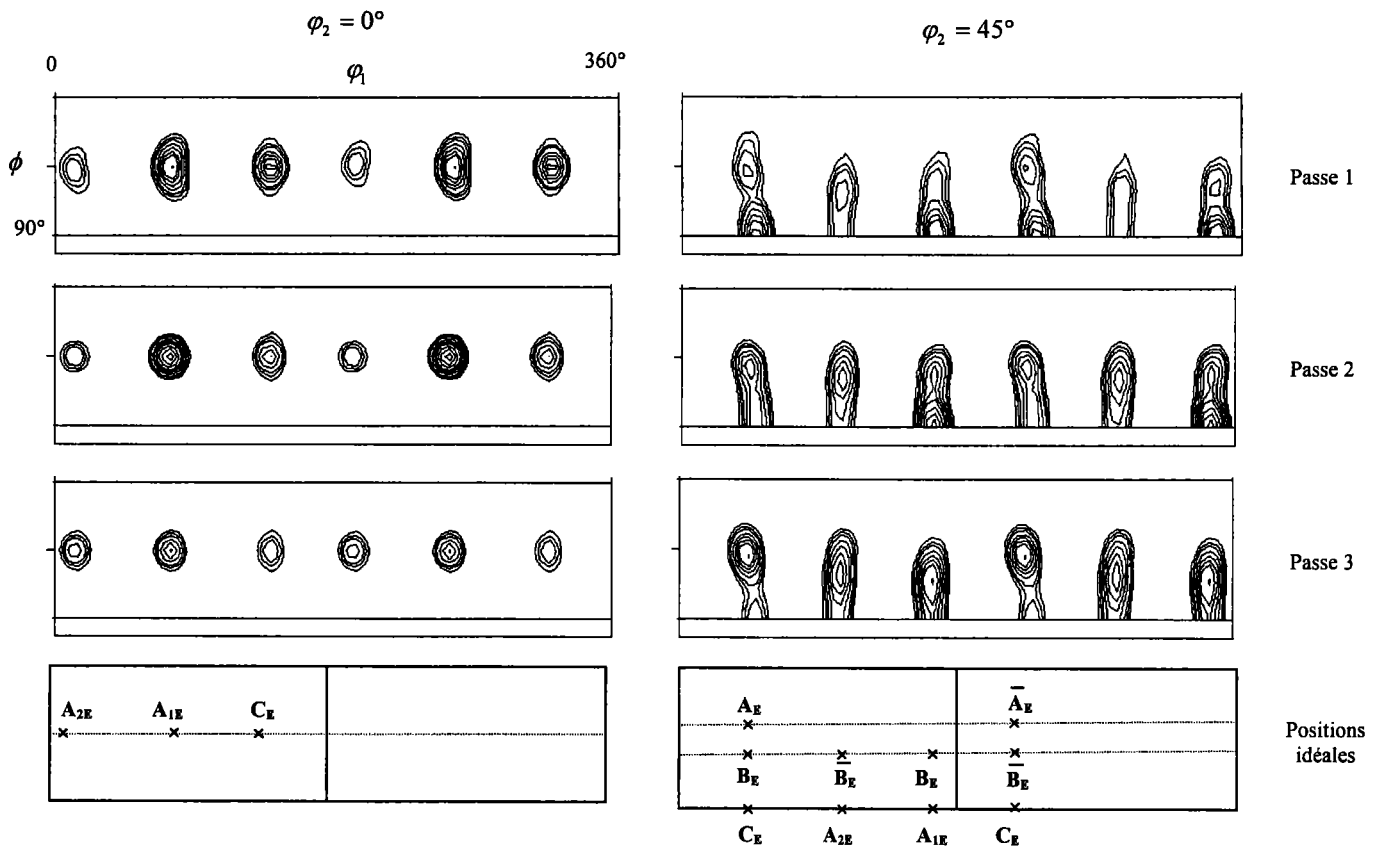


Fig. 4. 2-7 : Textures de cuivre I obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

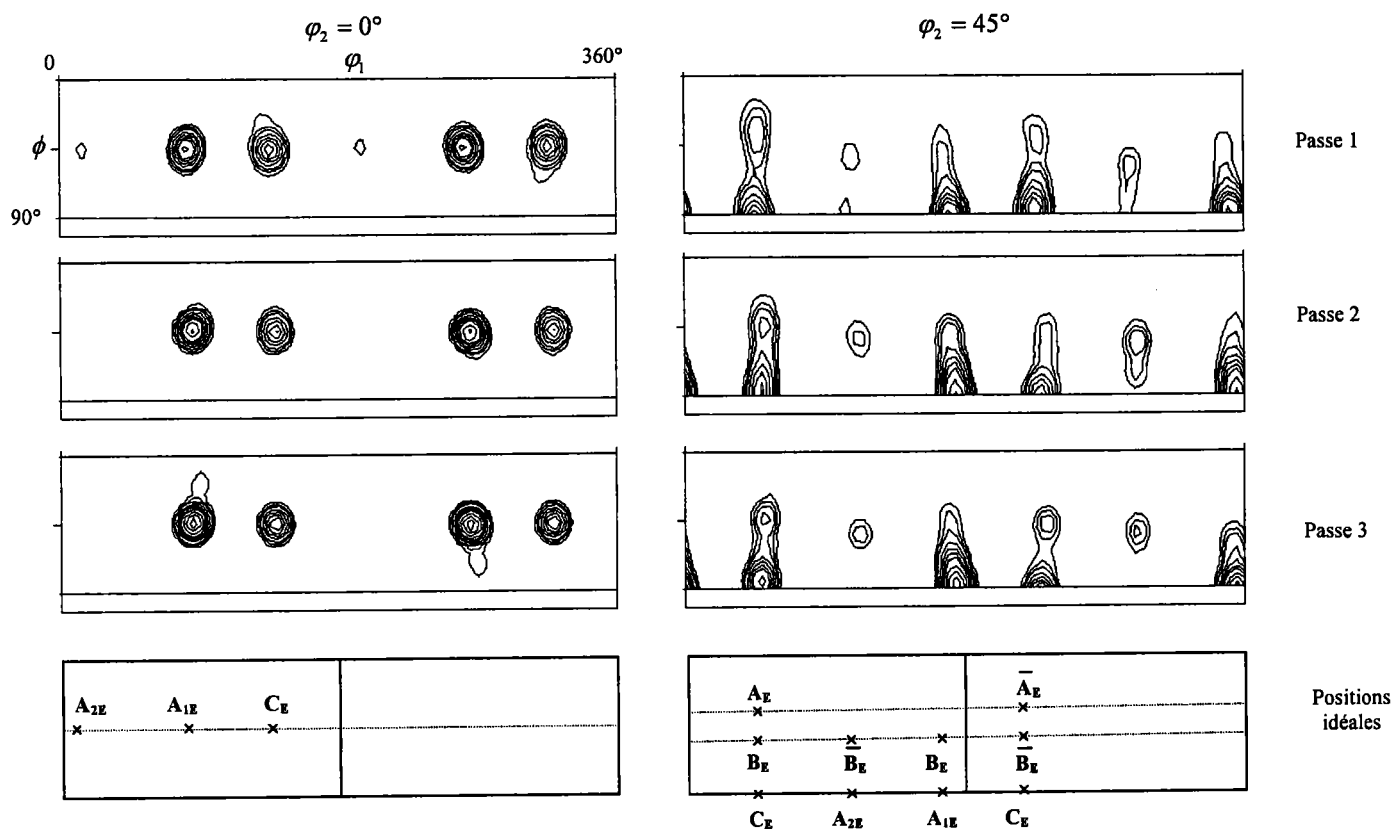


Fig. 4. 2-8 : Textures de cuivre I obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

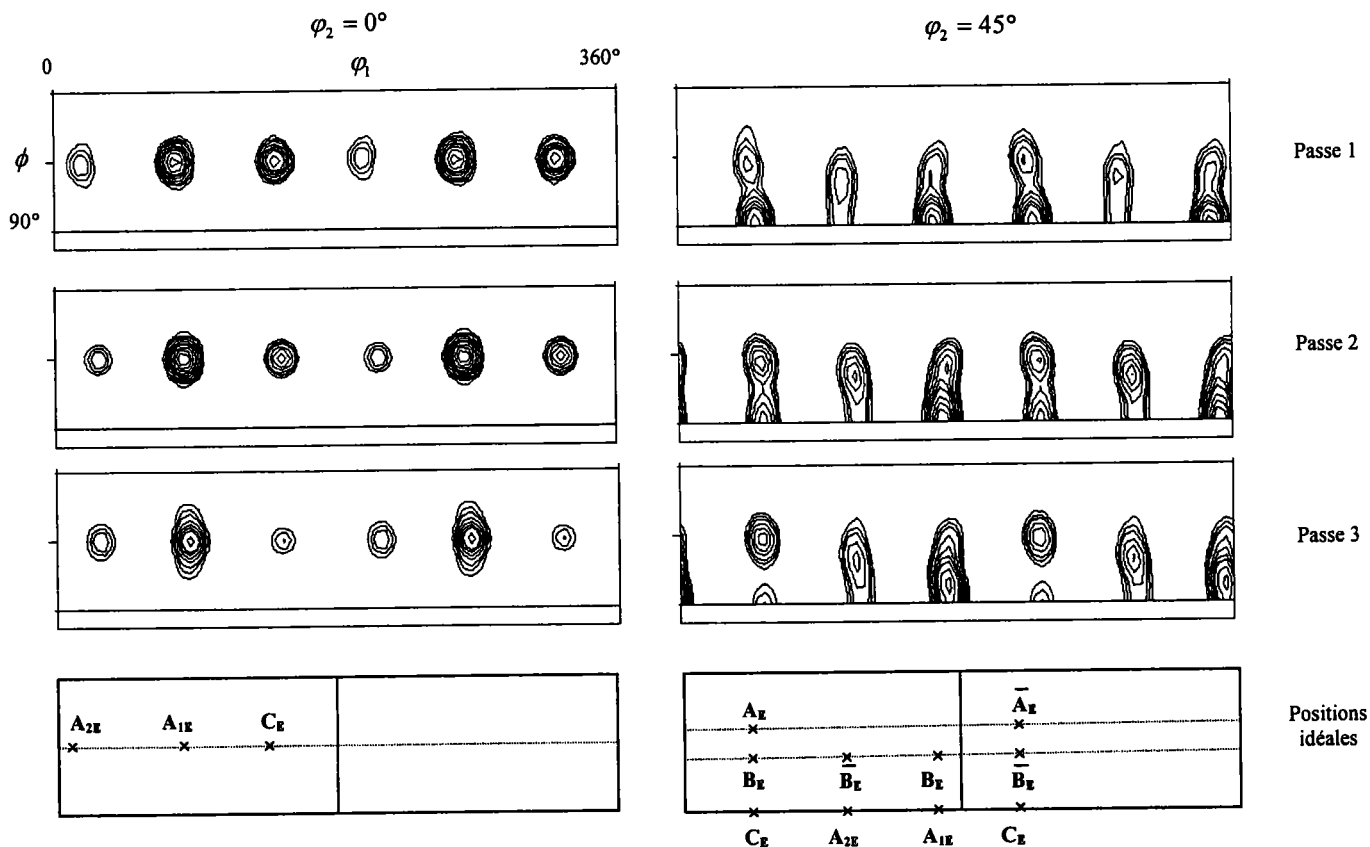


Fig. 4. 2-9 : Textures de cuivre I obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

		A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	A <sub>E</sub> / $\overline{A}_E$	B <sub>E</sub> / $\overline{B}_E$	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	A <sub>E</sub> / $\overline{A}_E$	B <sub>E</sub> / $\overline{B}_E$
passe		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
<b>Expériences ECAE</b>	1.	4	12	13,9	7	7	+6	-5	+1	0	-2
	2.	4	19	4	6	12	+20	+6	+14	+9	+12
	3.	3	13,7	2	2,5	9	+19	+2	+12	+8	+13
<b>Cisaillement discontinu Taylor</b>	1.	0	12	16,7	2,5	6	-	-1	-2	0	0
	2.	0	20	8	4	4	-	0	0	0	-1
	3.	0	24	10	4	3	-	0	-3	-2	0
<b>Cisaillement discontinu Autocohérent</b>	1.	4	16,2	12	4	4	+2	-5	+2	-4	-2
	2.	5	26,9	10	3	10	+3	-6	+5	-1	0
	3.	6	10	5	6	12	+4	-5	+5	-2	0
<b>Lignes d'écoulement Taylor</b>	1.	3	12	19,2	3	5	+4	0	0	0	+3
	2.	0	20,8	12	4	5	-	+5	+6	+4	+2
	3.	0	27,4	12	4	4	-	+4	+5	+6	+5
<b>Lignes d'écoulement Autocohérent</b>	1.	5	22,9	16	3	6	+4	-4	+5	0	+3
	2.	4	29,2	10	3	9	+17	+2	+9	+5	+7
	3.	5	16	4	3,5	7	+17	+5	+9	+8	+10

Tableau 4. 2 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées de cuivre I par la méthode des textures corrigées.

La conclusion importante, extraite de ces résultats, indique que le procédé de raffinement des grains en ECAE ne change pas la texture de manière significative pendant les deux premières passes mais est tout à fait notable à partir de la troisième passe.

#### 4.2.1.4. Etude du gradient de texture

Une deuxième étude a été menée à partir du cuivre I. Elle consiste à analyser l'évolution de la texture par rapport à différents relevés de positions dans un même échantillon (présentés sur la figure 4.2-10). Afin de pouvoir établir une comparaison, nous avons simulé des textures, suivant la route A, avec le modèle de lignes d'écoulement intégré dans le code autocohérent. La méthode des simulations à partir des textures corrigées a été utilisée. L'étude, axée en majeure partie sur la composante  $A_{IE}$ , va permettre des comparaisons.

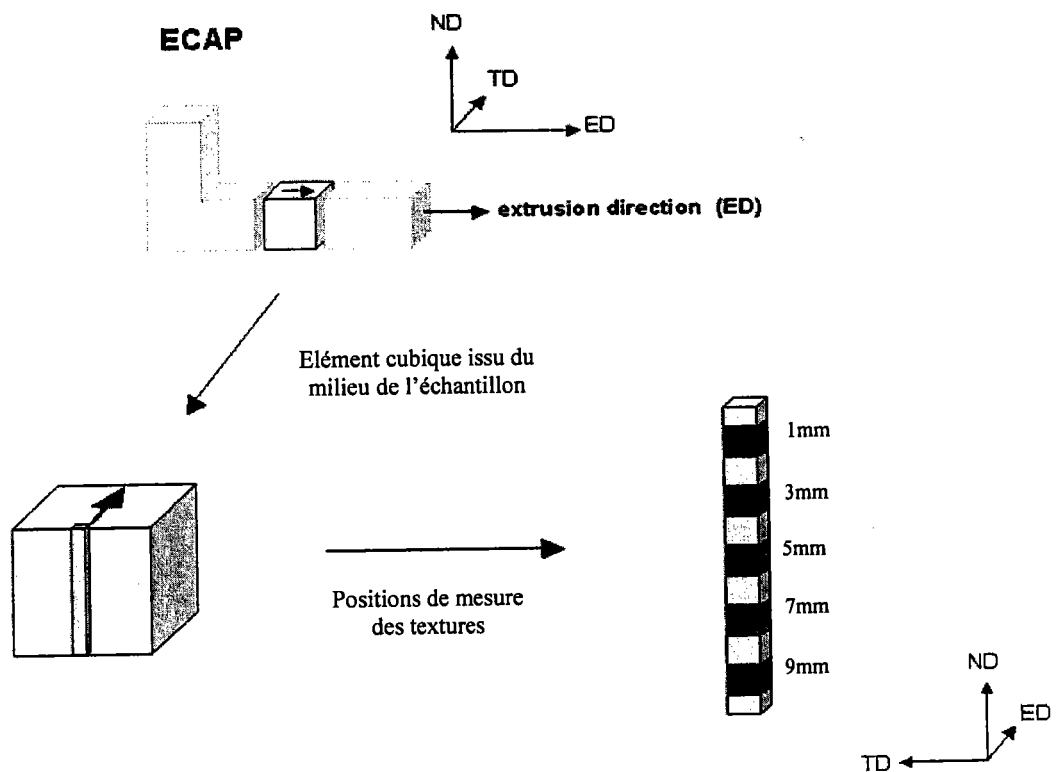
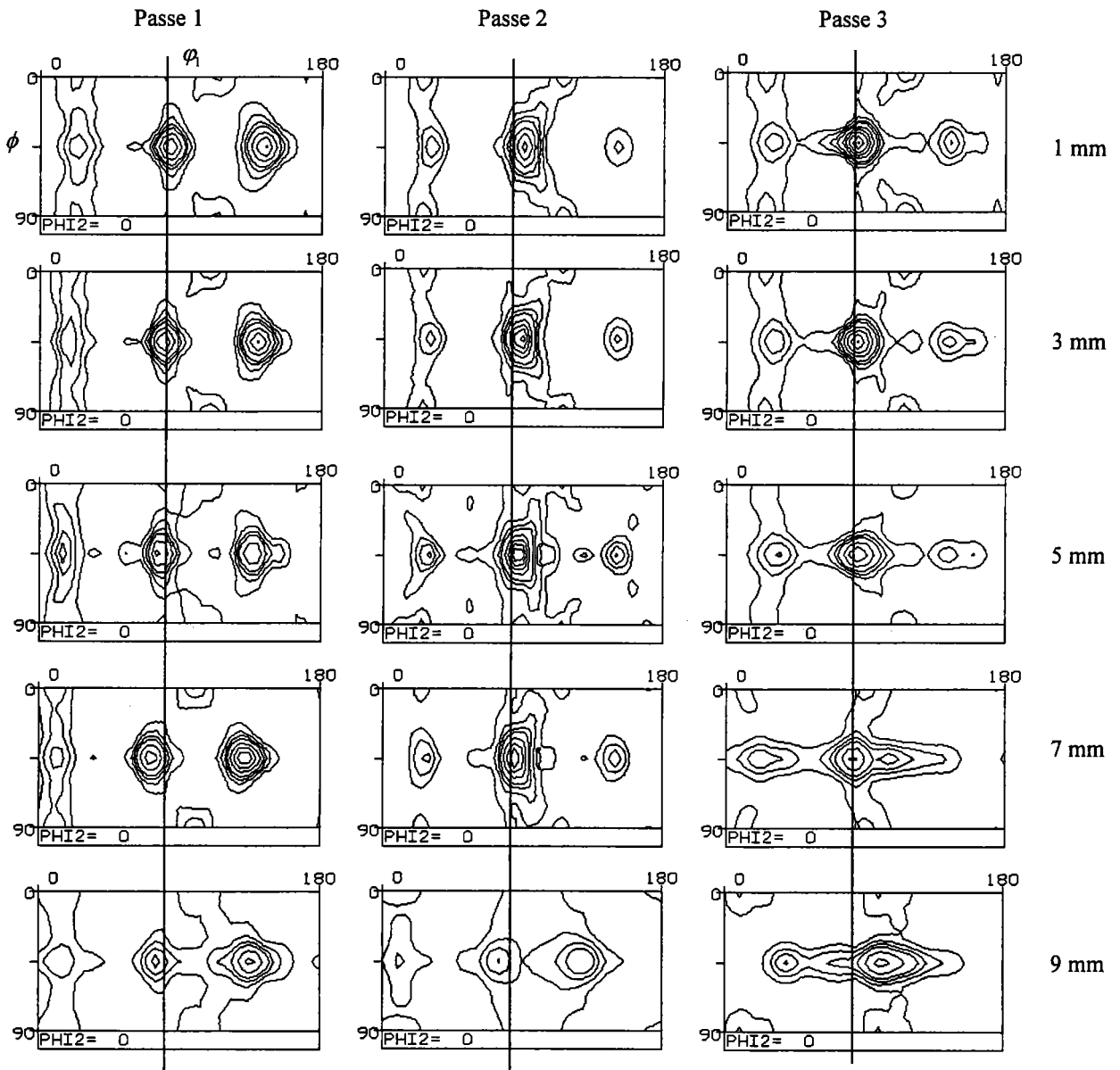


Fig. 4. 2-10 : Mesures expérimentales.

##### a) Textures expérimentales

Les échantillons ont été extrudés jusqu'à trois passes suivant la route A dans un dispositif à  $90^\circ$ . Les textures expérimentales de la figure 4.2-11 ont été obtenues par l'équipe du professeur Skrotzki de l'Institut fuer Strukturphysik de Dresden. Les textures expérimentales, présentées dans ce paragraphe, ont été mesurées par EBSD. Celles pour la position 5mm correspondent aux textures mesurées par rayons X et présentées au chapitre III.



**Fig. 4. 2-11a :** Textures expérimentales de cuivre I obtenues pour différentes positions dans l'échantillon avec  $\phi_2=0$  (la ligne verticale correspond à la position idéale de la composante  $A_{IE}$ ).

Dans la première passe, indépendamment de légères rotations, les textures sont très semblables jusqu'à la position 7mm, ce qui correspond à 70% du volume de l'échantillon testé. Le décalage de  $A_{IE}$  par rapport à sa position idéale est à noter : de quelques degrés dans le sens positif pour les positions 1mm et 3mm, il est négatif et un peu plus important pour les suivantes. La constatation d'un changement de signe, par rapport à la position idéale, le long de la pièce permet de souligner la dépendance en fonction du positionnement dans l'échantillon. Près du bord de la pièce extrudée (à 9mm), la texture cristallographique est différente. Elle est affectée par le frottement sur la paroi du fond du dispositif. Quant aux intensités des textures, elles varient également avec la position dans l'échantillon ; les régions prises en haut de l'élément de matière sont légèrement plus fortes que celles du bas.

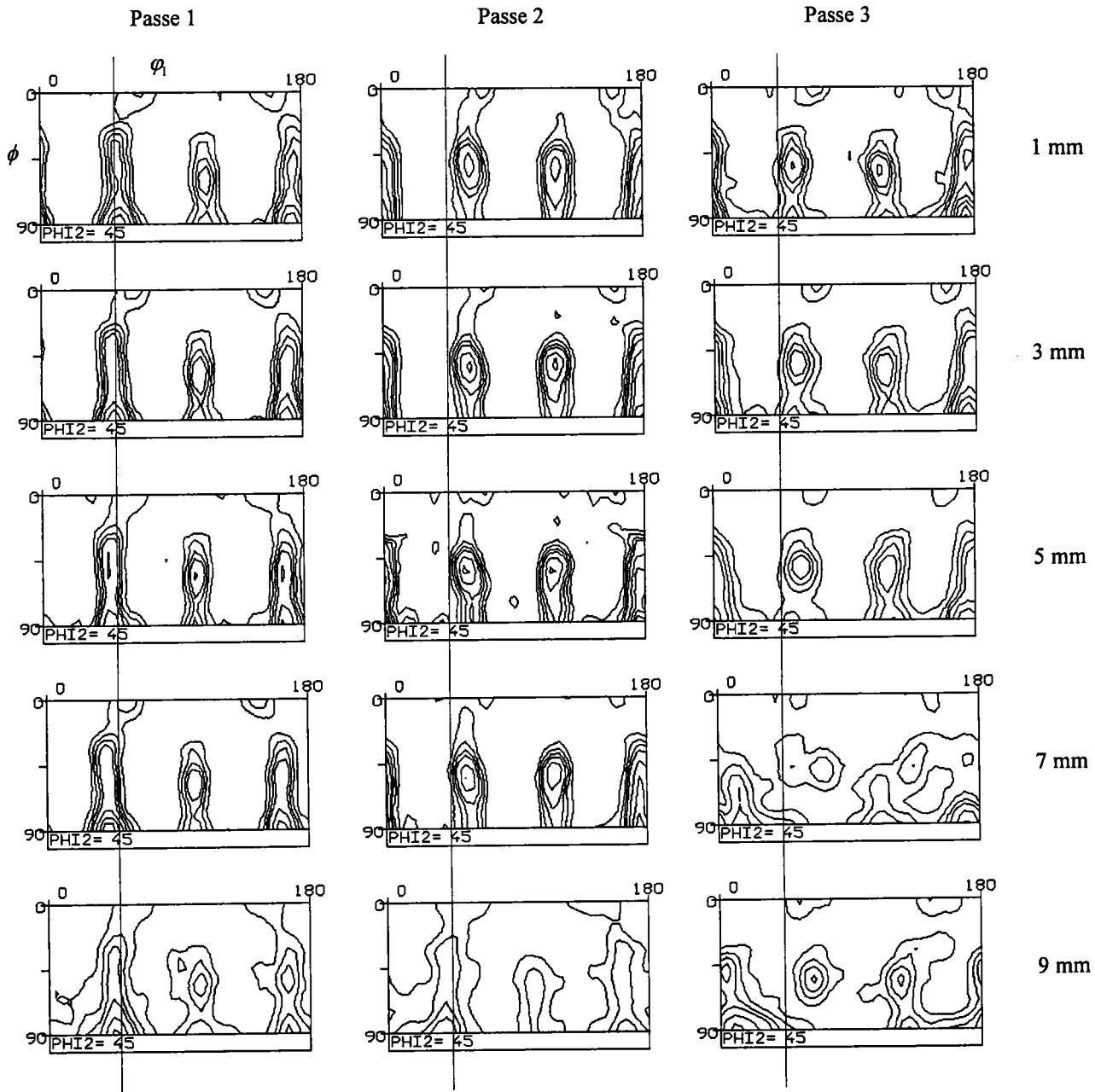


Fig. 4. 2-11b : Textures expérimentales de cuivre I obtenues pour différentes positions dans l'échantillon avec  $\varphi_2=45$  (la ligne verticale correspond à la position idéale de la composante  $A_{IE}$ ).

Dans la seconde passe, la texture semble être plus homogène dans la zone supérieure de l'échantillon. Ceci est dû en partie à la rotation des composantes par rapport aux positions idéales. Ces décalages semblent être à peu près fixes, indépendamment de la position. Le décalage de la composante  $A_{IE}$  est toujours positif (sauf pour 9mm) contrairement à la première passe. La texture pour 9mm, sensible au frottement sur la paroi de la matrice, est différente du passage précédent. Elle s'est affaiblie en intensité et la composante  $C_E$  s'approche de  $A_{IE}$  pour former une fibre (cette tendance apparaissait déjà dans la première passe).



Pour la troisième passe, la partie supérieure est moins homogène. La texture semble être affectée par le frottement à partir de la position 7mm. Pour 9mm, l'intensité maximale se situe entre les composantes  $C_E$  et  $A_{IE}$ . Pour toutes les positions, les décalages sont toujours positifs par rapport aux composantes idéales. Le changement notable de cette passe est la diminution de l'intensité le long de l'échantillon.

### b) Textures simulées

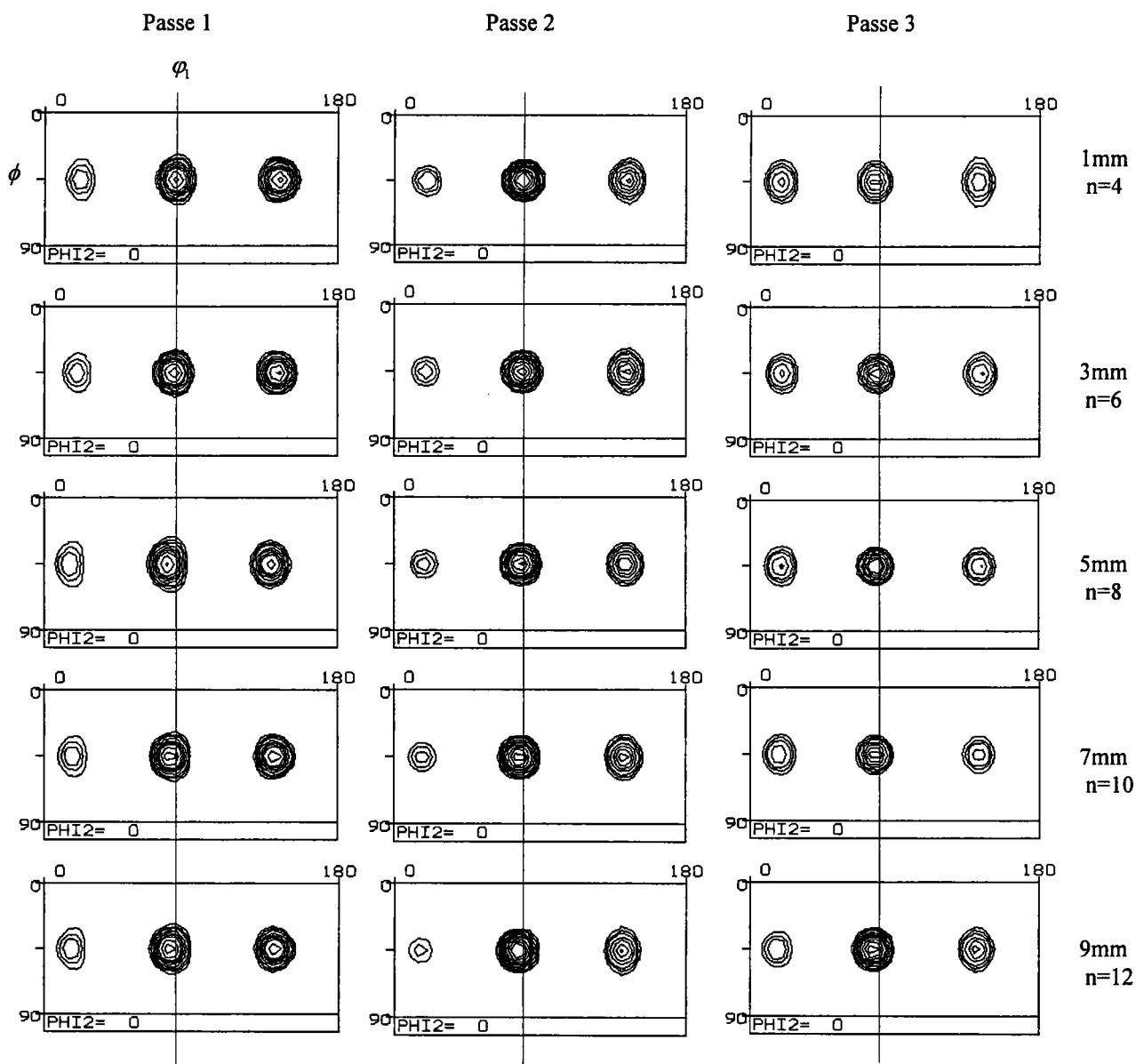


Fig. 4. 2-12a : Textures de cuivre I obtenues pour différentes positions dans l'échantillon avec  $\phi_2=0$  (la ligne verticale correspond à la position idéale de la composante  $A_{IE}$ ).

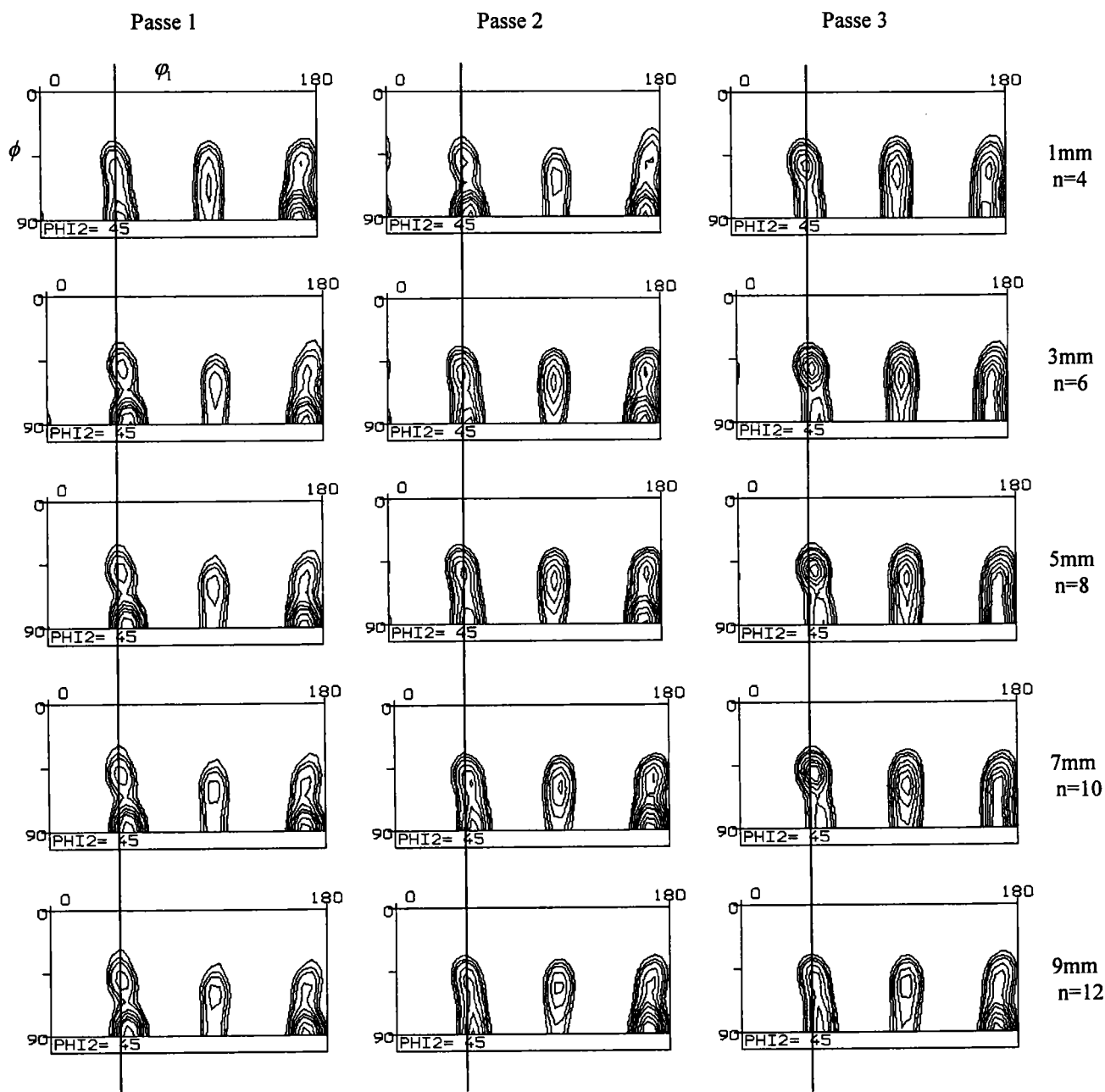


Fig. 4. 2-12b : Textures de cuivre I obtenues pour différentes positions dans l'échantillon avec  $\phi_2=45$  (la ligne verticale correspond à la position idéale de la composante  $A_{IE}$ ).

Pour les trois passages, les intensités sont correctement retranscrites (sauf pour 9mm) pour les différentes composantes, avec tout de même des valeurs plus fortes (Fig. 4.2-12). Dans la position 9mm, l'effet du frottement constaté dans les essais n'est pas traduit par les simulations. Pour celles-ci, les textures sont beaucoup plus homogènes que celles des expériences. La variation des intensités est moins importante. La composante  $A_{IE}$  est la plus marquée et va permettre l'étude des décalages et la comparaison par rapport aux textures expérimentales.

Dans la première passe, il n'y a pas de décalage pour 1mm. Plus on descend le long de la pièce extrudée, plus le décalage négatif devient important. Cette tendance est similaire à celle des expériences. Pour les deuxième et troisième passes, le sens du décalage en fonction du positionnement le long de l'échantillon est le même que dans les essais. Mais la position de  $A_{IE}$  n'est pas identique, cette composante a quelques degrés de moins et présente donc une rotation négative par rapport à la composante idéale, contrairement aux expériences.

Le paramètre  $n$  a été ajusté pour que les simulations soient les plus proches possibles des expériences sur le critère des rotations (Fig. 4.2-13).

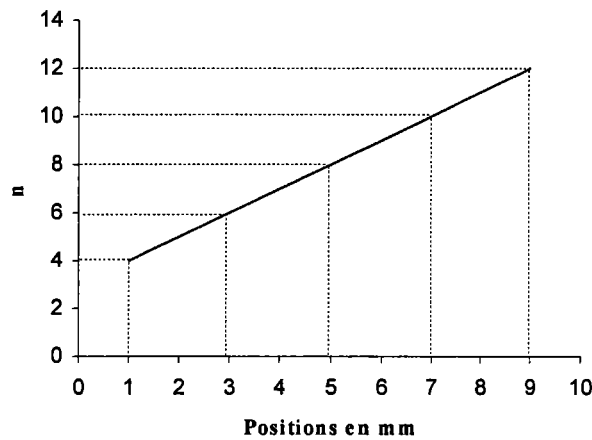


Fig. 4. 2-13 :  $n$  en fonction de la position de la ligne d'écoulement.

### c) Discussion

Afin d'interpréter les variations pour les textures en fonction de  $y$ , il faut considérer les différences entre les lignes d'écoulement (Figure 4.2-14). En admettant une épaisseur constante de la zone de déformation plastique autour du plan à  $45^\circ$ , les formes des lignes de courant ne sont pas les mêmes. Elles dépendent de la coordonnée  $y$ . Les lignes d'écoulement proches de la partie supérieure sont relativement plus arrondies. Il en découle, d'après l'approche de lignes d'écoulement décrite au chapitre II, que la déformation plastique augmente lorsque  $y$  diminue. En effet, la déformation plastique totale accumulée (formule (2.19)) dépend de la valeur du paramètre  $n$ . La plus petite valeur de  $n$  ( $n=2$ ) est théoriquement prévue pour  $y=d$  où  $d$  est l'épaisseur de l'échantillon. La plus grande est associée à  $n=\infty$  qui devrait correspondre à  $y=0$  (en négligeant les frottements). Cette augmentation est néanmoins limitée puisque la déformation équivalente au sens de von Mises vaut 0,907 pour  $n=2$  et 1,15

pour  $n=\infty$ . L'effet est donc relatif par rapport aux textures puisque cette variation correspond au maximum à 25% de la déformation totale en fonction de la ligne d'écoulement utilisée (c'est à dire suivant le paramètre  $n$  choisi).

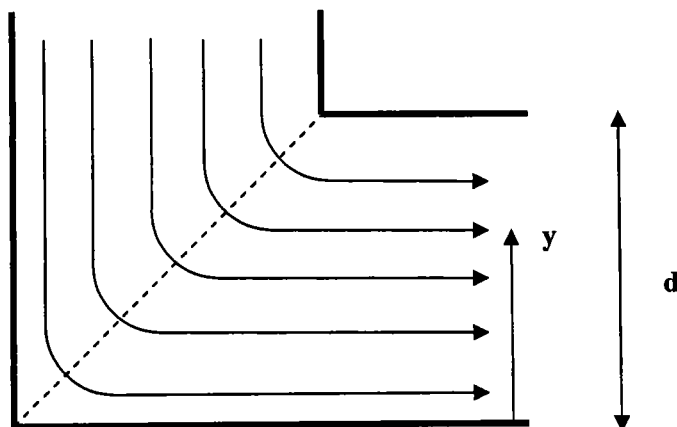


Fig. 4. 2-14 : Diagramme des lignes d'écoulement dans la matrice.

Il y a cependant un autre effet lié aux formes des lignes de courant qui mène à différentes rotations de la texture en fonction de la valeur de  $n$ . En effet, lorsque  $n$  diminue, le décalage augmente vers la droite sur les ODF pour  $\varphi_2$  constant. L'ajustement du paramètre  $n$  pour les simulations est en accord avec cette constatation.

Les différences de forme des lignes d'écoulement induisent des différences pour l'érouissage. Bien que la variation de la déformation entre les régions supérieure et inférieure de l'échantillon soit de 25% au maximum, cela peut créer des différences significatives pour la contrainte d'écoulement du matériau quand le taux d'érouissage est important.

L'effet du frottement est complètement négligé pour les simulations, ce qui se traduit dans la comparaison de la position 9mm des expériences. Les calculs par éléments finis de Suh *et al.* [2001] (Fig 4.2-15) montrent que l'effet du frottement dépend de l'arrondi de la matrice d'ECAE. Lorsque la matrice est à angle droit, l'effet est minimal. C'est le cas de notre étude ; on peut donc considérer que les frottements se limitent à la couche inférieure de l'échantillon. D'après Suh *et al.* [2001], 10% seulement de la pièce est affecté par le frottement de contact avec le fond de la matrice.

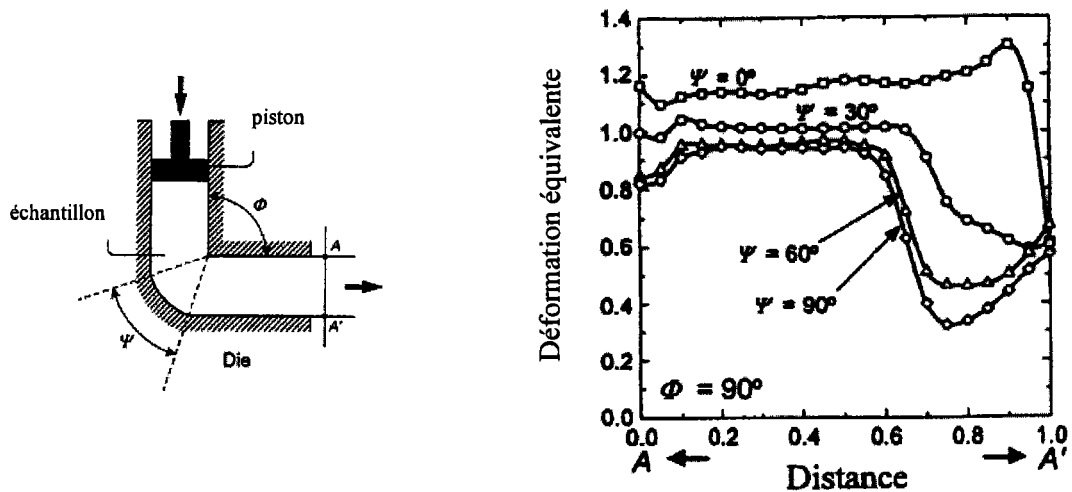


Fig. 4. 2-15 : Déformation équivalente en fonction de la position dans l'échantillon (Suh *et al.* [2001]).

Les textures expérimentales présentent une bonne concordance avec ces données provenant des éléments finis pour les deux premières passes. A partir de la troisième, un autre phénomène doit probablement intervenir, il s'agit peut être de l'érouissage. Une augmentation du durcissement fonctionnerait comme une barrière contre la propagation de la zone affectée par le frottement. Ce raisonnement explique pourquoi la zone touchée par le frottement est ainsi limitée dans la première et la seconde passes. L'érouissage augmentant moins par la suite (la barrière disparaît), il est ainsi probable que le frottement affecte une plus grande partie de la zone inférieure de la pièce. Ce phénomène est peut être l'explication de la constatation relevée pour les textures expérimentales.

## 4.2.2. Cuivre II

### 4.2.2.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu

Pour le cuivre III, seule la méthode des textures corrigées a été utilisée pour les simulations. La figure 4.2-16 présente les textures obtenues avec le code de Taylor pour quatre passes. La tendance observée pour le matériau I est quasiment identique pour le cuivre II lors de la première passe. En effet, la composante  $A_{2E}$  est totalement absente et  $C_E$  est apparemment plus forte que  $A_{1E}$ . La caractéristique supplémentaire est l'apparition de composantes cubes à fortes intensités. Elles sont présentes dans la texture expérimentale de la première passe mais beaucoup plus faiblement. Dans la deuxième passe, le renforcement de  $A_{1E}$  est bien prédit. Par contre, l'affaiblissement de  $C_E$  ne ressort pas des simulations. Pour les passes 3 et 4, la composante  $A_{2E}$  est toujours absente et  $A_{1E}$  se renforce, contrairement à la

tendance présentée pour les essais. Le tableau 4.3 récapitule ces résultats. A propos des décalages par rapport aux positions idéales, toutes les composantes caractéristiques en ECAE ne changent pas d'orientation avec le nombre de passages, contrairement aux textures expérimentales où les rotations varient et sont plus ou moins importantes (tableau 4.3).

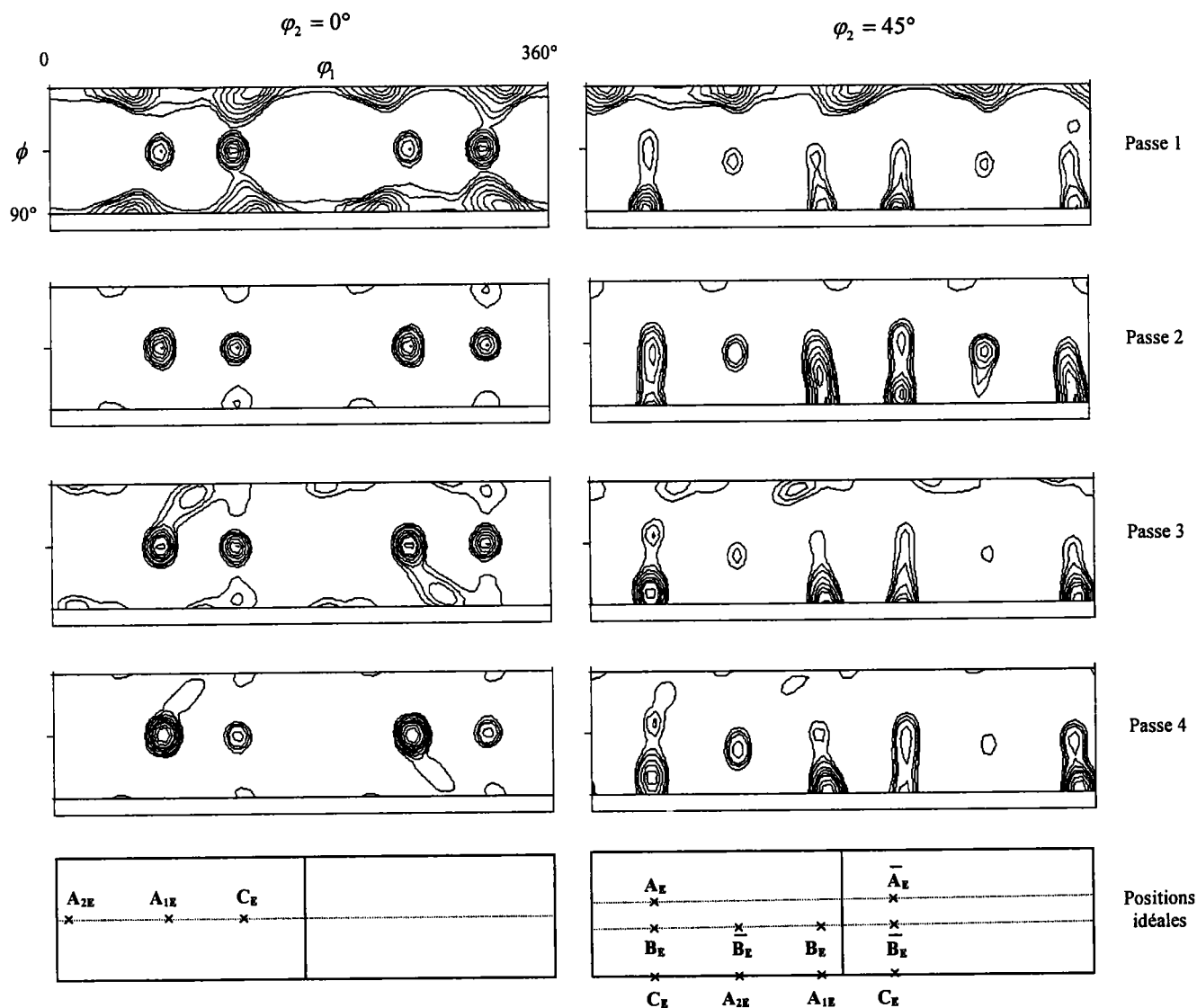


Fig. 4. 2-16 : Textures de cuivre II obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour quatre passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

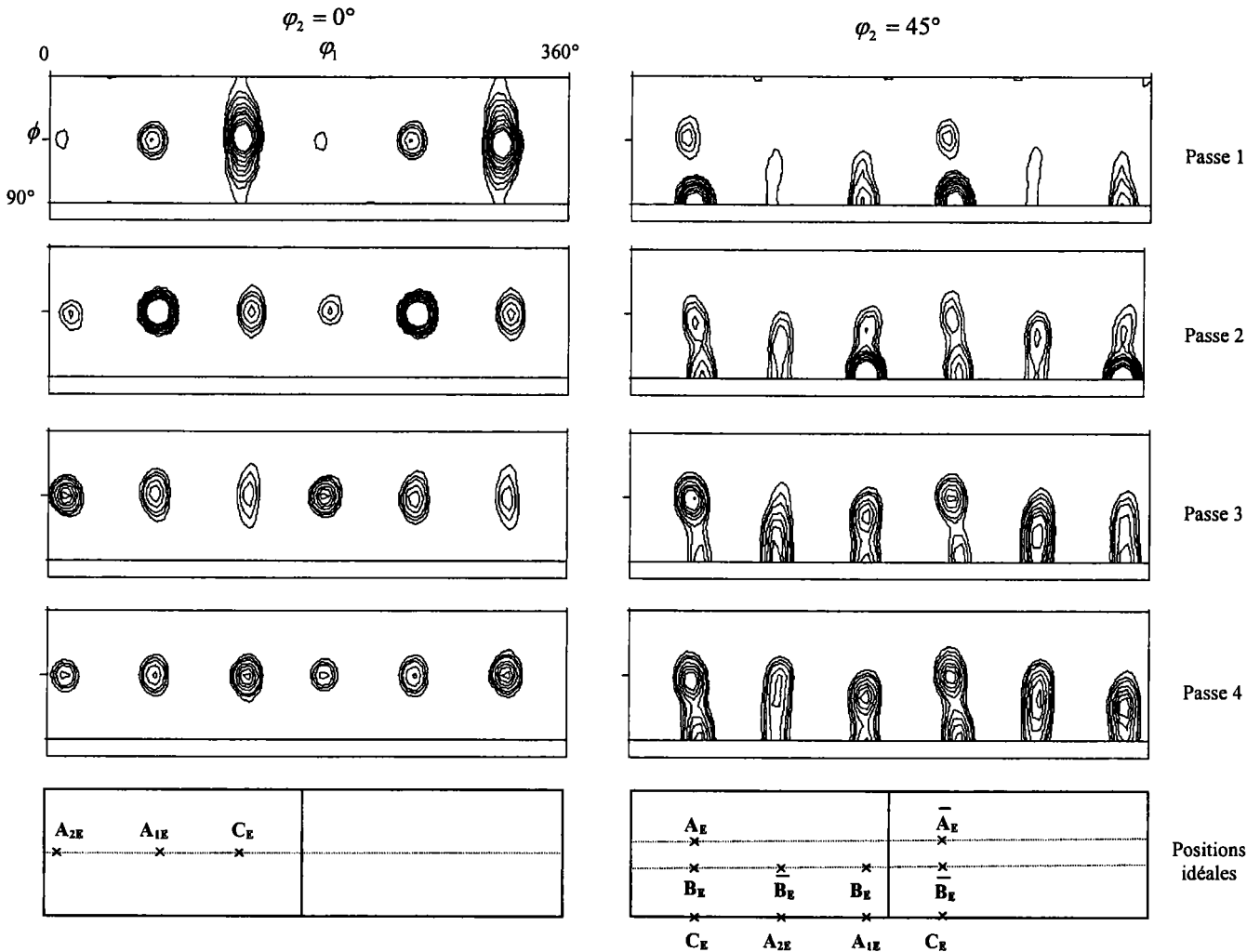


Fig. 4. 2-17 : Textures de cuivre II obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour quatre passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Le modèle autocohérent (Fig. 4.2-17) apporte des améliorations substantielles pour les simulations de textures par rapport à celles du code de Taylor qui viennent d'être analysées :

- les intensités de  $A_{2E}$ ,  $A_{1E}$  et  $C_E$  sont proportionnelles à celles des expériences pour les deux premières passes ;
- le renforcement de l'intensité de  $A_{2E}$  et l'affaiblissement de la composante  $C_E$  sont bien marqués lors de la troisième passe ;
- l'évolution et l'augmentation de  $B_E$  et  $\bar{B}_E$  sont correctes.

Les intensités sont, cependant, plus fortes pour les composantes simulées. Quant aux décalages, la qualité de leurs retranscriptions varie en fonction des passes et des composantes.

		A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	A <sub>E</sub> /A <sub>E</sub>	B <sub>E</sub> /B <sub>E</sub>	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	A <sub>E</sub> /A <sub>E</sub>	B <sub>E</sub> /B <sub>E</sub>
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
passe											
Expériences ECAE	1.	0	4	34	2	3	+5	-5	+4	0	+5
	2.	2	20	3	2	6	+13	0	+8	+7	+8
	3.	8	10	0	3	8	+11	-6	+7	+4	+5
	4.	4	3	2	3	10	+11	0	+5	+5	+4
Cisaillement discontinu Taylor	1.	0	8	12	3	3	-	0	-2	0	0
	2.	0	12	10	4	10	-	-2	-2	0	+2
	3.	0	16	12	4	2	-	-2	-2	0	0
	4.	0	26	6	4	2	-	0	-2	0	0
Cisaillement discontinu Autocohérent	1.	2	8	41	3	3	0	-9	0	-5	-5
	2.	4	56	8	2	6	+5	-5	+5	0	0
	3.	12	8	4	8	10	+2	-6	+5	-2	0
	4.	6	8	12	6	12	+2	-5	+4	-2	0
Lignes d'écoulement Taylor	1.	2	8	20	2	3	+5	0	0	+1	+4
	2.	4	12	10	3	8	+11	+3	+4	+7	+10
	3.	0	20	12	3	3	-	+4	+4	+8	+8
	4.	0	27	10	4	4	-	+5	+5	+8	+9
Lignes d'écoulement Autocohérent	1.	2	10	49	3	3	+4	-5	+1	-2	+1
	2.	3	58	10	3	4	+18	+2	+10	+8	+11
	3.	8	12	4	8	8	+15	+5	+9	+8	+9
	4.	6	10	20	4	12	+13	0	+10	+5	+8

Tableau 4.3 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées de cuivre II.

#### 4.2.2.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement

Pour le cuivre II, avec le code de Taylor, cette approche donne des résultats légèrement meilleurs que le modèle de cisaillement discontinu. Ces derniers peuvent être observés sur la figure 4.2-18. Jusqu'à deux passages, une variation proportionnelle des intensités des composantes peut être remarquée. Cependant, la composante  $A_{2E}$  n'a pu être prédite pour les troisième et quatrième passes. En outre, la prévision d'une composante  $C_E$  forte est en désaccord avec les expériences pour les passes supérieures à la deuxième. L'utilisation du code autocohérent apporte une meilleure concordance avec les textures des



essais (Fig. 4.2-19). Les tendances sont correctement respectées pour les trois premières passes, même si les intensités sont plus fortes. Les décalages sont assez cohérents avec les expériences en particulier pour les composantes  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  (tableau 4.3).

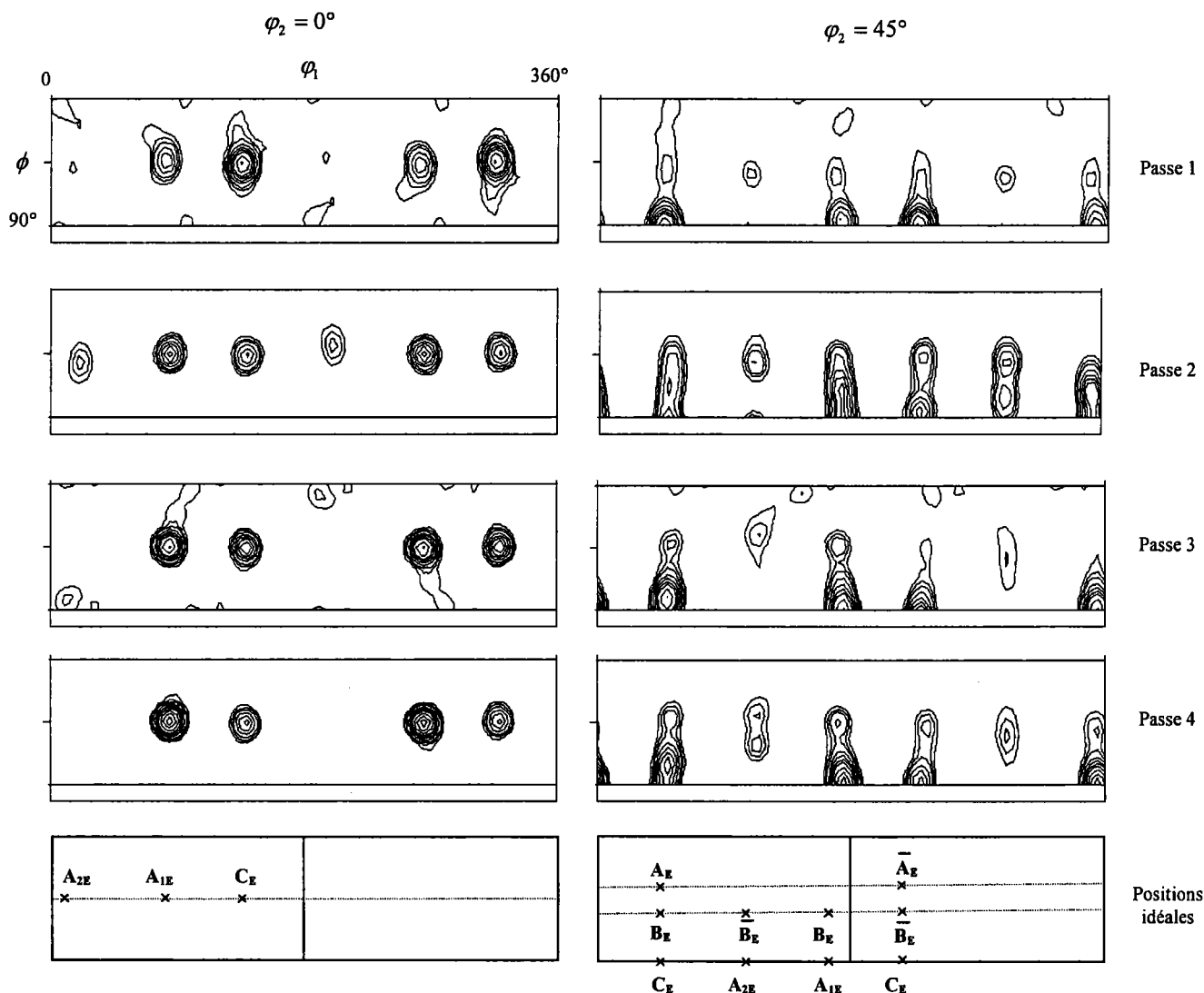


Fig. 4. 2-18 : Textures de cuivre II obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour quatre passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Pour cette étude, les trois premières passes donnent de bons résultats mais cette tendance n'est pas confirmée au quatrième passage. L'explication provient certainement du raffinement des grains car la déformation devient très importante. A partir de la passe 4, une augmentation importante de la désorientation entre les grains intervient probablement, ce qui n'est pas considéré dans les simulations.

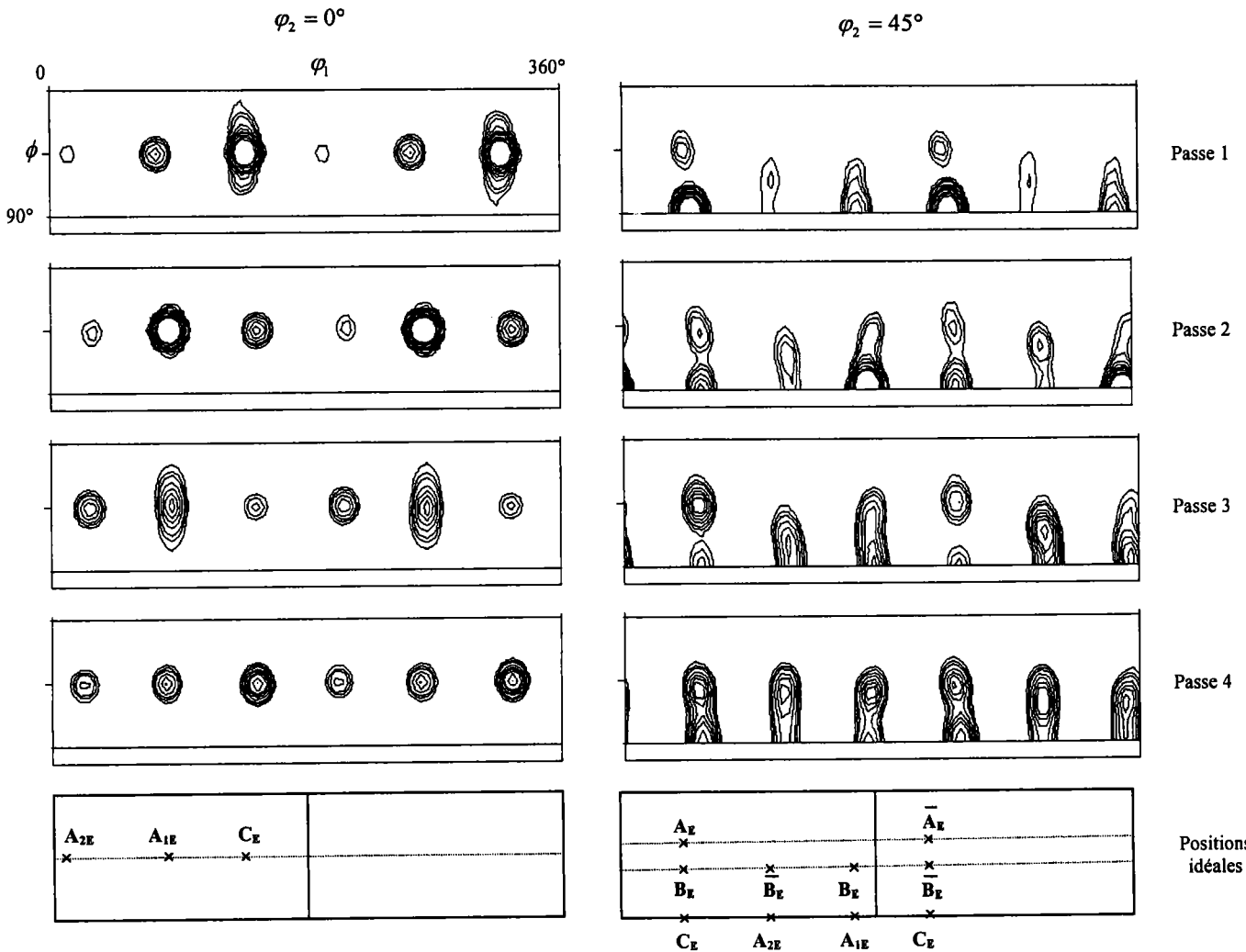


Fig. 4. 2-19 : Textures de cuivre II obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour quatre passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

### 4.2.3. Cuivre III

#### 4.2.3.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu

Les textures cristallographiques de ce matériau ont été simulées à l'aide de la méthode des « textures corrigées » et pour  $\varphi_1$  de 0 à 360°.

Bien que la plupart des composantes soit reproduite, excepté  $A_{2E}$ , la variation des intensités ne suit pas celles des expériences (tableau 4.4). Cela est vérifié aussi bien pour les textures obtenues avec le code de Taylor (présentées sur la figure 4.2-20) que pour celles réalisées grâce au modèle autocohérent (Fig. 4.2-21). Les différents paramètres quantitatifs

sont présentés dans le tableau 4.4. L'intensité de la composante  $A_{1E}$  obtenue avec Taylor est proche de celle des essais pour la première passe. Par la suite, elle augmente alors qu'elle devrait faiblir significativement. A la fin du premier passage, toutes les composantes simulées avec Taylor se trouvent à leurs positions idéales, alors que dans les essais les décalages sont plus ou moins importants suivant les composantes. Toutes les rotations sont négatives dans la troisième passe à la différence des textures expérimentales.

	passe	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
Expériences ECAE	1.	2	16	2	1	5	+13	-4	+9	+1	+6
	2.	0	3	3	6	6	-	-6	+7	0	+1
	3.	3	3	2	2	16	+6	-7	+4	0	+2
Cisaillement discontinu Taylor	1.	2	20	12	4	4	0	0	0	0	0
	2.	0	37	10	8	4	-	-2	0	0	-2
	3.	0	34	6	4	4	-	-2	-3	-2	-2
Cisaillement discontinu Autocohérent	1.	12	30	6	6	4	0	-7	+5	-4	0
	2.	14	14	14	8	10	+1	-7	+4	-3	0
	3.	8	12	8	16	16	0	-7	+5	-5	0
Lignes d'écoulement Taylor	1.	2	20	16	3	4	+3	0	0	0	+3
	2.	0	40	14	6	6	-	+3	+3	+7	+3
	3.	0	40	12	3	4	-	+5	+5	+7	+6
Lignes d'écoulement Autocohérent	1.	12	39	12	6	4	+5	-5	+5	0	+4
	2.	12	20	14	6	10	+15	0	+7	+6	+8
	3.	4	20	12	16	10	+15	+2	+8	+5	+7

Tableau 4. 4 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées de cuivre III.

Quant au modèle autocohérent, il ne retranscrit pas la tendance des essais : les intensités sont largement plus fortes et ne sont pas bien reproduites. Pour la première passe, la composante  $A_{2E}$  est à sa position idéale alors qu'elle devrait présenter le plus grand décalage (+13° dans les essais). Tout au long des trois passes, contrairement aux expériences, les composantes  $A_{1E}$  et  $C_E$  ne se décalent quasiment pas et  $B_E/\overline{B_E}$  sont toujours en position idéale.

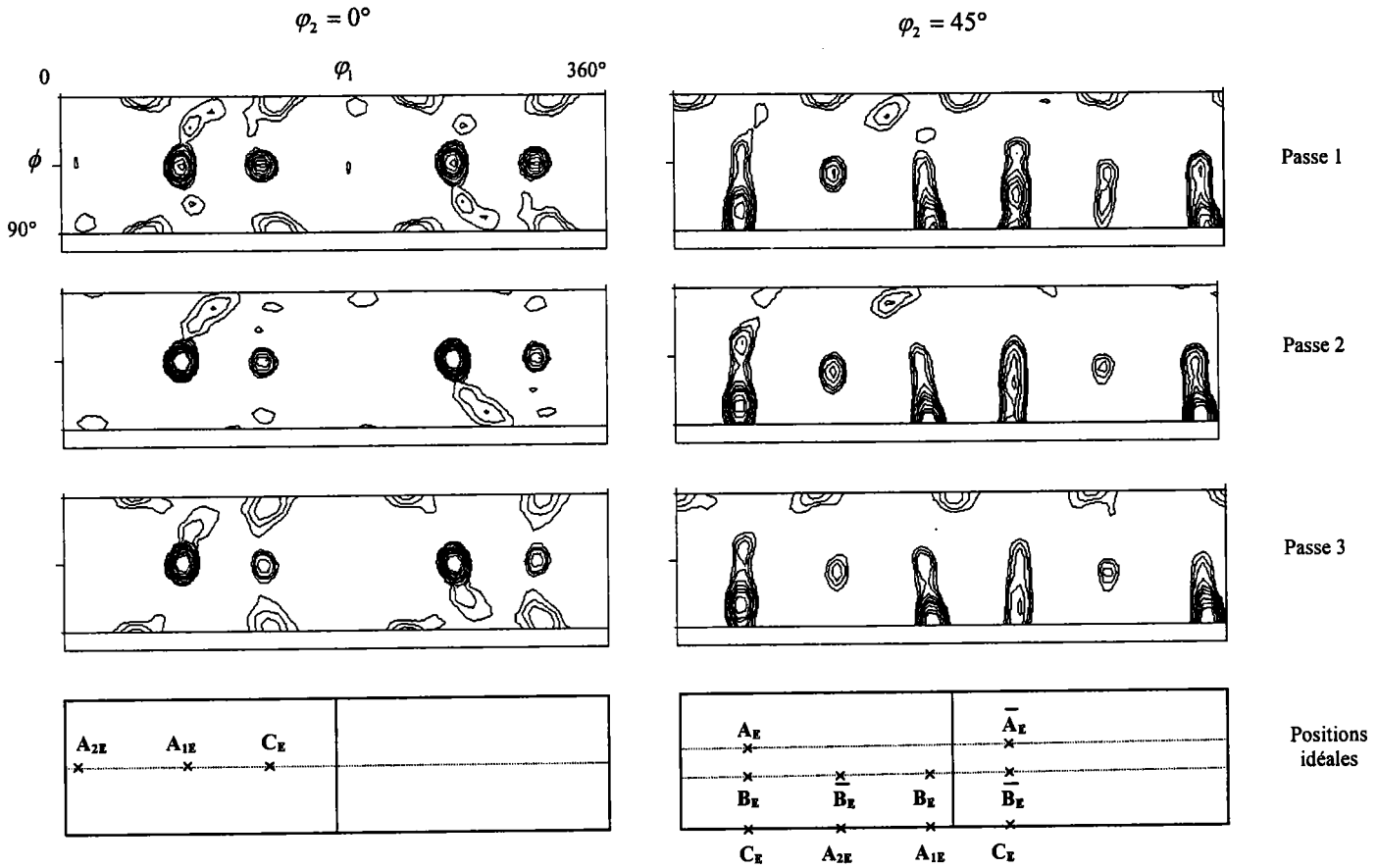


Fig. 4. 2-20 : Textures de cuivre III obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

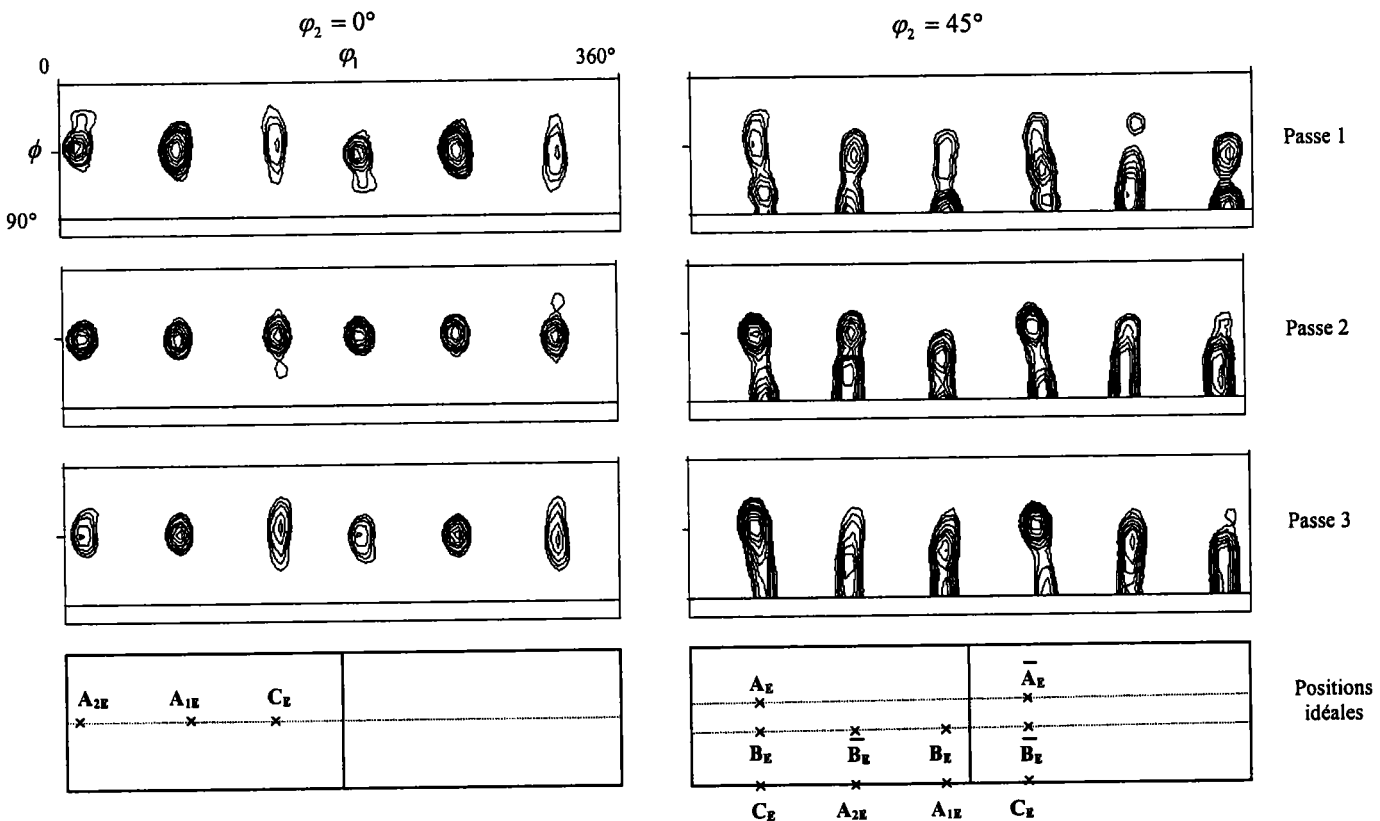


Fig. 4. 2-21 : Textures de cuivre III obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

### 4.2.3.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement

Avec cette approche, l'évolution des textures cristallographiques est en désaccord avec les essais expérimentaux malgré l'emploi de la méthode des « textures corrigées ». Les simulations avec Taylor et le code autocohérent sont respectivement représentées sur les figures 4.2-22 et 4.2-23. Lors de la première passe, dans ces deux cas, la composante la plus forte est bien  $A_{1E}$ . La présence de  $A_{2E}$  dans la seconde passe et de  $C_E$  dans la troisième sont incorrectes. Les positions dans la passe 3 pour les simulations en autocohérent sont quasiment similaires à celles des essais avec un décalage plus important. Quant aux deux premières passes, les positions des décalages varient considérablement d'une composante à l'autre.

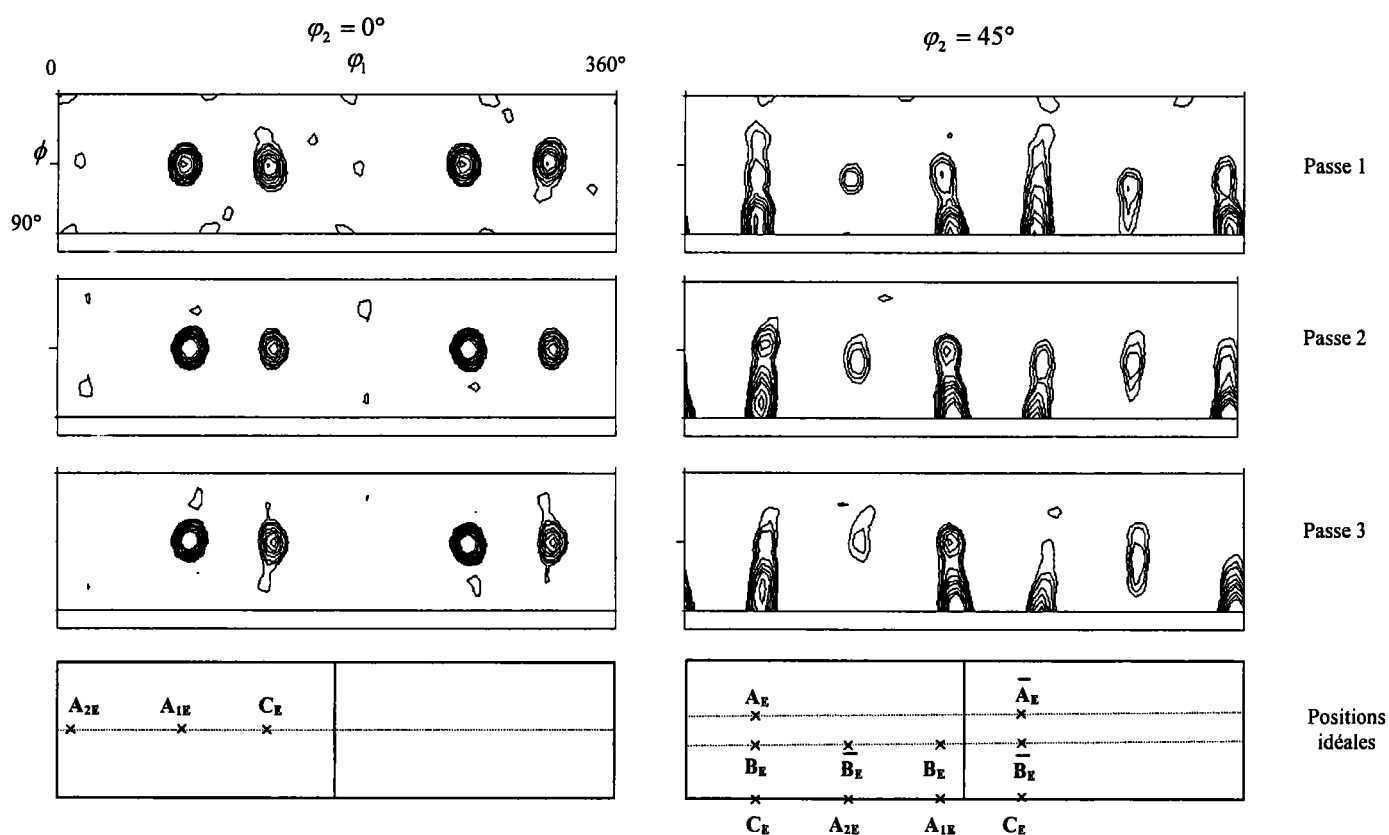


Fig. 4. 2-22 : Textures de cuivre III obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Pour ce matériau, les simulations de textures sont moins performantes. L'explication provient de la microstructure du cuivre III (figure 3.3-3). Composée de grains de grandes tailles, elle est très différente des microstructures des cuivres I et II. En effet, la texture initiale sur la figure 3.4-3 provenant d'une région localisée de l'échantillon avant extrusion ne retranscrit pas la tendance générale du fait de la grande taille des grains. Cette hypothèse se répercute sur toutes les passes puisque l'échantillon qui a servi à produire la texture après

deux passes, par exemple, ne présentait probablement pas la même texture initiale que celle de la figure 3.4-3. D'où de grosses difficultés apparaissent pour la justesse des simulations et donc de moins bonnes comparaisons avec les textures expérimentales.

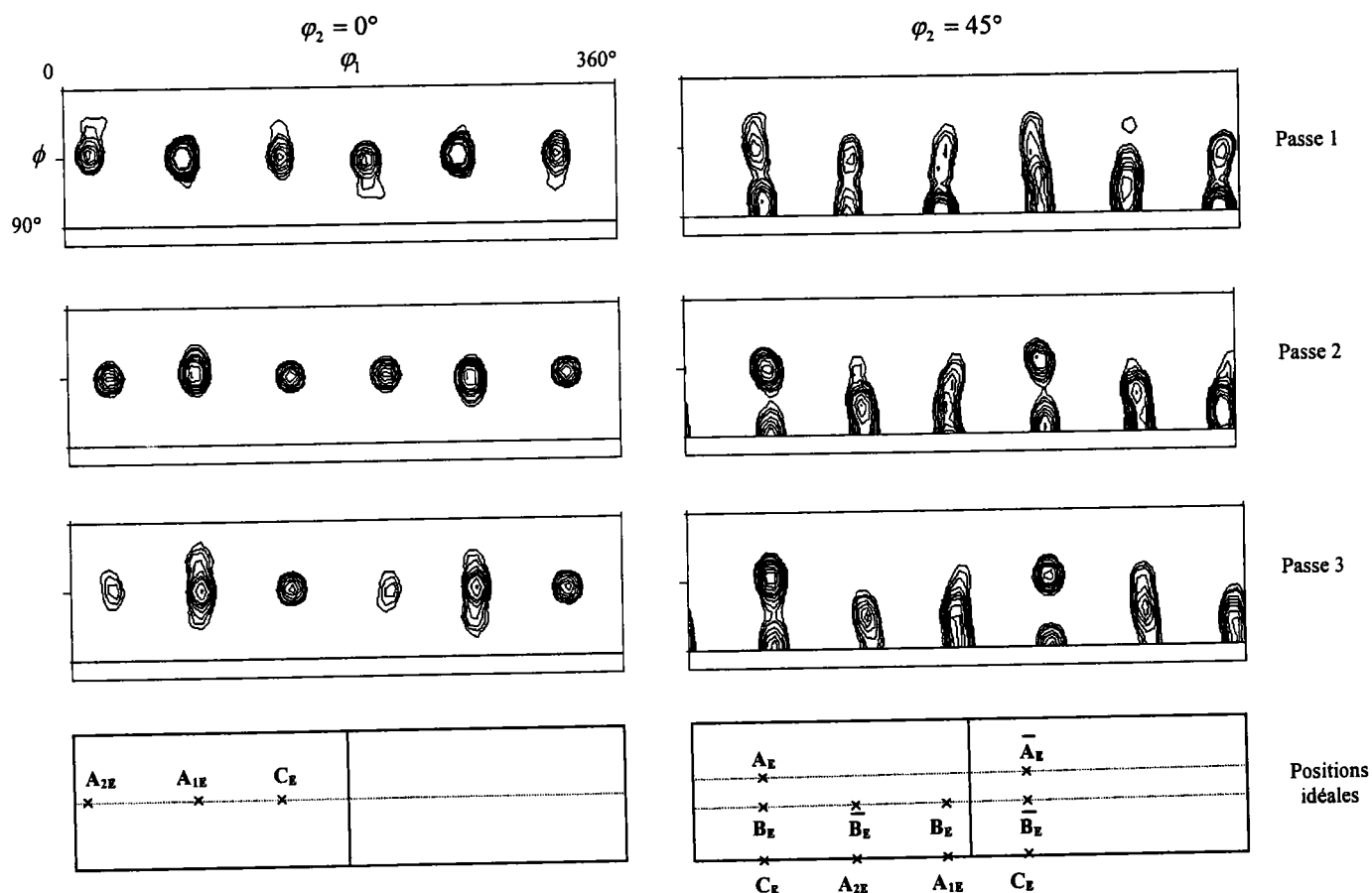


Fig. 4. 2-23 : Textures de cuivre III obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour trois passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

#### 4.2.4. Comparaison entre les trois études de cuivre

Pour la première étude du cuivre I, toutes les simulations prévoient la composante  $A_{2E}$  trop forte pour la troisième passe. Cette erreur de simulation concerne seulement  $A_{2E}$  qui ne représente environ que 10% du volume total de la texture. Ces déviations peuvent être attribuées aux difficultés du développement de la texture à de très grandes déformations lors de la modélisation. A l'aide de la méthode des « textures corrigées », ce problème est résolu ; la composante  $A_{2E}$  est reproduite avec précision dans le modèle de lignes d'écoulement.

Une des caractéristiques importantes des textures de cuivre en ECAE, commune aux matériaux I et II, est le décalage des composantes de leurs positions idéales. Les composantes des textures pour le cuivre I sont décalées de  $6^\circ$  par rapport aux positions théoriquement

idéales lors de la première passe et de  $20^\circ$  pour les passes suivantes. Une explication possible de cette constatation peut être donnée par la texture initiale elle-même. Lors de la première passe, un matériau avec une texture relativement faible subit la déformation en ECAE, alors que pour les passages suivants le matériau présente une texture forte relative au cisaillement déjà subi. Dans le cas d'une texture initiale aléatoire, on s'attend à ce que la texture simulée qui se développe soit proche des positions idéales. Cependant, pour la suite, en raison de la nature asymétrique de l'écoulement autour des orientations idéales, les décalages sont inévitables. Après une première passe, une texture déjà forte va être tournée de  $-90^\circ$  autour de l'axe TD pour réintroduire l'échantillon dans le canal d'extrusion. Cette rotation décale la texture de  $90^\circ$  dans le sens décroissant pour  $\varphi_1$ . Par conséquent, toutes les composantes caractéristiques sont éloignées des positions idéales. Puisque l'évolution des textures dépend de la texture de départ, il est normal que la texture produite soit différente dans le passage suivant. Comme la déformation est limitée à  $\gamma=2$  pour une passe, cela ne suffit pas vraiment pour rapprocher les composantes simulées des composantes idéales. C'est peut-être la raison des grands décalages des composantes de textures dans la deuxième et la troisième passe.

Grâce à ces trois études sur différents cuivres par la méthode des « textures corrigées », on peut constater, suite aux comparaisons avec les expériences, que le meilleur modèle pour la simulation des textures est celui des lignes d'écoulement incorporé au code autocohérent. Il donne de très bons résultats, surtout pour les cuivres I et II. Les retranscriptions des intensités et des décalages des composantes idéales sont généralement correctes par rapport aux textures provenant des échantillons extrudés. Dans le cas du cuivre III, à cause de la taille de grains initiale trop importante, la texture de départ est mal connue. Les simulations ne fonctionnent donc pas car l'évolution des textures de déformations est très sensible à la texture initiale.

Quant au modèle de cisaillement discontinu associé au code de Taylor, c'est celui qui fournit les moins bonnes simulations de textures. En effet, les intensités des composantes caractéristiques en ECAE ne correspondent que partiellement à celles des essais ; quant aux décalages, ils sont totalement incorrects.

Les résultats de cette étude renforcent certains concepts proposés dans des articles récents (Gholinia *et al.* [2002], Suwas *et al.* [2003]) qui indiquent que le développement des textures en ECAE ressemble à celui de la torsion avec quelques différences.

### 4.3. Etude de l'aluminium

La méthode des « textures corrigées » a été employée pour toutes les simulations de l'aluminium.

#### 4.3.1. Route A

##### 4.3.1.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu

La figure 4.3-1 présente les textures obtenues par simulation avec le code de Taylor pour cinq passes.

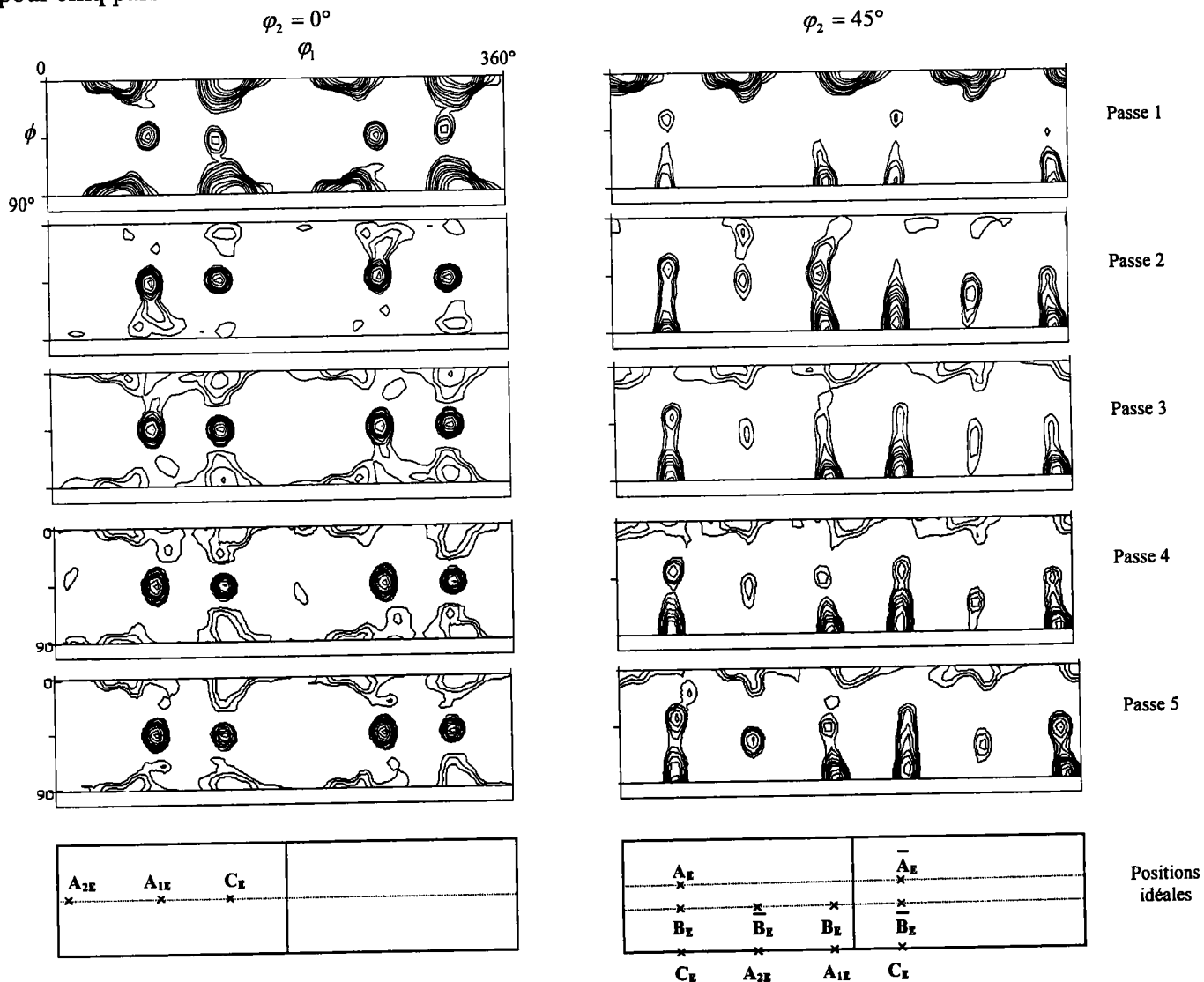


Fig. 4. 3-1 : Textures d'aluminium obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour cinq passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).



En comparant ces prévisions aux textures expérimentales, on constate que les intensités des composantes caractéristiques ne sont pas correctement reproduites. Elles sont beaucoup plus fortes que dans les essais : dans la deuxième passe,  $C_E$  devrait être faible et inexistante dans la troisième, alors qu'elle est la composante d'intensité maximale dans ces deux cas. Comme pour les expériences, on peut néanmoins constater que  $A_{1E}$  est bien la composante la plus marquée pour les cinq passages. Les composantes « cubes » apparaissent dans une position tournée par rapport à l'expérience dans les trois dernières passes. Par contre, la position du « cube » est correcte dans la première passe mais de trop forte intensité. Quant aux décalages, pour les cinq passes, toutes les composantes sont quasiment à leurs positions idéales contrairement à celles des textures expérimentales où les rotations sont plus ou moins importantes.

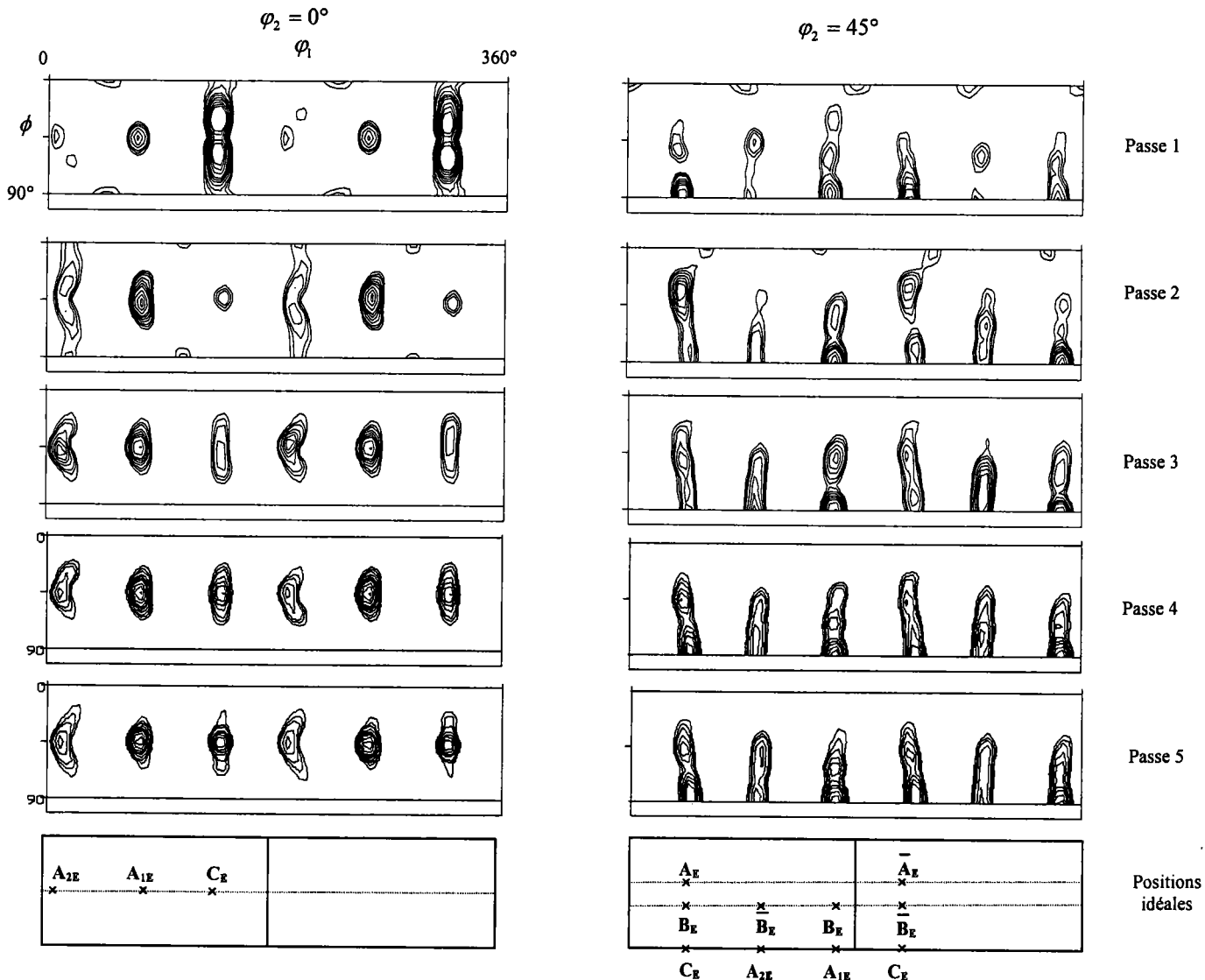


Fig. 4. 3-2 : Textures d'aluminium obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour cinq passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Dans le cas de l'étude en autocohérent (Fig. 4.3-2), les composantes « cubes » ne sont pas présentes dans les simulations à partir de la troisième passe. Les intensités sont toujours beaucoup plus fortes que dans les essais (surtout  $A_{1E}$ ). Lors du premier passage, les décalages des composantes sont tous négatifs, ce qui n'est pas le cas pour les textures expérimentales. La même constatation peut être faite pour la quatrième passe où toutes les rotations sont positives dans les essais alors que les simulations ne retranscrivent pas cette tendance. La composante  $C_E$  est la seule à présenter des décalages corrects (tableau 4.5).

		$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$	$A_{2E}$	$A_{1E}$	$C_E$	$\overline{A_E/A_E}$	$\overline{B_E/B_E}$
		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, $\pm 1^\circ$ )				
passe											
Expériences ECAE	1.	2	3	3	2	0	+9	+2	0	0	-
	2.	0	6	3	4	0	-	0	+5	0	-
	3.	0	4	0	2	4	-	0	-	+5	+5
	4.	3	4	2	2	4	+7	+5	+3	+4	0
	5.	3	3	2	4	4	+5	-4	-1	+1	0
Cisaillement dis continu Taylor	1.	0	10	6	3	2	-	0	-2	0	0
	2.	0	20	20	6	4	-	0	0	0	0
	3.	0	20	20	4	3	-	0	-1	0	-1
	4.	2	20	16	6	2	+1	0	0	0	0
	5.	0	24	12	8	3	-	0	0	0	0
Cisaillement dis continu Autocohérent	1.	3	10	12	2	4	-3	-9	-2	-7	-5
	2.	4	24	4	12	6	+4	-5	+5	-4	0
	3.	12	20	6	6	10	0	-5	+2	-5	0
	4.	8	24	12	4	6	-1	-5	+2	-2	-2
	5.	8	20	14	5	7	-1	-6	-1	-5	0
Lignes d'écoulement Taylor	1.	0	10	16	2	2	-	0	0	0	+2
	2.	3	18	30	4	5	+12	+5	+5	+5	+5
	3.	2	18	30	4	3	+12	+5	+5	+8	+6
	4.	4	18	24	4	3	+12	+5	+5	+8	+7
	5.	2	20	20	6	4	+12	+5	+5	+6	+7
Lignes d'écoulement Autocohérent	1.	4	12	40	2	4	0	-5	+1	-3	+2
	2.	4	32	6	16	6	+17	+2	+10	+7	+14
	3.	10	20	10	4	10	+16	+5	+9	+7	+12
	4.	6	35	20	4	7	+14	0	+12	+5	+9
	5.	6	32	20	6	6	+16	0	+9	+7	+14

Tableau 4.5 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées d'aluminium pour la route A.

### 4.3.1.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement

Les textures obtenues avec le code de Taylor sont présentées sur la figure 4.3-3.

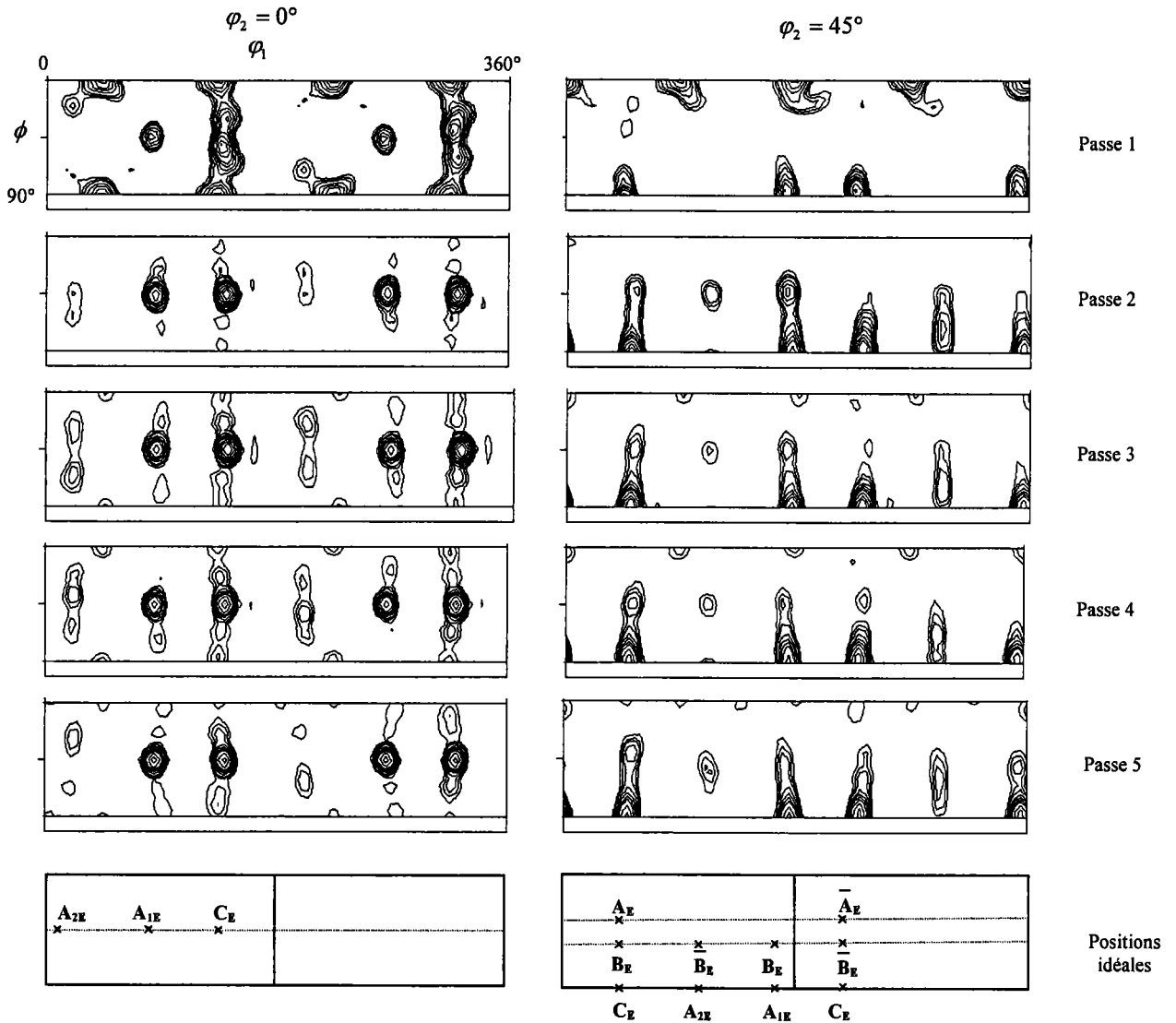


Fig. 4. 3-3 : Textures d'aluminium obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour cinq passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Les résultats obtenus avec le modèle de lignes d'écoulement sont légèrement meilleurs que ceux du modèle de cisaillement discontinu. Avec le code de Taylor, les composantes « cubes » sont fortement reproduites lors de la première passe, puis un peu trop faiblement pour les suivantes. Seules les intensités des composantes  $A_{1E}$  et  $C_E$  sont trop fortes par rapport à celles des expériences.  $A_{2E}$ ,  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  sont du même ordre de grandeur, mais mal reproduites en fonction des passes.  $C_E$  est la composante la plus marquée alors que cela devrait être  $A_{1E}$ . Le tableau 4.5 récapitule ces résultats. Pour toutes les passes, les décalages

sont positifs. Ils ne sont pas similaires à ceux des essais. A partir de la deuxième passe, les rotations de  $A_{2E}$ ,  $A_{1E}$  et  $C_E$  restent les mêmes. Quant à  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$ , leurs décalages varient de quelques degrés.

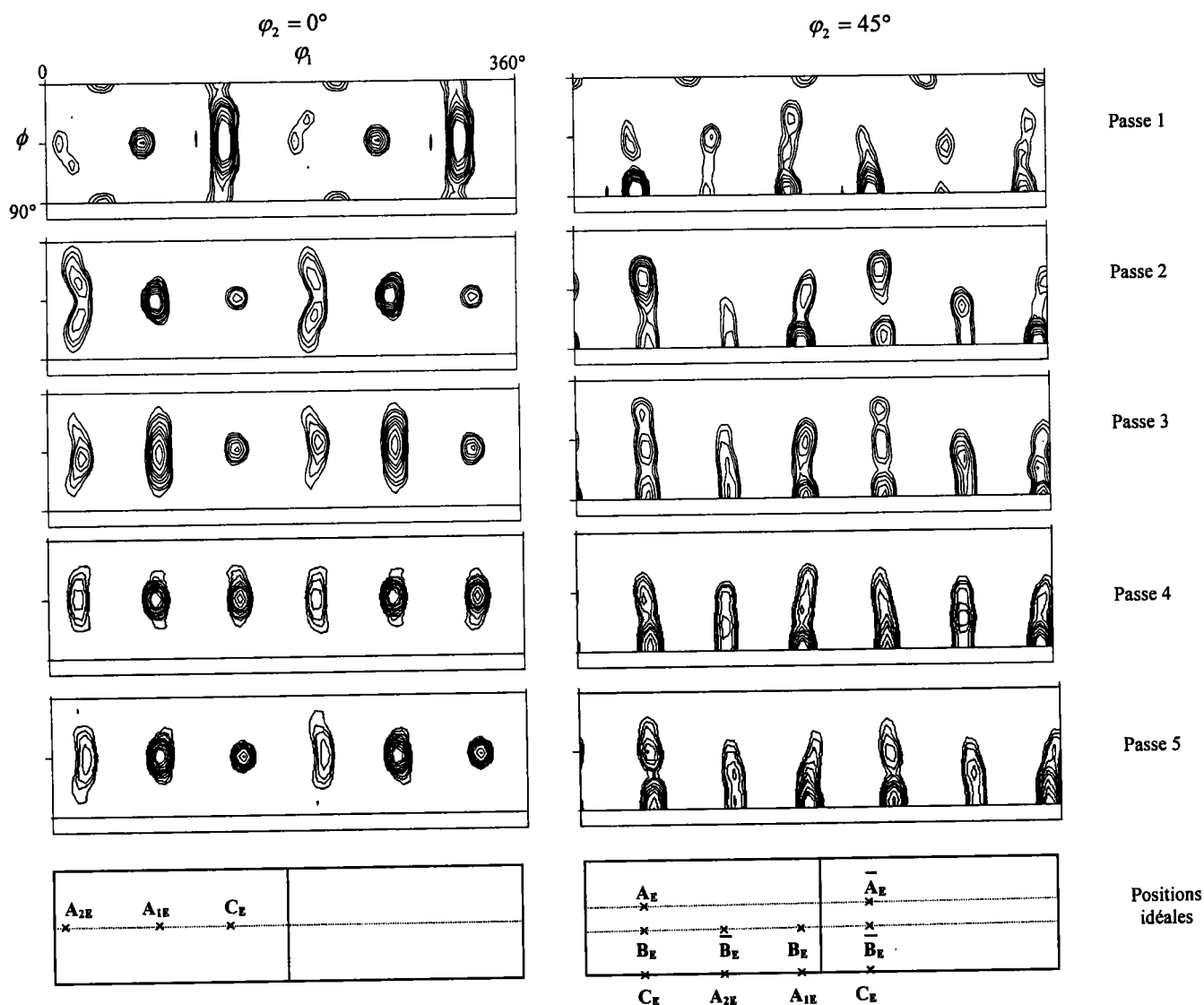


Fig. 4. 3-4 :Textures d'aluminium obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour cinq passes suivant la route A (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Avec le modèle autocohérent (Fig. 4.3-4), les composantes « cubes » apparaissent seulement lors de la première passe. Toutes les composantes sont trop fortement reproduites surtout  $A_{1E}$  et  $C_E$  et également  $A_E/\bar{A}_E$  pour la seconde passe seulement. L'intensité maximale pour toutes les simulations est atteinte par la composante  $C_E$  lors de la première passe avec la valeur 40. Les décalages ne sont pas correctement reproduits et sont très importants pour  $A_{1E}$ ,  $C_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$ .

### 4.3.2. Route B

#### 4.3.2.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu

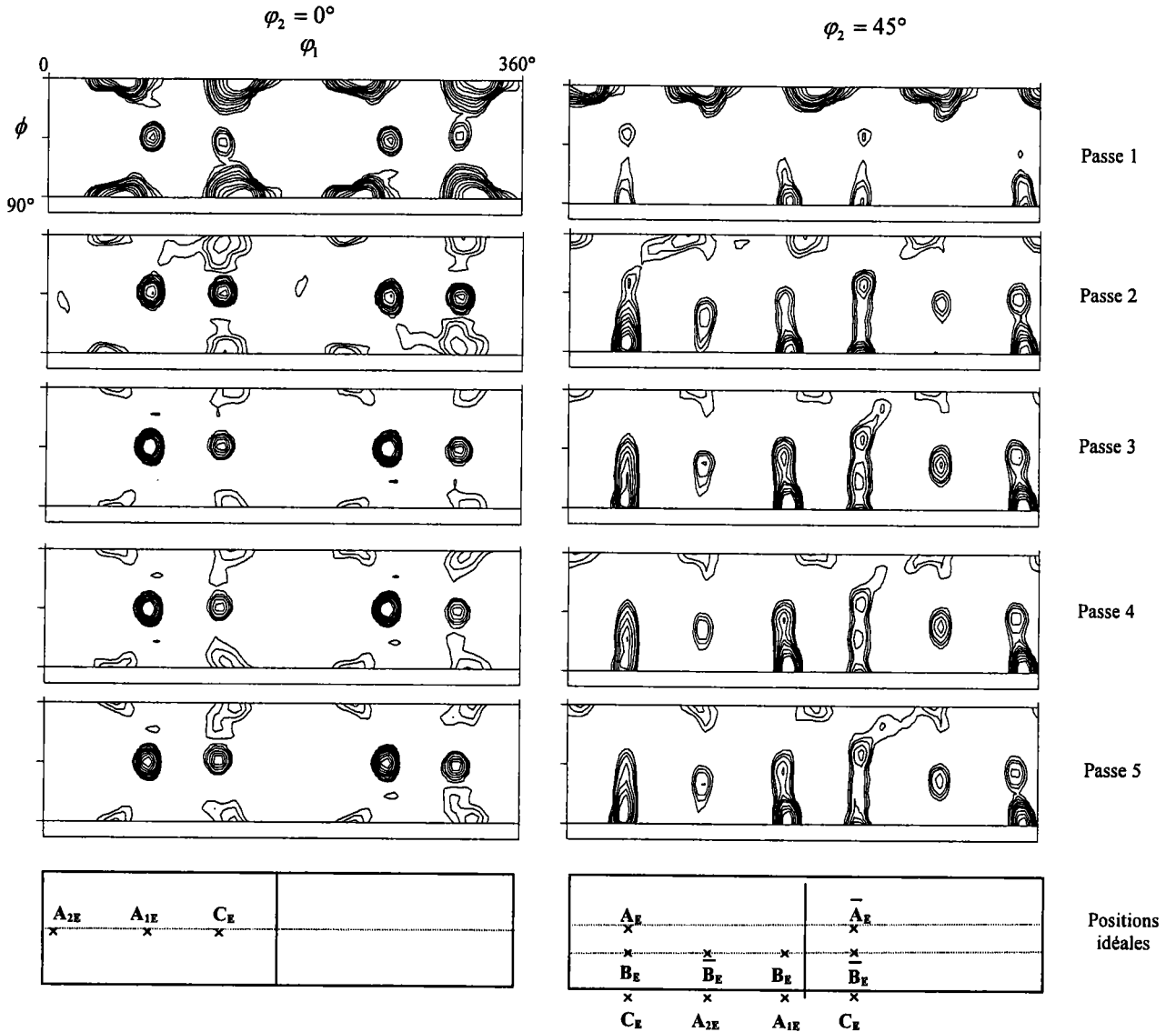


Fig. 4. 3-5 : Textures d'aluminium obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour cinq passes suivant la route Bc (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Dans cette partie, les simulations ont été effectuées suivant la route Bc ; ce qui signifie que l'échantillon a été tourné de  $+90^\circ$  autour de son axe avant chaque réinsertion dans le canal d'extrusion. La figure 4.3-5 présente les textures simulées à l'aide du code de Taylor. Comme pour la route A, les intensités de la composante  $A_{1E}$  sont trop fortement retranscrites.  $C_E$  apparaît pour les simulations alors qu'elle est absente dans les essais. Les composantes  $A_{2E}$  et  $B_E/\bar{B}_E$  sont correctement reproduites. De la deuxième à la cinquième passe, les éléments  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  sont à leurs positions idéales. Quant aux autres composantes, elles présentent

un léger décalage n'excédant pas deux degrés par rapport aux positions idéales (tableau 4.6). Comme pour les expériences, les composantes « cubes » sont présentes à chaque passe.

		A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	A <sub>E</sub> /A <sub>E</sub>	B <sub>E</sub> /B <sub>E</sub>	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	A <sub>E</sub> /A <sub>E</sub>	B <sub>E</sub> /B <sub>E</sub>
passe		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
Expériences ECAE	1.	2	3	3	2	0	+9	+2	0	0	-
	2.	3	3	0	0	4	+9	-1	-	-	+5
	3.	2	2	0	0	6	0	0	-	-	+3
	4.	0	2	0	0	4	-	0	-	-	+4
	5.	0	0	0	2	2	-	-	-	+5	+2
Cisaillement discontinu Taylor	1.	0	10	6	3	2	-	0	-2	0	0
	2.	2	20	20	4	4	+1	0	-1	0	0
	3.	0	38	10	2	10	-	-2	-2	0	0
	4.	0	36	8	2	8	-	-2	-2	0	0
	5.	0	30	10	2	6	-	0	-2	0	0
Cisaillement discontinu Autocoherent	1.	3	10	12	2	4	-3	-9	-2	-7	-5
	2.	15	15	0	6	8	0	-7	-	-2	-1
	3.	4	20	10	6	12	+3	-5	+5	-2	+1
	4.	4	36	8	4	8	0	-7	+5	-2	+2
	5.	6	20	4	2	4	0	-6	+2	-2	0
Lignes d'écoulement Taylor	1.	0	10	16	2	2	-	0	0	0	+2
	2.	4	18	27	3	3	+12	+5	+5	+8	+7
	3.	1,5	32	18	2	4	+8	+4	+5	+7	+8
	4.	1,5	34	18	1,5	3	+10	+6	+5	+8	+7
	5.	1	24	20	2	3	+12	+5	+5	+6	+9
Lignes d'écoulement Autocoherent	1.	4	12	40	2	4	0	-5	+1	-3	+2
	2.	10	24	4	0	4	+11	0	+6	-	+2
	3.	6	30	10	6	8	+12	-1	+7	+5	+6
	4.	6	30	10	0	6	+12	+1	+7	-	+2
	5.	6	30	10	2	4	+10	0	+7	+5	+5

Tableau 4. 6 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées d'aluminium pour la route Bc.

Pour le modèle autocohérent (Fig. 4.3-6), la composante  $A_{1E}$  est toujours trop fortement reproduite ainsi que  $A_{2E}$  pour la première passe.  $C_E$  et  $A_E/\bar{A}_E$  sont présentes à la différence des textures cristallographiques expérimentales. Les décalages des composantes  $A_{1E}$  et  $A_E/\bar{A}_E$  sont toujours négatifs et même invariant pour  $A_E/\bar{A}_E$ . Les composantes « cubes » n'apparaissent pas pour les simulations.

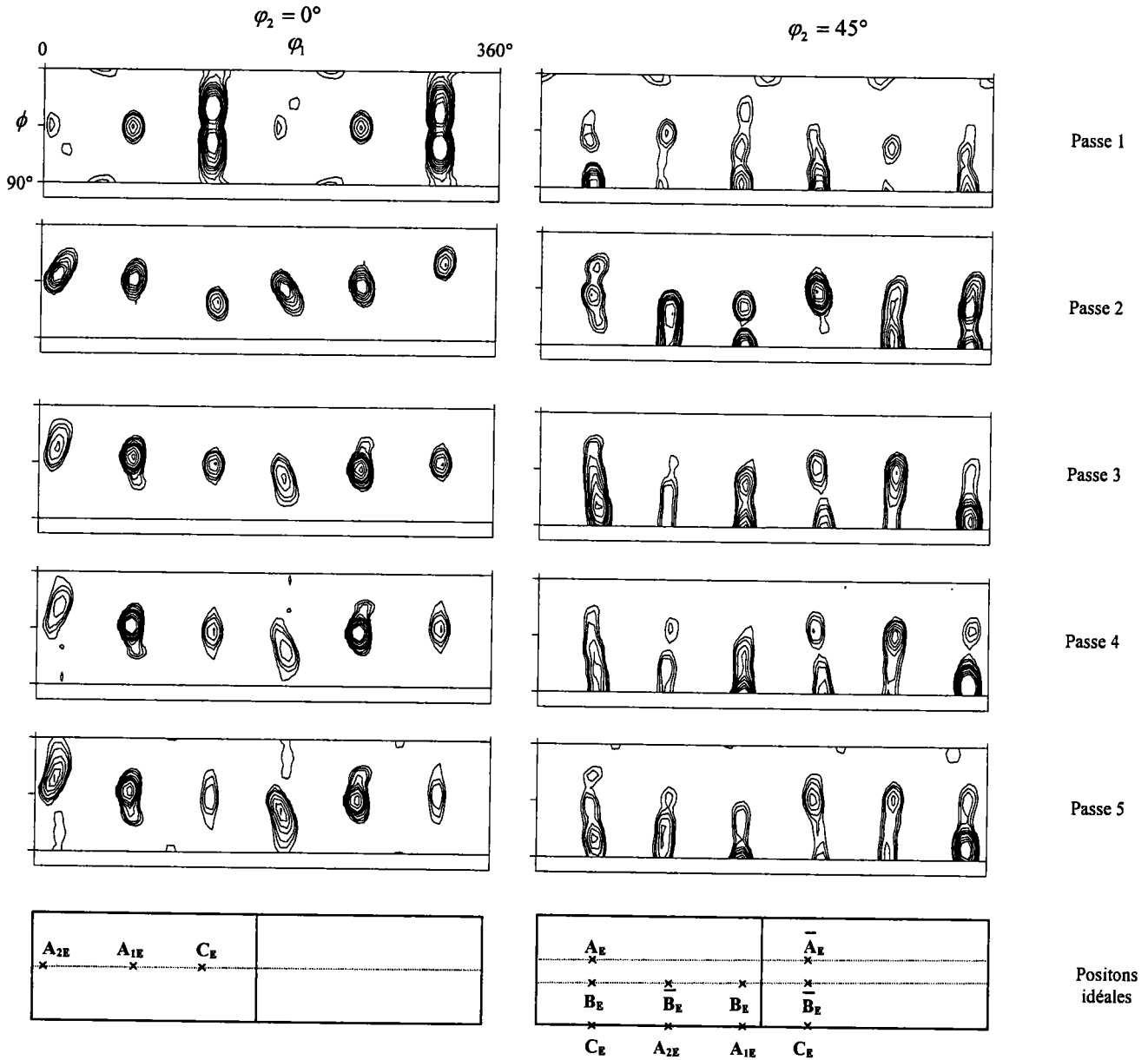


Fig. 4. 3-6 : Textures d'aluminium obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour cinq passes suivant la route Bc (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

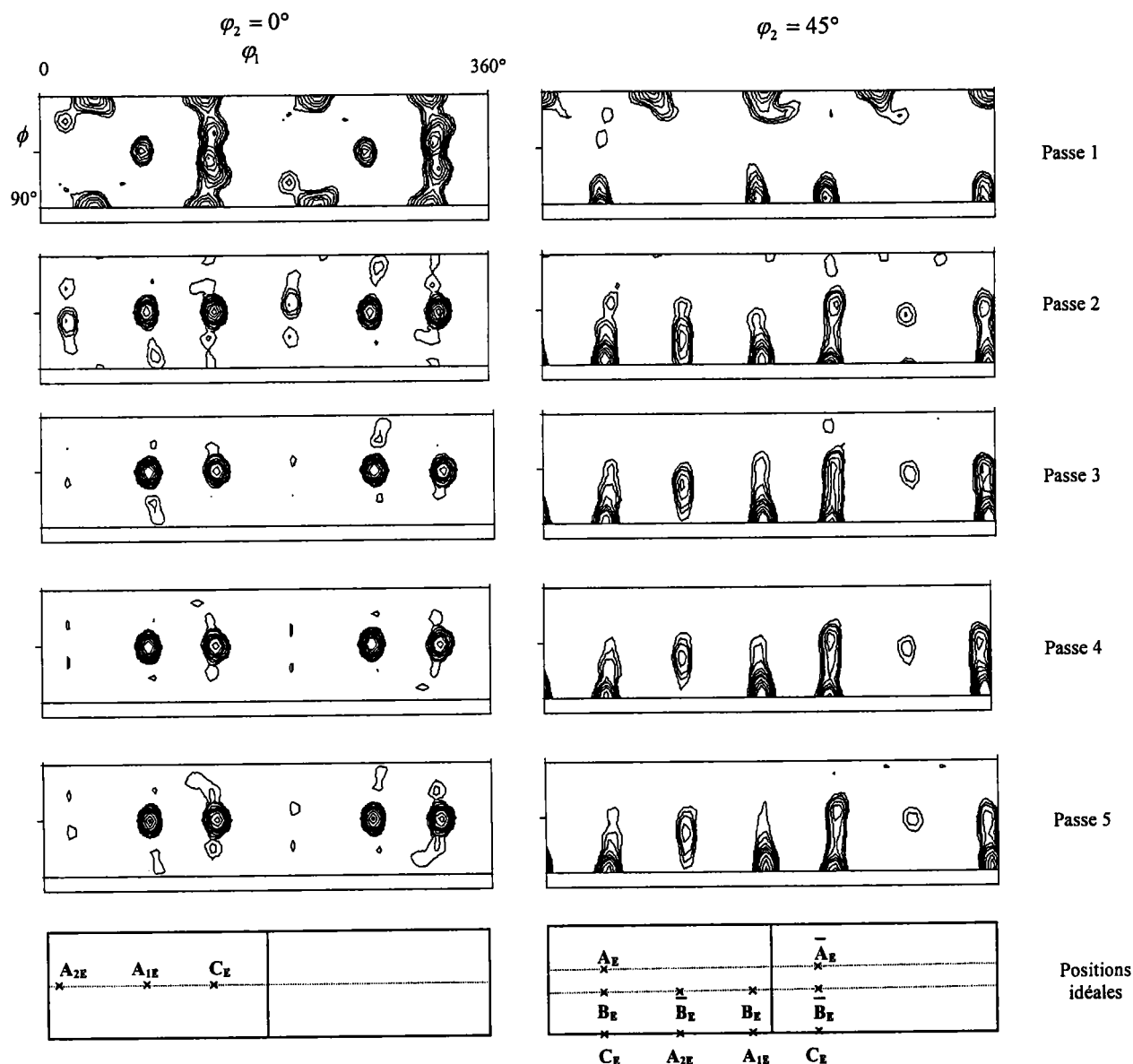
4.3.2.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement


Fig. 4. 3-7 : Textures d'aluminium obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour cinq passes suivant la route Bc (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

Dans ce modèle, les intensités de la composante  $A_{1E}$  sont toujours excessives. Avec Taylor, la valeur des intensités de  $A_{2E}$ ,  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  sont correctes mais ces composantes sont mal reproduites. Quant à  $C_E$ , elle est toujours présente. Avec les deux codes (Fig. 4.3-7 pour Taylor et Fig. 4.3-8 en autocohérent), les composantes « cubes » n'apparaissent pas (sauf dans la seconde passe de Taylor). En ce qui concerne les décalages (tableau 4.6), ils sont tous positifs avec Taylor. Les composantes sont quasiment fixes d'une passe à l'autre mais décalées de 4 à 12° par rapport aux positions idéales. Pour le modèle autocohérent,  $A_{2E}$  et  $C_E$



conservent presque le même décalage au fur et à mesure des passages avec respectivement 10 à 12° et 7° pour chacune des deux composantes. Comme pour les essais, les rotations de  $B_E/\bar{B}_E$  sont positives mais ne varient pas de la même manière.

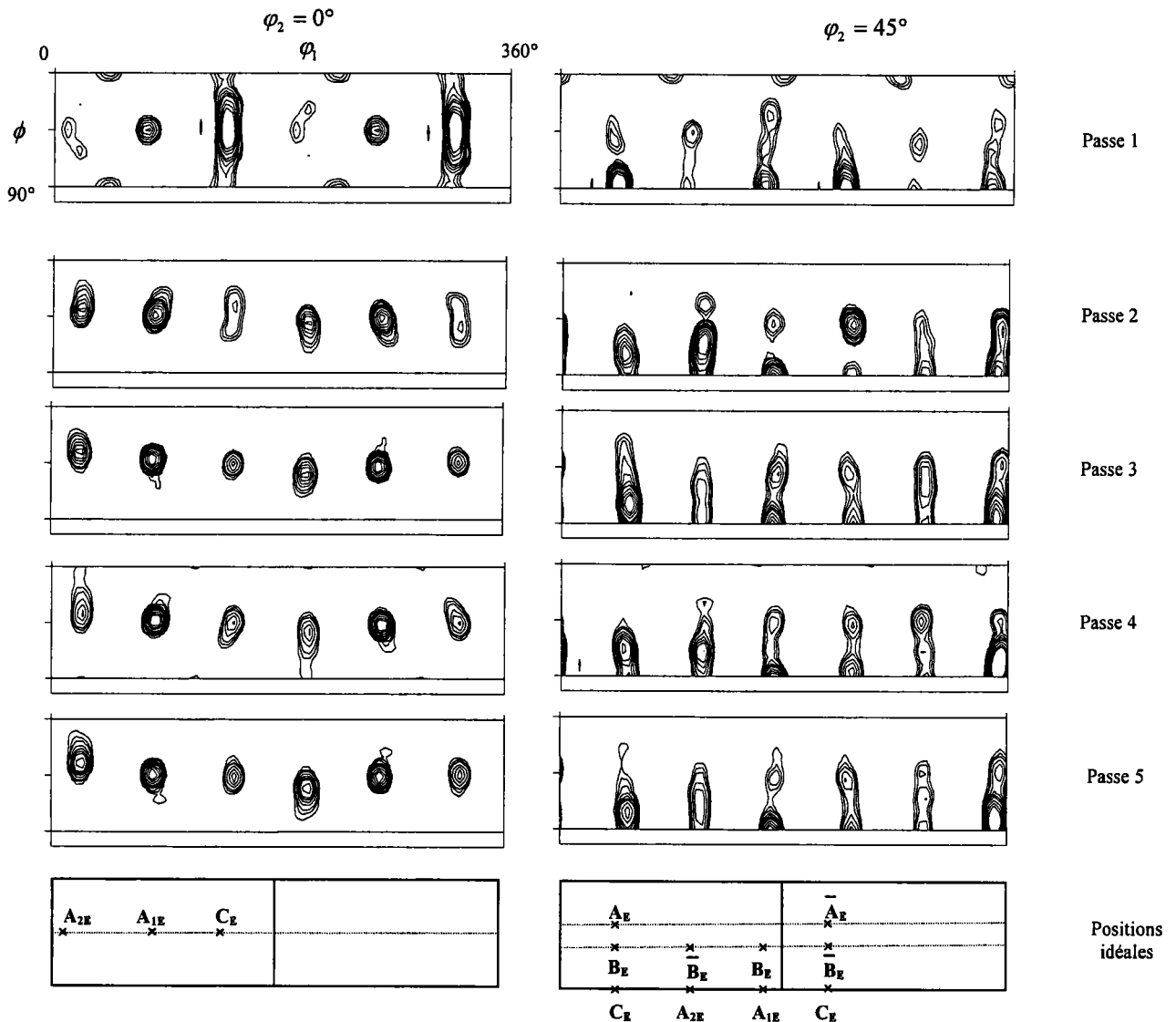


Fig. 4. 3-8 : Textures d'aluminium obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour cinq passes suivant la route Bc (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

### 4.3.3. Route C

#### 4.3.3.1. Simulation par le modèle de cisaillement discontinu

Les textures cristallographiques simulées avec le code de Taylor sont présentées sur la figure 4.3-9. La route C a été employée dans ce cas, c'est-à-dire que l'échantillon a été tourné de  $180^\circ$  autour de son axe entre chaque passe.

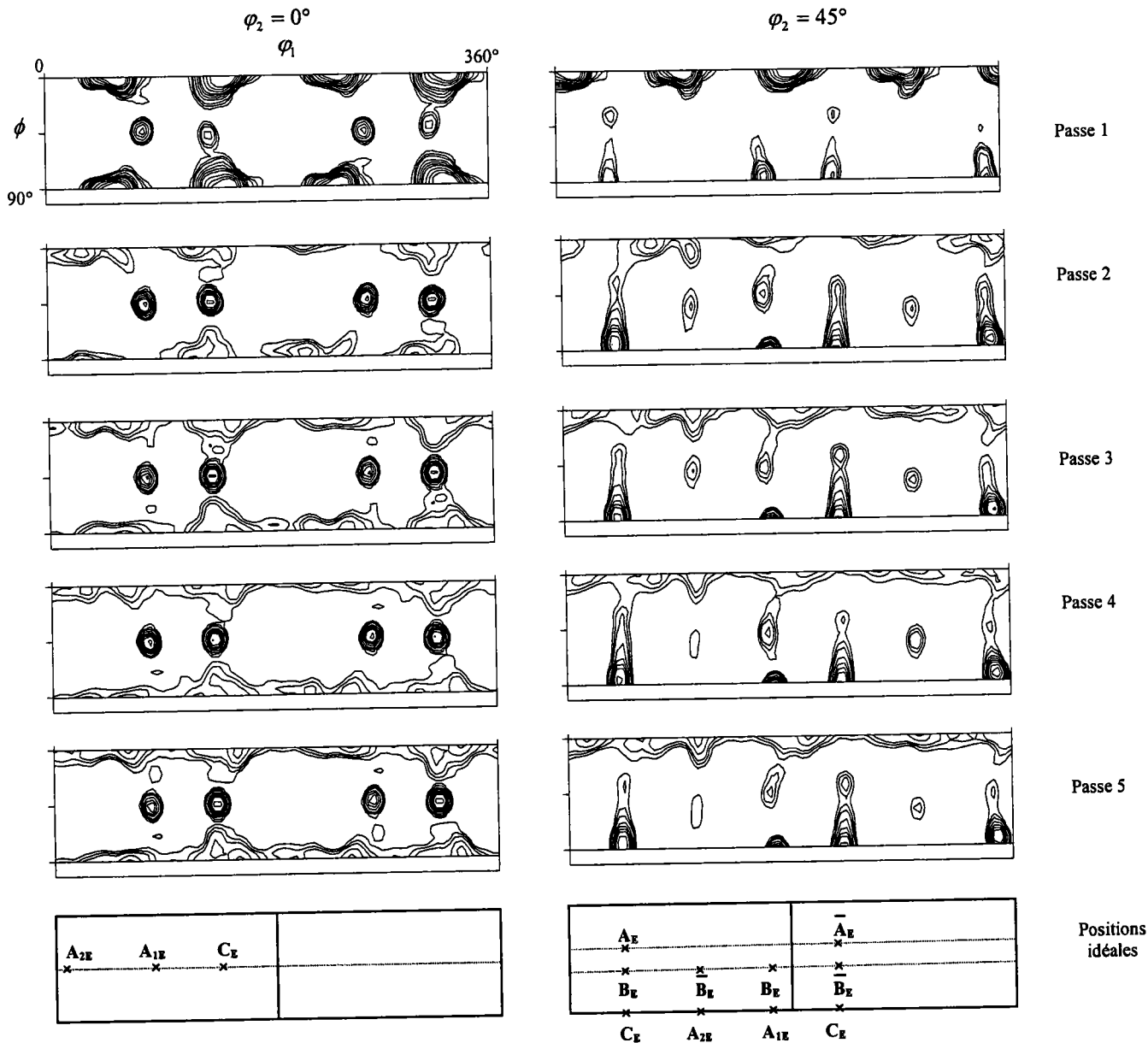


Fig. 4. 3-9 : Textures d'aluminium obtenues avec le code de Taylor et le modèle de cisaillement discontinu pour cinq passes suivant la route C (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

La composante  $A_{2E}$  est absente pour tous les passages comme pour les textures expérimentales (sauf pour la dernière passe).  $A_{1E}$  et  $C_E$  sont assez bien reproduites (composantes dominantes) mais leurs intensités sont excessives. Pour les quatre dernières

passes,  $A_E/\overline{A}_E$  et  $B_E/\overline{B}_E$  sont présentes et apparaissent à leurs positions idéales alors que ce n'est pas le cas pour les essais. Le tableau 4.7 montre que  $A_{IE}$  est à sa position idéale, ce qui est en accord avec les expériences. A la différence de  $C_E$  dont les rotations sont négatives et contraires aux essais.

		A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$A_E/\overline{A}_E$	$B_E/\overline{B}_E$	A <sub>2E</sub>	A <sub>1E</sub>	C <sub>E</sub>	$A_E/\overline{A}_E$	$B_E/\overline{B}_E$
pas se		intensité maximum (x aléatoire)					rotation (degrés, ±1°)				
Expériences ECAE	1.	2	3	3	2	0	+9	+2	0	0	-
	2.	0	2	2	0	2	-	0	0	-	+4
	3.	0	2	3	0	0	-	0	0	-	-
	4.	0	2	2	0	0	-	0	0	-	-
	5.	2	3	3	2	2	+9	0	+4	+4	+4
Cisaillement dis continu Taylor	1.	0	10	6	3	2	-	0	-2	0	0
	2.	0	16	16	3	4	-	0	-2	0	0
	3.	0	12	16	3	3	-	0	-2	0	0
	4.	0	16	16	4	5	-	0	-5	0	0
	5.	0	10	16	3	3	-	-1	-2	0	0
Cisaillement dis continu Autocohérent	1.	3	10	12	2	4	-3	-9	-2	-7	-5
	2.	4	12	6	8	6	+1	-5	+2	-5	0
	3.	6	4	8	6	3	0	-7	0	-5	-2
	4.	6	8	8	6	4	0	-6	+1	-5	-2
	5.	6	6	4	6	4	0	-5	0	-5	-1
Lignes d'écoulement Taylor	1.	0	10	16	2	2	-	0	0	0	+2
	2.	2	16	20	2	2	+12	+5	+5	+5	+5
	3.	1,5	12	20	3	2	+10	+4	+5	+7	+5
	4.	2	16	20	2	3	+12	+5	+6	+6	+6
	5.	2	10	24	2	2	+12	+5	+5	+7	+5
Lignes d'écoulement Autocohérent	1.	4	12	40	2	4	0	-5	+1	-3	+2
	2.	4	20	16	6	4	+10	0	+11	+5	+7
	3.	4	12	20	4	4	+10	0	+10	+4	+6
	4.	6	16	12	4	4	+13	0	+11	+5	+7
	5.	4	12	16	4	4	+10	0	+11	+5	+7

Tableau 4.7 : Intensités et rotations par rapport aux positions idéales des composantes des textures simulées d'aluminium pour la route C.

Pour le code autocohérent (Fig. 4.3-10), les composantes  $A_{2E}$ ,  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  sont présentes pour les quatre dernières passes, alors que ce n'est pas le cas pour les textures expérimentales. Quant à  $A_{1E}$  et  $C_E$ , ce sont bien les éléments les plus marqués mais leurs intensités sont toujours un peu fortes (beaucoup moins tout de même que pour les routes A et Bc). Les décalages sont négatifs et quasiment fixes pour les trois composantes  $A_{1E}$ ,  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  au fur et à mesure des simulations.  $A_{1E}$  qui devrait se trouver en position idéale est proportionnellement tournée de 5 à 7°.

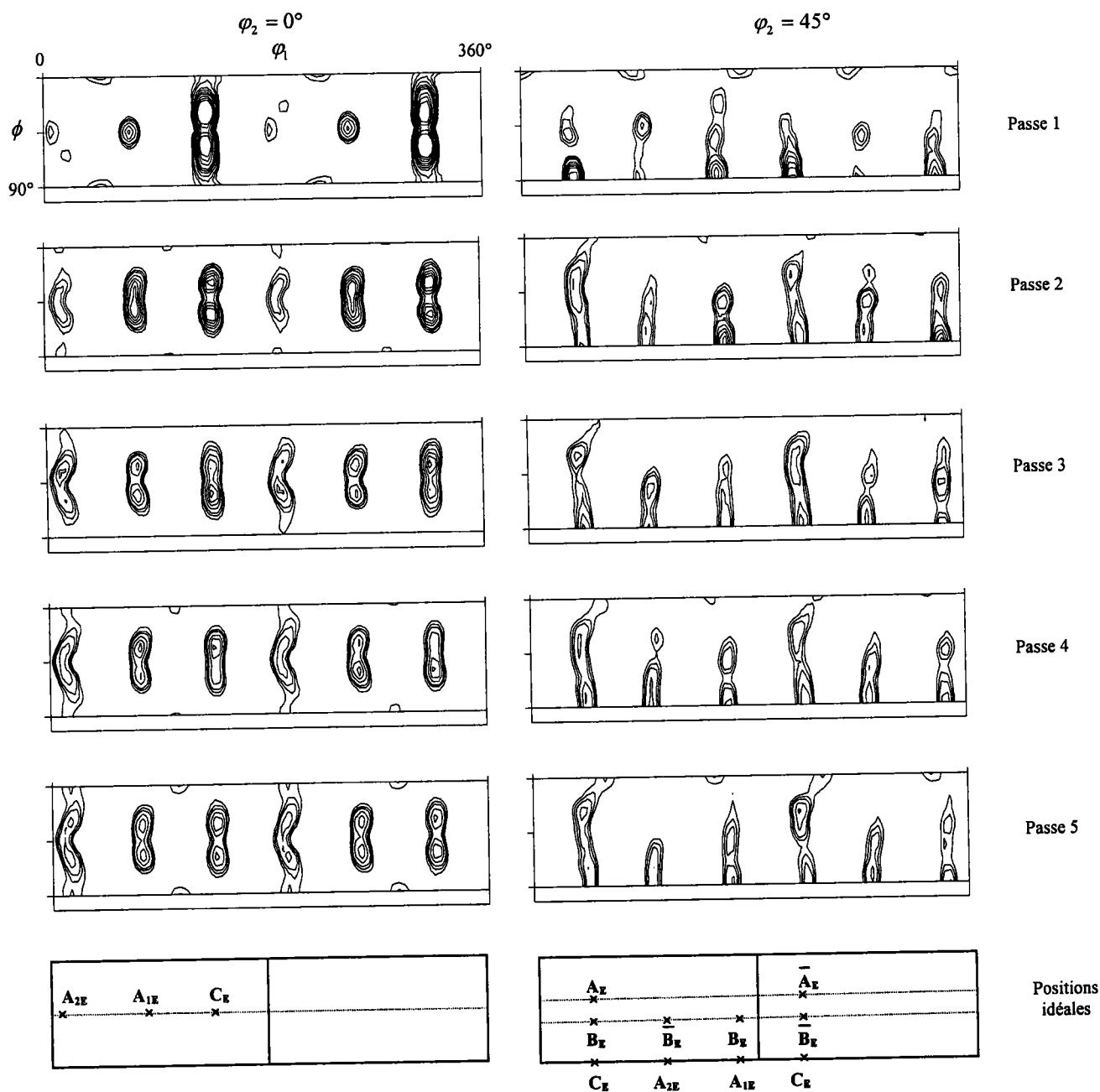


Fig. 4. 3-10 : Textures d'aluminium obtenues avec le code autocohérent et le modèle de cisaillement discontinu pour cinq passes suivant la route C (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

### 4.3.3.2. Simulation par le modèle de lignes d'écoulement

Pour les deux codes (Fig. 4.3-11 pour Taylor et Fig. 4.3-12 en autocohérent) les intensités sont bien reproduites pour  $A_{1E}$  et  $C_E$  mais de manière trop excessive. Par contre,  $A_{2E}$ ,  $A_E/\bar{A}_E$  et  $B_E/\bar{B}_E$  qui devraient être presque inexistantes en fonction des passes, sont anormalement présentes. Les rotations sont positives pour toutes les simulations et plus ou moins décalées par rapport aux positions idéales.  $A_{2E}$  dans les deux modèles et  $C_E$  en autocohérent sont tournées de plus de  $10^\circ$ , quant aux autres composantes, les décalages sont compris entre  $4$  et  $7^\circ$  (tableau 4.7). Seul  $A_{1E}$ , simulée en autocohérent, est en position idéale et correspond parfaitement aux textures expérimentales pour les quatre dernières passes.

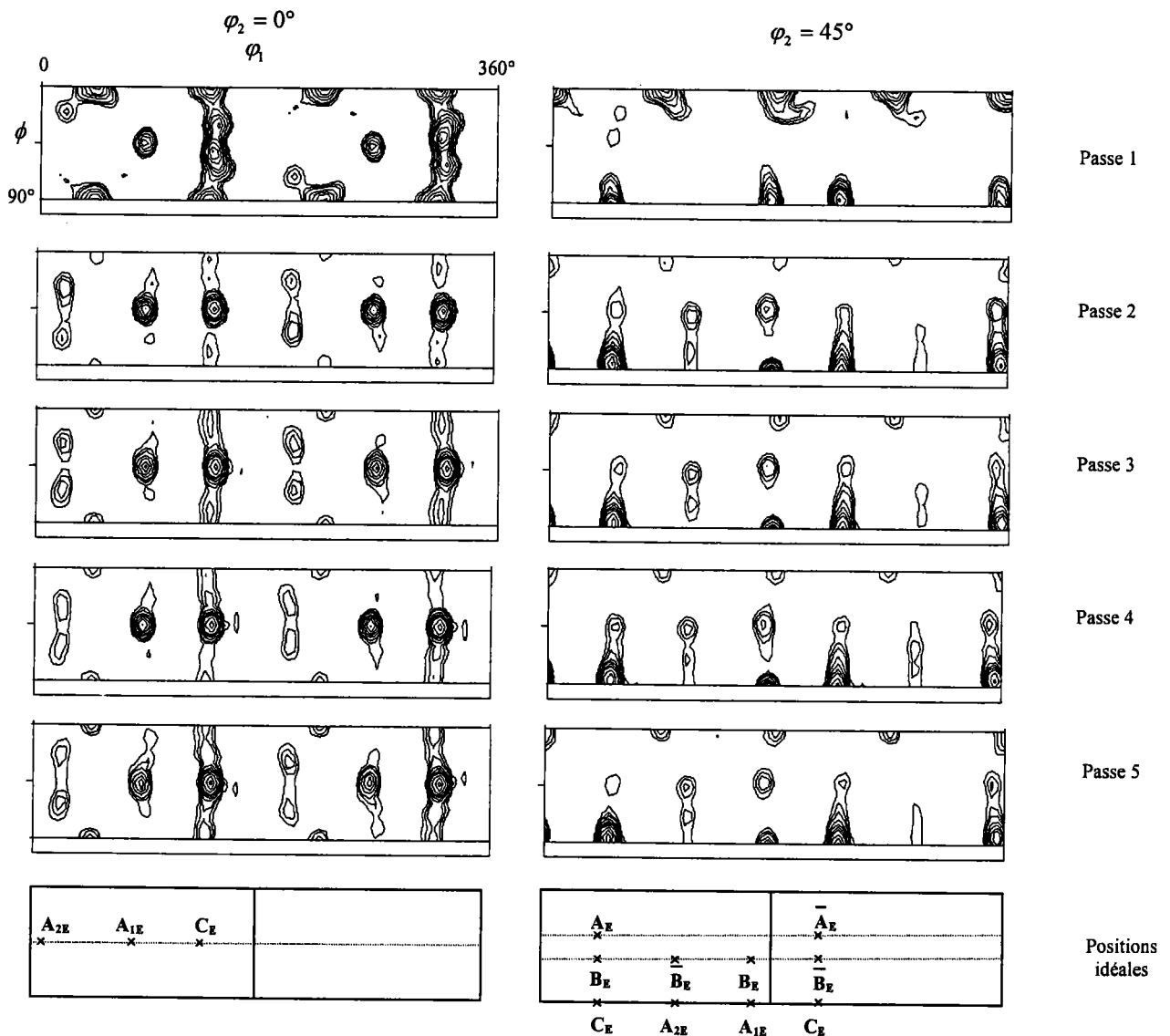


Fig. 4. 3-11 : Textures d'aluminium obtenues avec le code de Taylor et le modèle de lignes d'écoulement pour cinq passes suivant la route C (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

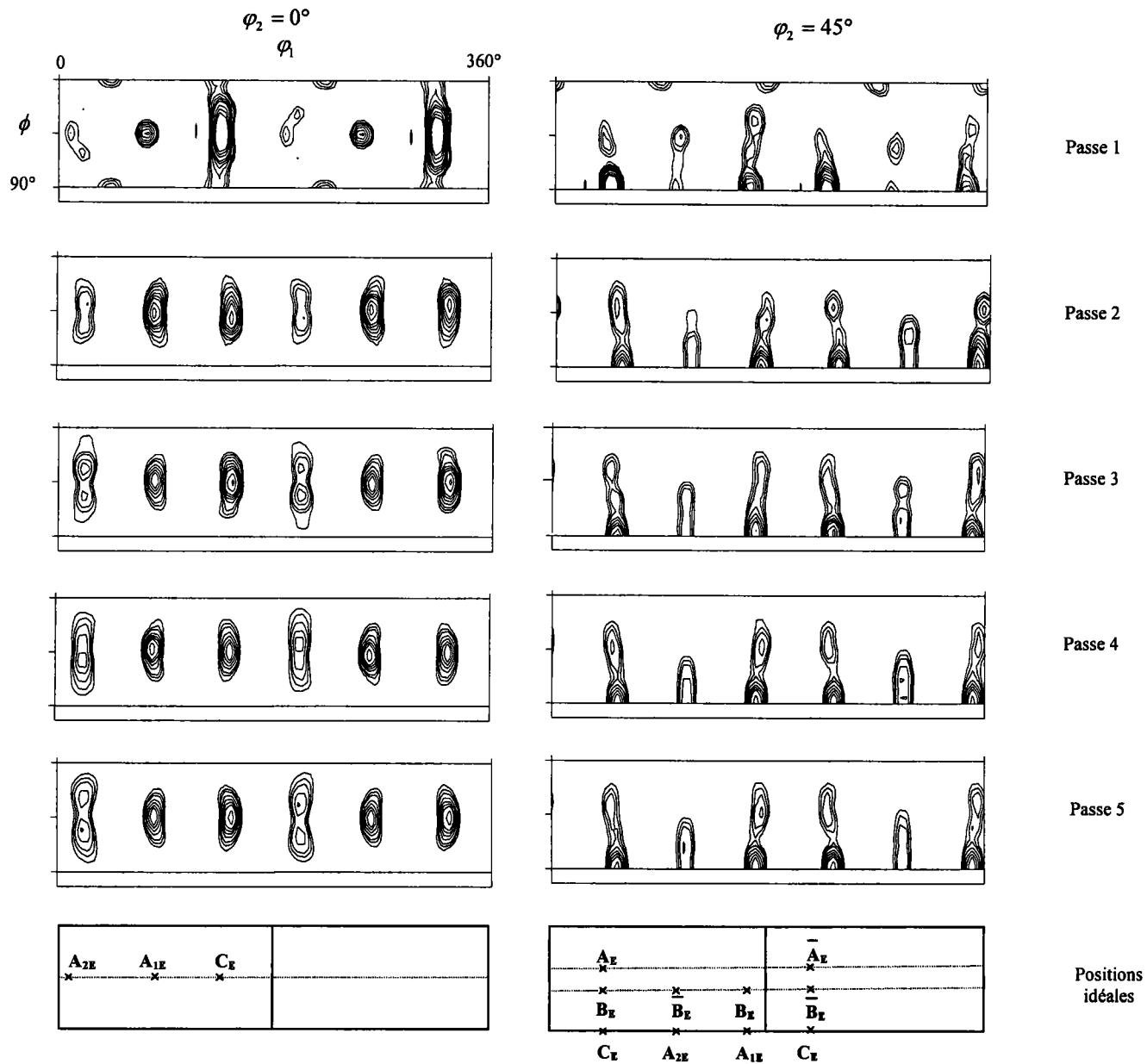


Fig. 4. 3-12 : Textures d'aluminium obtenues avec le code autocohérent et le modèle de lignes d'écoulement pour cinq passes suivant la route C (isovaleurs : 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20, 24).

#### 4.3.4. Discussion

Quelle que soit la route suivie par l'échantillon, les simulations pour l'aluminium donnent de moins bons résultats que les simulations des différents cuivres au niveau des comparaisons avec les textures expérimentales. Ces dernières présentent de manière générale, pour toutes les passes et pour les trois routes étudiées, des composantes caractéristiques de faibles intensités (voire absentes), difficiles à retranscrire par les simulations. L'analyse des tableaux 4.5, 4.6 et 4.7 montre, pour toutes les simulations (quels que soient le code et le modèle utilisés), que les composantes  $A_{IE}$  et  $C_E$  sont de fortes intensités à la différence des composantes caractérisant les expériences d'ECAE.

Ces constatations prouvent donc bien que les simulations négligent certains processus de déformation. En effet, les deux codes utilisés ne tiennent compte que du glissement des composantes alors que dans le cas de l'aluminium pur, le phénomène de recristallisation dynamique continue n'est pas négligeable. La microstructure de la cinquième passe présentée sur la figure 4.3-13 en est la preuve. En effet, la forme et l'inclinaison des grains ne correspondent pas à l'évolution attendue à partir de la géométrie initiale. Cette déviation peut être provoquée par la recristallisation dynamique.



Fig. 4. 3-13 : Microstructure de l'aluminium pour la cinquième passe suivant la route A.

Tóth & Jonas [1992] et Jonas & Tóth [1992] ont modélisé la recristallisation dynamique discontinue pour le cuivre. Pour pouvoir améliorer les simulations de l'évolution de la texture cristallographique de l'aluminium pur, la mise en place d'un modèle similaire semble donc nécessaire.



# CHAPITRE V

## Modélisation de l'écrouissage dans le procédé ECAE

*La connaissance et la compréhension de l'écrouissage en ECAE, paramètre important du comportement d'un matériau, sont décrites dans ce chapitre. L'approche par lignes d'écoulement, développée au chapitre II, est incorporée dans un modèle récent basé sur les cellules de dislocations (Estrin et al. [1998], Tóth et al. [2002]). Le matériau choisi pour décrire le phénomène d'écrouissage aux très grandes déformations est le cuivre. Des courbes obtenues de façon entièrement analytique sont comparées aux résultats expérimentaux et aux courbes présentées par Tóth [2004].*

## 5.1. Ecrouissage et des stades de déformation

### 5.1.1. Définition de l'écrouissage

L'écrouissage se traduit par le durcissement d'un métal ou d'un alliage provenant de la déformation cristalline. Il correspond à une modification structurale. Cette opération engendre une augmentation des caractéristiques de résistance (dureté, limite d'élasticité ...) et une diminution des caractéristiques de ductilité (allongement, striction ...). L'écrouissage est produit par une déformation plastique effectuée au-dessous de la température de recristallisation. Généralement obtenu à froid, un durcissement par déformation est possible à chaud mais largement réduit par la restauration et la recristallisation.

L'écrouissage apporte au métal, surtout dans le cas des tôles, fils et pièces étirées, certaines propriétés mécaniques que ne peuvent conférer les traitements thermiques. On peut supprimer les effets de l'écrouissage par recuit de recristallisation.

Le taux d'écrouissage est aussi défini comme la pente  $\theta$  de la courbe  $\tau(\gamma) : \theta = \frac{d\tau}{d\gamma}$

où  $\tau$  est la cission résolue et  $\gamma$  le taux de glissement. La figure 5.1-1 illustre le cas d'un cisaillement simple à l'aide d'un élément de matière où sont présentées les deux caractéristiques  $\tau$  et  $\gamma$ .

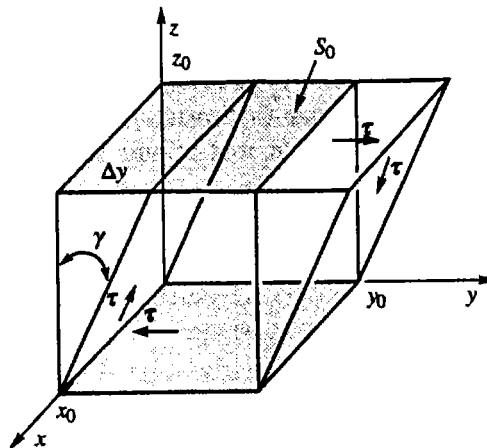


Fig. 5. 1-1 : Cisaillement simple.

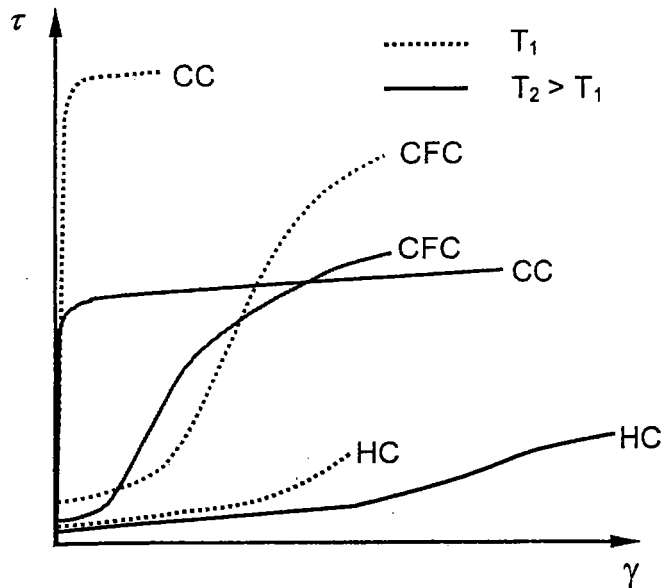


Fig. 5. 1-2 : Comparaison des courbes d'érouissage de métaux de différentes structures pour deux températures.

La figure 5.1-2 et le tableau 5.1 présentent une synthèse de l'érouissage pour des métaux de différentes structures. Dans la suite de ce chapitre, l'étude sera effectuée pour le cuivre (matériau de type c.f.c.).

	Cission critique	Erouissage
<i>CFC</i>	Faible	Fort après un court stade de glissement simple
<i>CC</i>	Forte	Faible, peu de durcissement par érouissage
<i>HC</i>	Faible	Faible mais allongement considérable en glissement simple

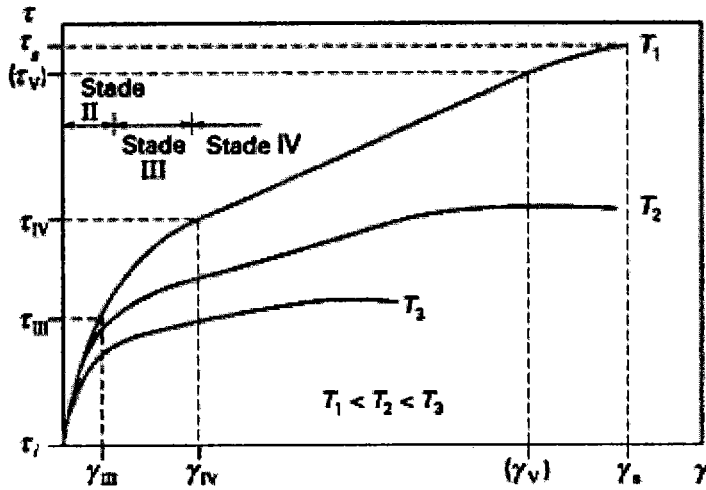
Tableau 5. 1 : Cission critique et érouissage pour des métaux de différentes structures.

### 5.1.2. Description des stades de déformation

La figure 5.1-3 schématise une partie des différents stades de l'érouissage pour plusieurs températures. Ces stades correspondent à un domaine de déformation où l'évolution de la contrainte d'écoulement est contrôlée par les mêmes processus microscopiques. Comme le comportement varie avec la vitesse de déformation et la température, c'est en fait un domaine dans l'espace ( $\gamma, \dot{\gamma}, T$ ).

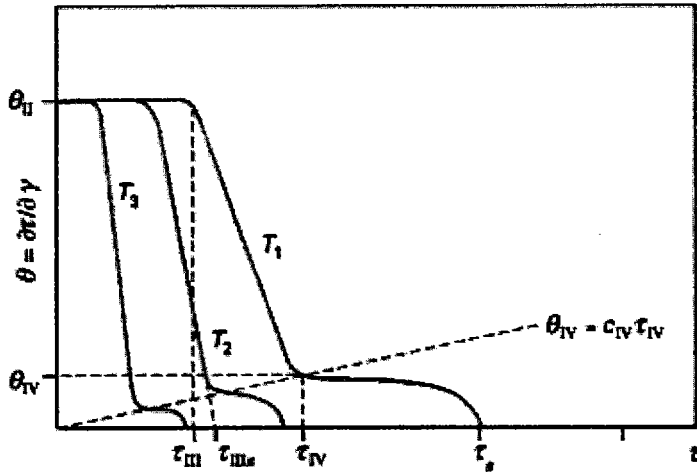
Les différents stades d'érouissage dépendent étroitement des mécanismes microscopiques de la déformation plastique. Ils sont désignés par 0 à IV selon la nomenclature initiale adoptée :

- Le stade 0 correspond au domaine de microplasticité transitoire où se mettent en place les systèmes de glissement.
- Le stade I est caractérisé par un taux de durcissement constant mais faible (qui dépend de l'orientation du cristal), c'est-à-dire que la variation de la cission en fonction du cisaillement,  $\tau(\gamma)$ , est linéaire. Ce stade de glissement facile est uniquement présent dans les monocristaux purs, orientés pour le glissement simple. Du point de vue de la microstructure, on remarque la présence de petites boucles de dislocations. L'influence des variables externes T et  $\dot{\gamma}$  est peu sensible.
- Le stade II est dit de fort durcissement linéaire (son taux d'érouissage est très élevé, Fig 5.1-3b). Après un domaine transitoire où le durcissement augmente énormément, on retrouve une variation linéaire de la cission en fonction du cisaillement. On entre dans le domaine du glissement double ou multiple. Le mécanisme dominant du stade II est la mise en place d'accumulation des dislocations par interactions aléatoires. Pratiquement insensible au matériau (variables internes) et aux variables externes de l'essai, en particulier à la température, ce stade est parfois appelé domaine athermique.
- Le stade III correspond à un durcissement parabolique (Fig 5.1-3a). Il traduit la mise en place des mécanismes de restauration dynamique qui éliminent les dislocations redondantes par annihilation de paires de dislocations opposées. Dans ce cas, une forte décroissance linéaire est notable pour le taux d'érouissage (Fig 5.1-3b) sans forcément retomber à zéro. La caractéristique marquante de ce domaine est la présence des glissements déviés.
- L'existence d'un stade supplémentaire, noté stade IV, peut apparaître aux très grandes déformations (Gil Sevillano *et al.* [1980]). Il est dépendant de la température (Fig 5.1-3) et se traduit par un très faible taux d'érouissage quasi linéaire qui retarde l'apparition de la saturation et augmente la contrainte de saturation. Généralement la loi de Voce [1948], qui propose un taux d'érouissage constamment décroissant, traduit correctement ce stade. Les mécanismes qui interviennent dans le stade IV sont encore sujets à controverse. On peut tout de même supposer qu'il y a accumulation des débris comme dans le stade I, évolution de la désorientation entre sous grains et modification de la densité de dislocations dans les parois des cellules.



(a) écroutissage  $\tau(\gamma)$

Indice  $i$  : état initial.  
Indice  $s$  : état en saturation.



(b) taux d'écroutissage  $\theta(\tau)$

Fig. 5. 1-3 : Stades d'écroutissage représentés sur une courbe de cisssion-cisaillement (a) et sur une courbe de taux d'écroutissage (b) pour différentes températures.

La présence et l'étendue des trois premiers stades dépendent de plusieurs paramètres : du métal (structure), de la pureté, de l'orientation, de l'énergie de faute d'empilement, de la taille et de la forme du cristal, des conditions de surface, mais aussi de la température et de la vitesse de déformation. Les trois stades ne sont pas toujours présents. Pour des températures élevées et des fortes énergies de fautes d'empilement, le stade II peut être totalement absent et c'est le stade III qui domine.

## 5.2. Modèle de plasticité polycristalline basé sur les cellules de dislocations

### 5.2.1. Présentation analytique

Ce modèle a été présenté par Estrin *et al.* [1998] et généralisé ensuite par Tóth *et al.* [2002] pour décrire le comportement de l'écrouissage en grandes déformations en considérant une structure composée des cellules de dislocations.

Dans la plupart des matériaux métalliques, une structure constituée de cellules de dislocations, dont la taille moyenne est  $d$ , se développe. Les cellules sont composées de deux parties : la paroi et l'intérieur de la cellule. Leurs densités de dislocations respectives sont  $\rho_w$  et  $\rho_c$ . Les équations d'évolution de ces paramètres sont formulées comme suit :

$$\dot{\rho}_w = \frac{6\beta^* \dot{\gamma}_c (1-f)^{2/3}}{bdf} + \frac{\sqrt{3}\beta^* \dot{\gamma}_c (1-f) \sqrt{\rho_w}}{fb} - k_0 \left( \frac{\dot{\gamma}_w}{\dot{\gamma}_0} \right)^{-1/n^*} \dot{\gamma}_w \rho_w, \quad (5.1)$$

$$\dot{\rho}_c = \alpha^* \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{\rho_w}}{b} \dot{\gamma}_w - \beta^* \frac{6\dot{\gamma}_c}{bd(1-f)^{1/3}} - k_0 \left( \frac{\dot{\gamma}_c}{\dot{\gamma}_0} \right)^{-1/n^*} \dot{\gamma}_c \rho_c. \quad (5.2)$$

Dans ces deux équations,  $b$  est la longueur du vecteur de Burgers,  $f$  est la fraction volumique de la paroi de la cellule,  $\dot{\gamma}_c$  et  $\dot{\gamma}_w$  sont respectivement le taux de cisaillement pour l'intérieur de la cellule et celui pour la paroi,  $\dot{\gamma}_0$  un taux de cisaillement de référence et  $\beta^*$ ,  $\alpha^*$ ,  $k_0$ ,  $n^*$  sont des paramètres du modèle.

Le premier terme de l'équation (5.1) correspond au flux de dislocations allant de l'intérieur de la cellule vers la paroi, pour le second terme il s'agit de la contribution des sources de Frank-Read. Quant au troisième, c'est un terme d'annihilation très sensible à la vitesse de déformation qui est caractérisée par l'exposant  $n^*$ . Ce paramètre du matériau,  $n^*$ , décrit la sensibilité de l'écrouissage par rapport à la vitesse de déformation. Dans l'équation (5.2), le premier terme transcrit l'augmentation de la densité de dislocation par les sources de Frank-Read. Le second correspond aux dislocations quittant l'intérieur de la cellule. Le troisième, identique à celui de la relation (5.1), est le terme d'annihilation.

La taille des cellules est liée à la densité de dislocations moyenne,  $\rho_{total}$ , donnée à l'aide de la relation empirique de Holt :

$$d = \frac{K}{\sqrt{\rho_{total}}} \quad (5.3)$$

où  $K$  est également une constante se référant au matériau. La quantité  $\rho_{total}$  a pour expression :

$$\rho_{total} = f\rho_w + (1-f)\rho_c. \quad (5.4)$$

Un élément important de ce modèle est la diminution de la fraction volumique des parois en fonction de la déformation de cisaillement cristallographique accumulée  $\gamma_r$ . Elle est prise en considération en utilisant la relation empirique suivante :

$$f = f_\infty + (f_0 - f_\infty) \exp(-\gamma_r / \tilde{\gamma}_r) \quad (5.5)$$

où  $f_0$  est la fraction volumique initiale,  $f_\infty$  la valeur limite et  $\tilde{\gamma}_r$ , un paramètre, tous obtenus à partir de partir d'expériences faites sur du cuivre (Müller *et al.* [1995]).

Les équations (5.1) et (5.2) sont introduites à la plasticité polycristalline de la manière suivante. On suppose que la paroi et l'intérieur des cellules se déforment de la même façon :  $\dot{\gamma}_w = \dot{\gamma}_c = \dot{\gamma}_r$  (cela ne signifie pas que les grains obéissent à la condition de déformation de Taylor). Les vitesses de glissement sont transcrites par les contraintes de cisaillement  $\tau_c^r$  et  $\tau_w^r$  dans les deux phases en employant la loi de comportement :

$$\tau_c^r + \tau_c^i = \tau_c^0 \left( \frac{\dot{\gamma}_c}{\dot{\gamma}_0} \right)^{1/m}, \quad (5.6a)$$

$$\tau_w^r + \tau_w^i = \tau_w^0 \left( \frac{\dot{\gamma}_w}{\dot{\gamma}_0} \right)^{1/m}. \quad (5.6b)$$

Les quantités  $\tau_c^i$  et  $\tau_w^i$  correspondent aux contraintes résiduelles et  $m$  est l'indice de la sensibilité à la vitesse de déformation. Les quantités  $\tau_c^0$  et  $\tau_w^0$  représentent respectivement la résistance au glissement à l'intérieur de la cellule et pour la paroi. Elles sont déterminées en utilisant la relation de Taylor avec la densité de dislocations :

$$\tau_c^0 = \alpha Gb\sqrt{\rho_c}, \quad \tau_w^0 = \alpha Gb\sqrt{\rho_w} \quad (5.7a,b)$$

où  $\alpha$  est un paramètre lié au matériau et  $G$  le module de cisaillement.

Quant aux contraintes résiduelles, leur volume moyen est nul :

$$0 = f\tau_w^i + (1-f)\tau_c^i. \quad (5.8)$$

On peut également prouver qu'il ne se crée pas de déformation substantielle après déchargement (Estrin *et al.* [1998]). Pour obtenir la contrainte de cisaillement résultant des cellules composées,  $\tau_r$ , la règle des mélanges est utilisée :

$$\tau_r = f(\tau_w^r + \tau_w^i) + (1-f)(\tau_c^r + \tau_c^i). \quad (5.9)$$

En introduisant (5.8) dans la relation (5.9), on obtient :

$$\tau_r = f\tau_w^r + (1-f)\tau_c^r. \quad (5.10)$$

La loi de composition est également supposée être sensible à la vitesse de déformation :

$$\tau_r = \tau_0^r \left( \frac{\dot{\gamma}_r}{\dot{\gamma}_0} \right)^{1/m} \quad (5.11)$$

où la quantité  $\tau_0^r$  est appelée la résistante équivalente au glissement. Cette dernière est calculée comme suit (en utilisant les équations (5.11), (5.10) et (5.6)) :

$$\tau_0^r = f\tau_w^0 + (1-f)\tau_c^0. \quad (5.12)$$

Ainsi à l'aide de ce modèle de plasticité polycristalline basé sur les cellules de dislocations, l'écroutissage peut être calculé de manière entièrement analytique. La résistance équivalente au glissement,  $\tau_0^r$ , obtenue par l'équation (5.12) et présentée en fonction de la déformation au sens de von Mises donne la courbe d'écroutissage au niveau microscopique.



### 5.2.2. Facteur de Taylor

La vitesse de déformation équivalente au sens de von Mises, nécessaire à la modélisation, a été calculée à partir du modèle des lignes d'écoulement. Elle est liée à la vitesse de déformation en cisaillement (utilisée dans les équations (5.1) et (5.2) du paragraphe précédent) à l'aide du facteur de Taylor :

$$\dot{\gamma}_r = M \bar{\dot{\epsilon}} \quad (5.13)$$

Le facteur de Taylor est calculé comme suit :

$$M = \frac{\sum_{i=1}^{n_g} v_i \sum_{s=1}^N |\dot{\gamma}_s^i|}{\bar{\dot{\epsilon}}} \quad (5.14)$$

où  $|\dot{\gamma}_s^i|$  est la valeur absolue du taux de cisaillement au sens de von Mises du  $s^{i\text{ème}}$  système de glissement dans le grain «  $i$  » du polycristal composé de  $n_g$  grains de fraction volumique  $v_i$ . La sommation se fait tout d'abord sur les systèmes de glissement, puis sur les grains.

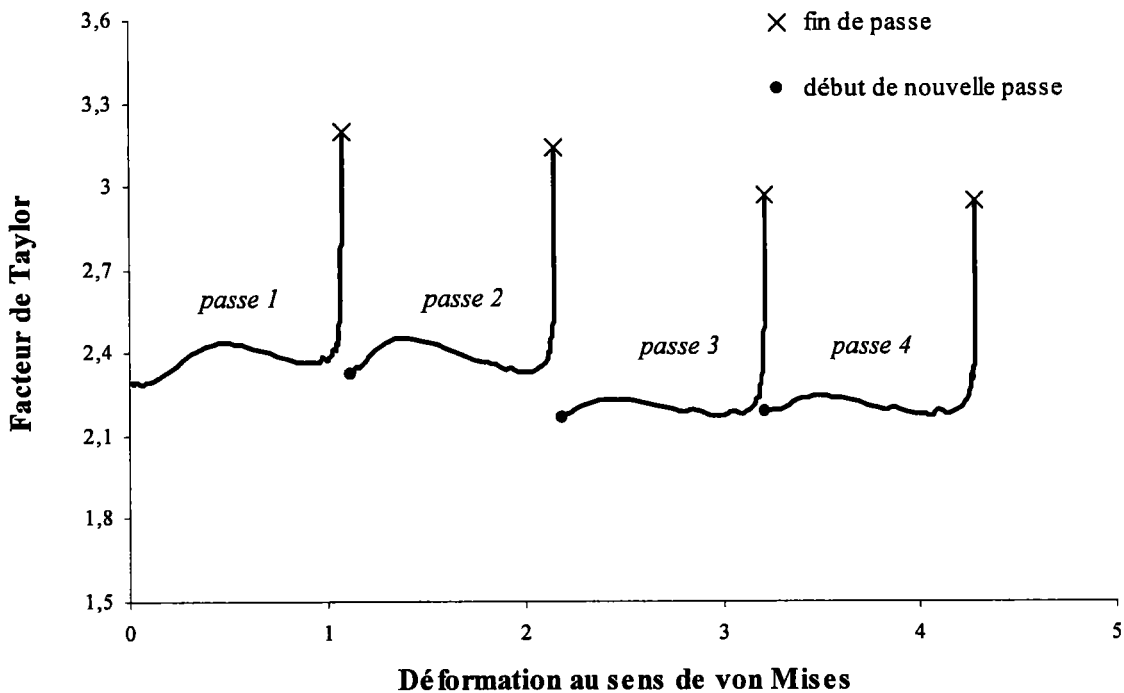


Fig. 5. 2-1 : Facteur de Taylor exprimé à l'aide du modèle autocohérent en fonction de la déformation pour quatre passes suivant la route A pour le cuivre.

$M$  varie en fonction de la déformation. Sa variation est calculée séparément en utilisant le code autocohérent viscoplastique. On constate, sur la figure 5.2-1, que le facteur de Taylor pour chaque passe est quasiment constant, sauf à la toute fin de chaque passe.

### 5.3. Application du modèle d'érouissage à l'ECAE

#### 5.3.1. Modélisation par l'approche de lignes d'écoulement

L'étude a été faite dans le cas d'un dispositif d'essai en ECAE où les canaux d'extrusion sont perpendiculaires (c'est-à-dire que  $\Phi=90^\circ$ ).

Le stade IV du modèle d'érouissage développé par Tóth *et al.* [2002] est utilisé dans ce travail. Comme décrit dans le paragraphe précédent, ce modèle tient aussi bien compte de la sensibilité à la vitesse de déformation que de l'évolution de la structure des cellules de dislocations en grandes déformations. Il a été introduit dans l'approche analytique de lignes d'écoulement (décrite au chapitre II) afin d'obtenir des courbes caractéristiques de l'érouissage.

Cette application a été faite pour un matériau de cuivre OFHC. Dans la publication récente sur le modèle d'érouissage basé sur les cellules de dislocations (Tóth *et al.* [2002]), les paramètres d'érouissage pour ce matériau ont déjà été identifiés. Ces paramètres sont récapitulés dans le tableau 5.2. Seul  $\dot{\gamma}_0$  a été ajusté à notre modélisation.

$\rho_w^{(t=0)}$	$5 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$	$n^*$	4
$\rho_c^{(t=0)}$	$2.5 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$	$\alpha$	0.25
$f_0$	0.25	$G$	47.4 GPa
$f_\infty$	0.06	$b$	$2.56 \times 10^{-10} \text{ m}$
$\tilde{\gamma}^r$	3.2	$K$	10
$\dot{\gamma}_0$	$0.08 \text{ s}^{-1}$	$\alpha^*$	0.065
$m$	20	$\beta^*$	0.012
$k_0$	9.2		

Tableau 5. 2 : Paramètres et constantes identifiés pour l'érouissage du cuivre OFHC.

Les paramètres utilisés dans ce modèle d'érouissage sont liés aux procédés microscopiques de dislocations. On estime, par analogie, qu'ils sont identiques quel que soit le chemin de déformation appliqué au matériau. Ainsi, ces mêmes paramètres ont donc été appliqués au cuivre dans le cas du procédé de déformation en ECAE.

Pour les simulations, le polycristal a été déplacé suivant la ligne de courant en utilisant le champ de vitesses donné par les équations (2.13). La ligne de courant étudiée a été choisie au milieu du canal et la vitesse d'extrusion a été prise pour 1mm/s. Quatre passes suivant la route A ont été simulées avec le paramètre  $n$  de ligne d'écoulement égal à 12.

La vitesse de déformation a été calculée analytiquement avec l'approche de lignes d'écoulement. L'introduction du facteur de Taylor a permis ensuite d'obtenir le taux de cisaillement résultant. Comme décrit dans le paragraphe 5.2, la résistance équivalente au glissement  $\tau'_0$  a été calculée. Cette quantité représente l'écoulement du matériau au niveau microscopique (Fig. 5.3-1).

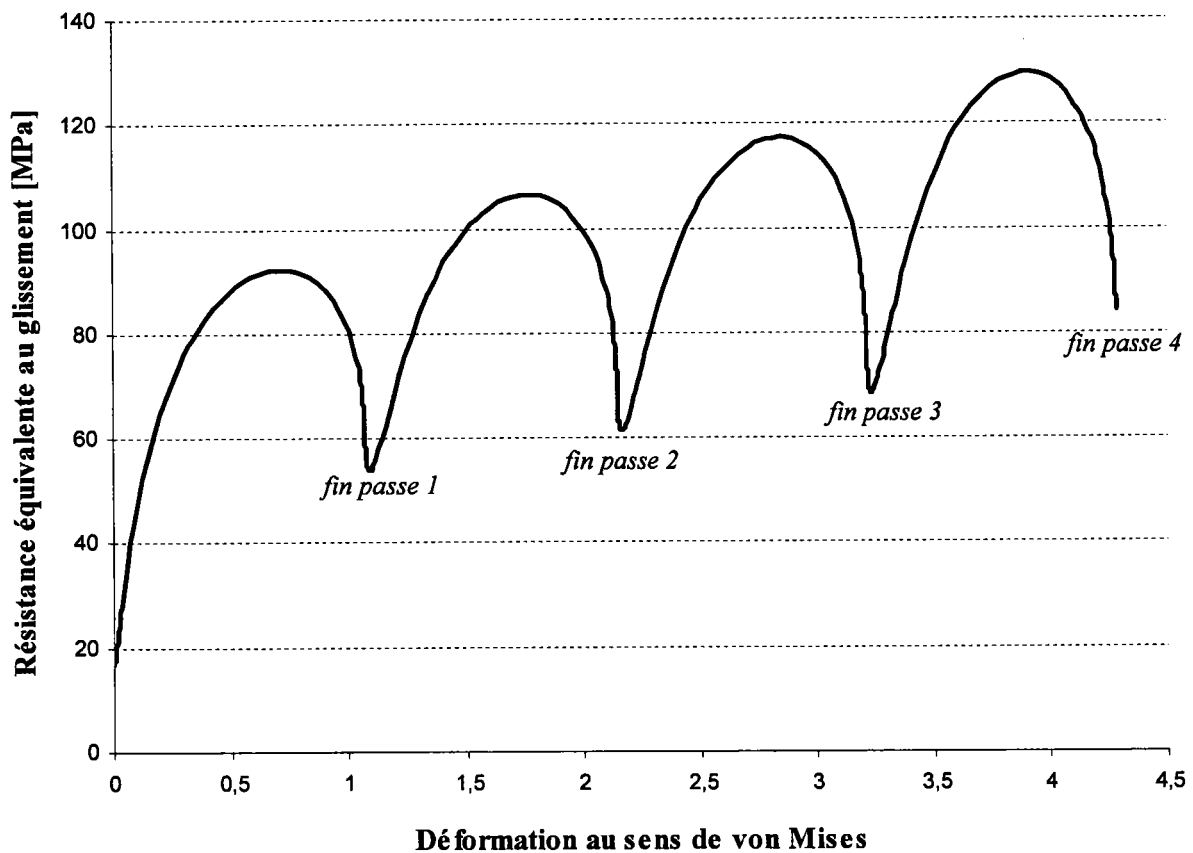


Fig. 5. 3-1 : Courbe d'écrouissage exprimée par la résistance équivalente au glissement en fonction de la déformation pour quatre passes suivant la route A pour le cuivre (au niveau microscopique).

La caractéristique la plus intéressante dans le comportement de l'écoulement prédit est la présence d'un maximum pour chaque passe. Ce phénomène est lié à la variation de la vitesse de déformation pendant le passage du matériau dans la zone plastique. La vitesse de déformation équivalente (Eq. (2.18)) varie continuellement pour un essai en ECAE. Cette variation est présentée en figure 5.3-2 en fonction de la déformation accumulée de von Mises. Il convient de noter que l'amplitude relative de cette variation (c'est-à-dire le rapport de la vitesse de déformation sur la vitesse de déformation minimale) est théoriquement infinie.

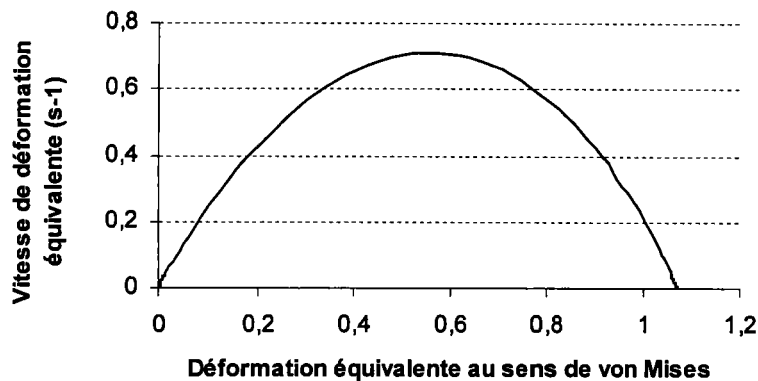


Fig. 5.3-2 : Variation de la vitesse de déformation équivalente en fonction de la déformation pour une passe dans le dispositif ECAE ( $n=12$ ,  $v_0=0,001\text{m/s}$ ,  $d=0,01\text{m}$ ,  $x_0=0,005\text{m}$ ).

Comme le montrent les courbes de la figure 2.3-7 du chapitre II et la figure 5.3-2, toutes les composantes de la vitesse de déformation plastique sont nulles au départ. Puis quand l'échantillon pénètre dans la zone plastique, ces mêmes composantes croissent jusqu'à atteindre un maximum sur le plan oblique à  $45^\circ$ , intersection des deux canaux (présenté sur la figure 2.3-1). Pendant l'augmentation de la vitesse de déformation, l'écoulement est croissant car les procédés d'annihilation qui peuvent ramollir le matériau ont peu de temps pour opérer. Par contre, quand l'échantillon a passé la position correspondant à la valeur maximale, la vitesse de déformation diminue jusqu'à zéro. Dans ce cas, les procédés d'annihilation interviennent davantage et prennent le dessus sur le durcissement afin de ramollir le matériau. La densité totale de dislocations décroît pendant cette étape. Dans notre modélisation, les troisièmes termes des équations (5.1) et (5.2) traduisent ce ramollissement et sont fortement dépendant de la vitesse de déformation.

Il est difficile de vérifier expérimentalement cette caractéristique importante du procédé d'écoulement. En effet, la contrainte d'écoulement ne peut pas être mesurée localement pendant le passage du matériau dans le dispositif d'ECAE. Seules la valeur initiale et les valeurs entre chaque passe peuvent être mesurées.

La courbe d'érouissage de la figure 5.3-1 représente la résistance équivalente de glissement. Ce terme étant une quantité microscopique, cela pose une autre difficulté pour effectuer une vérification expérimentale. Il est donc nécessaire de la convertir au niveau macroscopique afin de pouvoir la comparer aux contraintes d'écoulement mesurées. Pour ce faire, il faut utiliser le facteur de Taylor.

La contrainte équivalente d'écoulement obtenue à l'aide du facteur de Taylor est définie par :

$$\bar{\sigma} = \bar{\tau}_0' M . \quad (5.15)$$

Cette relation exprime l'effet de la texture cristallographique sur la contrainte équivalente à travers le facteur de Taylor. La courbe d'érouissage au niveau macroscopique est ainsi présentée par la figure 5.3-3.

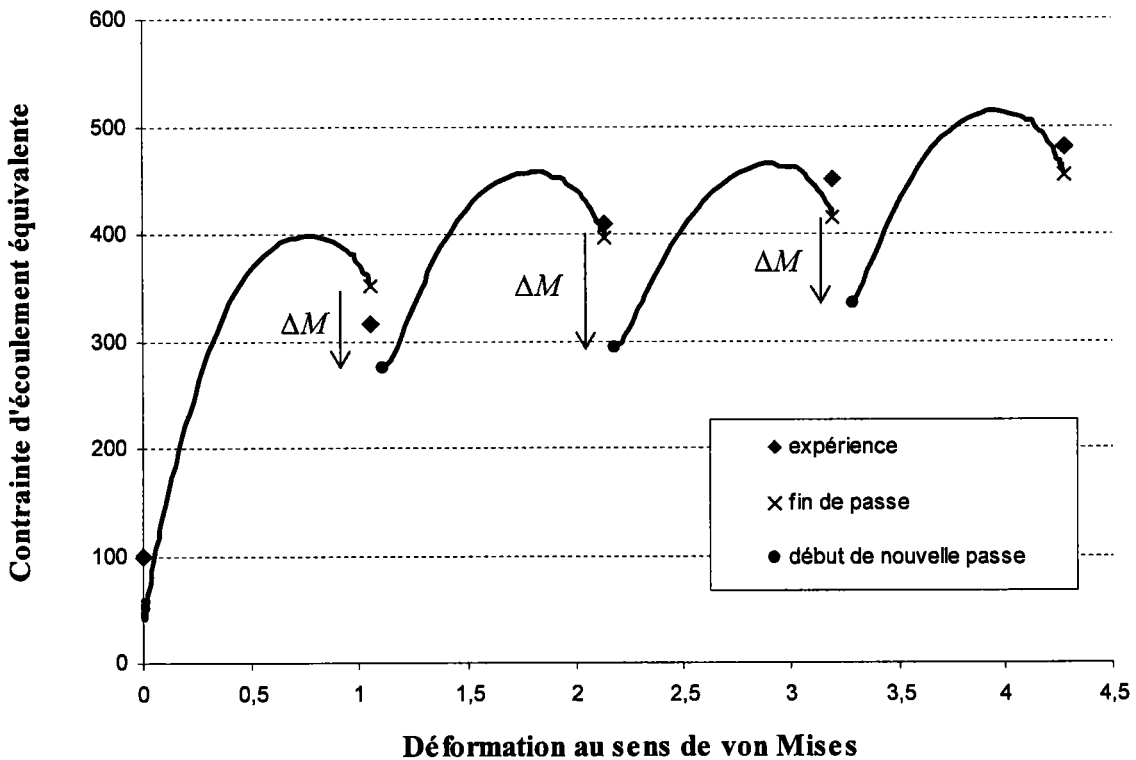


Fig. 5. 3-3 : Courbe d'érouissage exprimée par la contrainte d'écoulement équivalente en fonction de la déformation pour quatre passes suivant la route A pour le cuivre (au niveau macroscopique).

Une concordance correcte est observée lors de la comparaison entre les simulations et les mesures expérimentales. Ces dernières ont été obtenues à partir d'essais de dureté (Kopacz [2000]).

La particularité de la courbe d'érouissage est qu'elle présente une baisse de la contrainte d'écoulement avant la fin de chaque passe. Comme pour l'analyse microscopique, l'explication détaillée de ce phénomène provient des équations (5.1) et (5.2) ainsi que de la variation de la vitesse de déformation présentée par la figure 5.3-2. Une telle baisse de la contrainte d'écoulement devrait mener à des instabilités au niveau de la déformation, ce qui n'est pourtant pas constaté pour les essais sur le cuivre en ECAE. L'explication provient de la nature très confinée des tests pendant lesquels une importante pression hydrostatique agit et empêche l'apparition des instabilités. Les contraintes géométriques exercées par les deux canaux limitent également la présence de ces phénomènes.

Une autre baisse entre chaque passe (indiquée par les symboles «  $\Delta M$  ») est aussi remarquable sur la figure 5.3-3. Elle est due au changement brutal de la valeur du facteur de Taylor. Ce dernier provient de l'effet de la rotation de  $90^\circ$  entre chaque passe sur le calcul de la vitesse de déformation. Ces sauts notables sont présentés sur la figure 5.2-1. La formule (5.15) traduit directement cette influence vu que la contrainte équivalente d'écoulement est calculée en fonction du facteur de Taylor. Au contraire, la courbe d'érouissage au niveau microscopique ne présente pas ces sauts car l'influence du facteur de Taylor n'est pas aussi marquée. En effet, ce dernier n'intervient que dans le calcul des taux de cisaillement, apparaissant dans les équations (5.1) et (5.2).

### 5.3.2. Modélisation par l'approche de lignes d'écoulement avec le code autocohérent

L'approche de lignes de courant et le modèle de plasticité polycristalline ont été intégrés à la version isotrope du code autocohérent viscoplastique décrit au chapitre bibliographique et utilisé pour les simulations des textures aux chapitres III et IV (Tóth [2004]). Cette fois-ci, les courbes d'écroutissage présentées ne sont pas obtenues de manière totalement analytique.

La seule difficulté de ce modèle est le glissement multiple en général, alors que la quantité  $\dot{\gamma}_r$  est seulement une grandeur scalaire pour chaque grain. La quantité  $\dot{\gamma}_r$  doit être définie de façon physique. Elle peut être obtenue de la manière suivante :

$$\tau_r \dot{\gamma}_r = \sum_{s=1}^N \tau_s \dot{\gamma}_s \quad (5.16)$$

où l'indice  $s$  représente les systèmes de glissement dans le cristal et  $N$  le nombre de systèmes de glissement.

La loi de comportement du glissement donne :

$$\tau_s = \tau_0^r \left( \frac{\dot{\gamma}_s}{\dot{\gamma}_0} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (5.17)$$

Avec l'aide des relations (5.11), (5.16) et (5.17), on obtient finalement la vitesse de déformation équivalente en cisaillement :

$$\dot{\gamma}_r = \left[ \sum_{s=1}^N \left\| \dot{\gamma}_s \right\|^{\frac{m+1}{m}} \right]^{\frac{m}{1+m}} \quad (5.18)$$

Il est important de noter que ce taux de déformation équivalent en cisaillement est différent de sa définition conventionnelle :

$$\dot{\gamma}_r \leq \sum_{s=1}^N \left\| \dot{\gamma}_s \right\|. \quad (5.19)$$

La résistance équivalente au glissement  $\tau_0^r$  a été ensuite calculée pour chaque grain. Leur valeur moyenne est obtenue de la manière suivante :

$$\bar{\tau}_0^r = \sum_{i=1}^{n_g} v_i \tau_{0,i}^r \quad (5.20)$$

où  $n_g$  est le nombre de grains de fraction volumique  $v_i$ . Sur la figure 5.3-4, cette quantité représente l'érouissage au niveau microscopique.

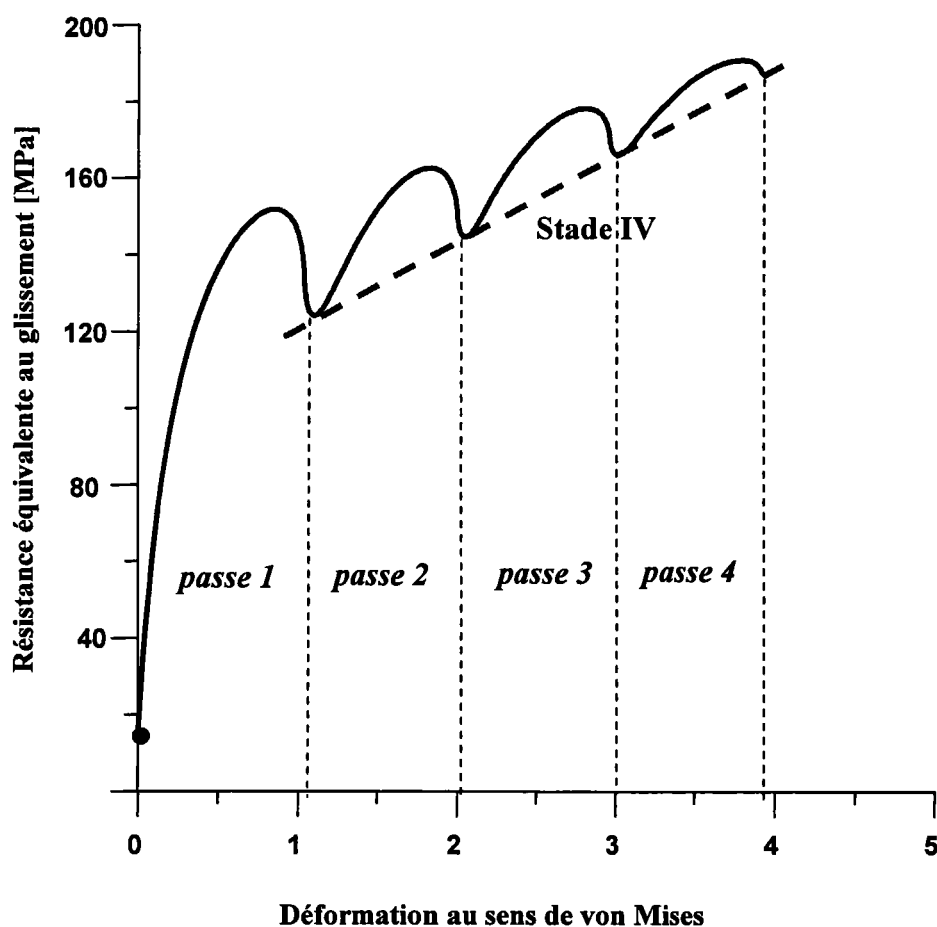


Fig. 5.3-4 : Courbe d'érouissage exprimée par la résistance équivalente au glissement en fonction de la déformation pour quatre passes suivant la route A pour le cuivre (au niveau microscopique).

Il est intéressant de noter que, malgré la variation de la vitesse de déformation, les valeurs de la contrainte d'écoulement à la fin de chaque passe permettent de construire, sur la courbe de la figure 5.3-4, une droite dont la pente correspond au stade IV de l'érouissage du matériau. Ce stade d'important érouissage est habituellement constaté pour des chemins de déformation proportionnels (Sevillano *et al.* [1980]).



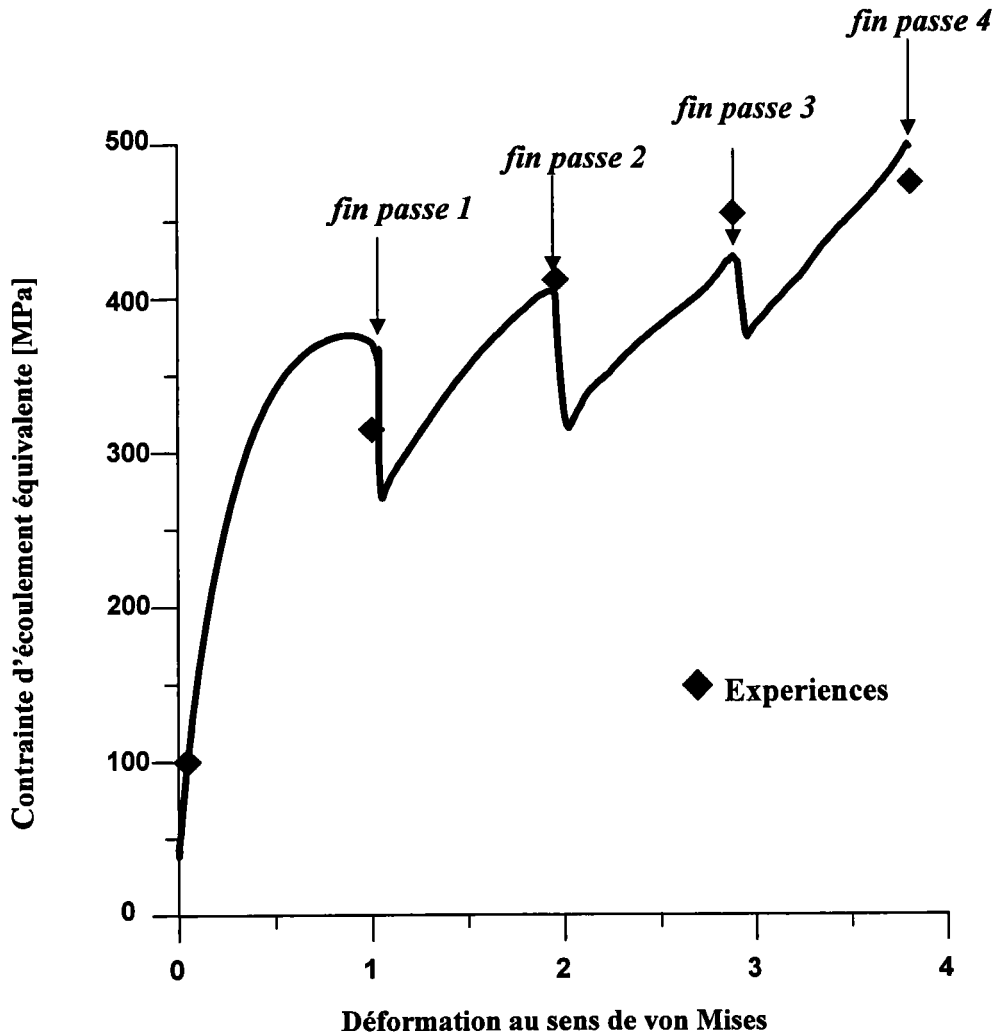


Fig. 5. 3-5 : Courbe d'érouissage exprimée par la contrainte d'écoulement équivalente en fonction de la déformation pour quatre passes suivant la route A pour le cuivre (au niveau macroscopique).

Le comportement macroscopique de l'érouissage est présenté en figure 5.3-5. Il décrit toujours un maximum pour la première passe comme dans le cas de l'étude microscopique. Par contre, ce phénomène ne reproduit pas pour les passes suivantes. Cependant, il y a un saut rapide de la contrainte d'écoulement correspondant à la réinsertion de l'échantillon dans le canal d'entrée du dispositif. Cet effet est très prononcé et traduit le changement soudain d'orientation du polycristal qui est tourné de  $90^\circ$  entre chaque passe.

Comme le montre la figure 5.3-6, à cause de cette rotation, le cisaillement est tourné de  $90^\circ$  par rapport au précédent. De ce fait, il y a un changement brusque dans l'activité des systèmes de glissement, qui est fortement retranscrit par le facteur de Taylor. Cet effet est directement transmis à la contrainte d'écoulement en vue de l'équation (5.15). Ce saut est significatif après les deux premières passes (environ 100 MPa), pour ensuite diminuer de moitié au troisième passage.

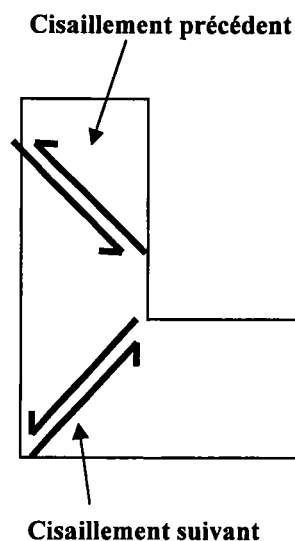


Fig. 5. 3-6 : Changement de chemin de déformation dû à la rotation de  $90^\circ$  entre chaque passe.

Entre les passages, la courbe d'écroutissage décrit un comportement linéaire se référant au comportement en stade IV. Le taux d'écroutissage est, cependant, plus important dans cette étude que pour les chemins de déformation proportionnels : il est de l'ordre de 140 MPa au lieu de 25 MPa habituellement pour le stade IV d'écroutissage des polycristaux de cuivre. Toutefois, ce gain d'écroutissage est perdu lorsqu'on réintroduit l'échantillon dans le dispositif. Cela s'explique par le changement soudain du chemin de déformation qui est nécessaire dans les essais en ECAE et par l'anisotropie développée dans le matériau lors des passes précédentes.

Des comparaisons peuvent être faites entre les simulations et les résultats expérimentaux obtenus à partir des essais de dureté (Kopacz [2000]). Une bonne concordance est observable sur la figure 5.3-5. Cependant, en raison du brusque saut des contraintes d'écoulement entre les passages, une incertitude significative demeure lors de la comparaison. Elle est certainement due à l'anisotropie induite par la déformation plastique.

Baik *et al.* [2003] ont aussi simulé les courbes d'écroutissage, pour de l'aluminium, avec le même modèle basé sur les cellules de dislocations et un code de plasticité polycristalline en éléments finis. Dans leur article, ils ne font pas état des maxima obtenus dans ce travail. Il n'y a actuellement aucune explication apparente concernant cette différence.

## **CONCLUSIONS**

Ce travail avait pour objectifs de développer une formule analytique caractérisant le chemin de déformation dans le procédé d'extrusion coudée à section constante afin de pouvoir modéliser l'évolution de l'écroutissage et des textures cristallographiques.

Le modèle de cisaillement discontinu introduit par Segal n'est qu'une approximation du mode de déformation. Nous avons donc proposé une approche théorique basée sur une ligne de courant qui décrit l'écoulement de la matière pour un dispositif d'ECAE à 90°. Validée par des calculs obtenus par éléments finis, elle permet de modéliser de manière entièrement analytique la déformation plastique. Cette dernière ne dépend plus que d'un seul paramètre ajustant la forme de la ligne de courant. La même démarche analytique a été obtenue pour  $\Phi=120^\circ$  mais avec des expressions beaucoup plus complexes.

Par la suite, cette approche a permis un travail sur les textures cristallographiques utilisées comme indicateur du mode de déformation (dans le cas où  $\Phi=90^\circ$  uniquement). Les composantes idéales des textures de matériaux c.f.c. en ECAE ont été identifiées en employant les orientations idéales du cisaillement simple. Deux types de simulations ont été réalisés :

- la première dite « simulation en continue » est basée uniquement sur la texture initiale expérimentale pour les calculs de tous les passages dans le dispositif ;
- la seconde, appelée « simulation par texture corrigée », introduit au début de chaque nouvelle passe la texture expérimentale du passage précédent.

Cette deuxième méthode s'est avérée plus efficace à partir du troisième passage. Elle permet de modéliser les textures en grandes déformations tout en limitant les erreurs provenant des calculs antérieurs. Les modèles de plasticité polycristalline de Taylor et autocohérent ont été employés avec les approches de cisaillement discontinu et de lignes d'écoulement pour la simulation numérique des textures. Des comparaisons ont été effectuées avec des textures expérimentales dont les essais ont été réalisés au sein de notre laboratoire. L'étude de ces différents cas a prouvé que les meilleurs résultats étaient obtenus pour le modèle de lignes d'écoulement incorporé dans le code autocohérent. L'importance et le sens des rotations des composantes idéales concordent avec les textures des expériences. La retranscription des tendances d'intensités est également correcte. Une étude pour différents types de cuivres a été menée. Les deux premières analyses des simulations concernant les échantillons de cuivre pur à 99,99% et 99,98% fournissent de très bonnes comparaisons avec les tests d'ECAE. Quant à la troisième, l'échantillon étant composé de grains de grandes tailles, les simulations ont

présenté de moins bons accords. En effet, la texture initiale choisie ne traduit pas exactement celle de la totalité de l'échantillon. Une seconde analyse a été menée sur le matériau I afin d'étudier l'influence de la déformation sur les textures en fonction de la position dans l'échantillon. Les décalages de la composante  $A_{IE}$  constatés dans les essais sont approximativement bien traduits dans les simulations numériques à l'aide du paramètre  $n$  suivant la ligne de courant choisie. Une troisième étude portant sur l'aluminium a mis en évidence d'autres difficultés concernant les simulations numériques. La correspondance entre les textures obtenues numériquement et expérimentalement n'est pas satisfaisante. Dans ce cas, la possibilité de la présence du phénomène de recristallisation dynamique a été soulevée pour expliquer l'importance des différences.

Le modèle de lignes d'écoulement a été également employé pour suivre l'évolution de l'écrouissage dans le procédé d'extrusion angulaire à section constante. Incorporé dans un modèle polycristal basé sur les cellules de dislocations, il a permis d'établir des courbes d'écrouissage aux niveaux microscopique et macroscopique pour un matériau de cuivre. Cette étude a été réalisée uniquement de manière analytique. Pour chaque passe, les variations des courbes présentent un maximum lié à la variation de la vitesse de déformation lors du passage dans la zone plastique. Un saut de la valeur de la contrainte d'écoulement équivalente est également constaté entre chaque passe, celui-ci est dû au brusque changement d'orientation de l'échantillon lors de sa réintroduction dans le canal d'entrée du dispositif. Une autre modélisation intègre ces données au code autocohérent. Les conclusions obtenues sont identiques. Dans ces deux cas, les données expérimentales mesurées en chaque fin de passe et concernant le durcissement sont en bon accord avec les simulations.

On peut donc conclure de manière générale que des éléments nouveaux de modélisation ont été apportés par l'approche de lignes d'écoulement pour l'étude du mode de déformation plastique avec un dispositif à  $90^\circ$  d'ECAE au vu des études menées pour les textures cristallographiques et l'écrouissage.

Quelques perspectives peuvent être apportées à ce travail :

- il serait intéressant de prendre en compte l'anisotropie du milieu équivalent homogène dans le modèle autocohérent de plasticité polycristalline afin d'améliorer la description de l'évolution du grain.
- comme pour le dispositif à  $90^\circ$ , l'approche de lignes d'écoulement pour  $\Phi=120^\circ$  est en train d'être incorporée au modèle de Taylor et au code autocohérent. Les simulations de l'évolution des textures et l'écrouissage pourront également être comparés aux expériences (en espérant que la concordance soit aussi bonne que pour le modèle étudié en détail dans ce travail de thèse).
- notre laboratoire dispose depuis peu d'un dispositif d'extrusion angulaire à section constante à chaud permettant l'étude de matériaux hexagonaux, comme le titane par exemple. Il serait intéressant par la suite d'appliquer notre modélisation de la déformation à ce type de matériau pour voir si l'analyse est toujours aussi correcte.
- Au niveau des nouvelles études possibles en écrouissage, il est nécessaire de réaliser des tests à vitesses variables en torsion afin d'obtenir des relevés de la courbe d'écrouissage en continu. En effet, nous disposons d'un appareil de torsion programmable pour une vitesse de déformation quelconque lors de la déformation.

**REFERENCES**  
**BIBLIOGRAPHIQUES**

- Agnew S.R. (1999)**, Proc. of ICOTOM12, the 12th Int. Conf. on Textures of Materials, Ed. Szpunar J.A., Montreal, 575.
- Agnew S.R., Kocks U.F., Hartwig K.T., Weertman J.R. (1998)**, Proc. 19<sup>th</sup> Riso. Int. Symp. Mat. Sci., Denmark, 201.
- Ahzi S., Molinari A., Canova G.R. (1990)**, Mec Eng. Pub., Londres, 425.
- Aida T., Matsuki K., Horita Z., Langdon T.G. (2001)**, Scripta Mater., 44, 575.
- Asaro R.J., Needleman A. (1985)**, Acta Met., 33, 923.
- Baik S.C., Estrin Y., Kim H.S., Hellmig R.J. (2003)**, Mat. Sci. Eng., A351, 86.
- Barber R.E., Dudo T., Yasskin P.B., Hartwig K.T. (2004)**, Scripta Mater., 51, 373.
- Berbon P.B., Furukawa M., Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1999)**, Met. Mat. Trans., 30A, 1999.
- Berveiller M., Zaoui A. (1979)**, J. Mech. Phys. Sol., 26, 235.
- Beyerlein I.J., Lebensohn R.A., Tomé C.N. (2003)**, Mat. Sci. Eng., A345, 122.
- Bishop J.F.W., Hill R. (1951)**, Phil. Mag., 42, 401.
- Bowen J.R., Gholinia A., Roberts S.M., Prangnell P.B. (2000)**, Mat. Sci. Eng., A287, 87.
- Budiansky B., Wu T.T. (1963)**, Proc. 4<sup>th</sup> Compr. App. Rech., 1175.
- Bunge H.J., Esling C. (1997)**, Techniques de l'ingénieur, M605.
- Bunge H.J. (1982)**, Texture analysis in materials science, Mathematical Methods, Butterworths *et al.* (publishers), Londres.
- Bunge H.J. (1960)**, Z. Metallk., 51, 535.
- Cui H. (1996)**, Thèse de doctorat (Ph. D. dissertation), Texas A&M Université, Collège Station, Etats-Unis.
- Dalla Torre F., Lapovok R., Sandlin J, Thomson P.F., Davies C.H.J., Pereloma E.V. (2004a)**, Acta Mater., 52, 4819.
- Dalla Torre F., Pereloma E.V., Davies C.H.J. (2004b)**, Scripta Mater., 51, 367.
- Dupuy L. (2000)**, Thèse de doctorat, Grenoble, France.



- Dupuy L., Blandin J.J. (2002)**, Acta Mat., 50, 3251.
- Eshelby J.D. (1957)**, Pro. Roy. Soc., A241, 376.
- Estrin Y., Tóth L.S., Molinari A., Bréchet Y. (1998)**, Acta Mater., 46, 5509.
- Ferrasse S., Segal V.M., Kalidindi S.R., Alford F. (2004)**, Mat. Sci. Eng., A368, 28.
- Fukuda Y., Oh-ishi K., Furukawa M., Horita Z., Langdon T.G. (2004)**, Acta Mater., 52, 1387.
- Furukawa M., Horita Z., Langdon T.G. (2002)**, Mat. Sci. Eng., A332, 97.
- Furukawa M., Iwahashi Y., Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1998)**, Mat. Sci. Eng., A257, 328.
- Furukawa M., Iwahashi Y., Horita Z., Nemoto M., Tsenev N.K., Valiev R.Z., Langdon T.G. (1997)**, Acta Mater, 45, 4751.
- Furukawa M., Horita Z., Nemoto M., Valiev R.Z., Langdon T.G. (1996)**, Acta Mater., 44, 4619.
- Gelfand I.M., Minlos R.A., Shapiro Z.Y.A. (1963)**, Representation of the rotation and Lorentz groups and their applications, Pergamon press, Oxford-Londres-New York-Paris.
- Germain L. (2002)**, stage de DEA, Université de Metz, France.
- Gil Sevillano J., Van Houtte P., Aernoudt E. (1980)**, Progr. Mater. Sci., 25, 69.
- Gilormini P., Germain Y. (1987)**, Int. Sol. Str., 23, 413.
- Gholinia A., Bate P., Prangnell P.B. (2002)**, Acta Mater., 50, 2121.
- Gholinia A., Prangnell P.B., Markushev V.M. (2000)**, Acta Mater., 48, 1115.
- Goforth R.E, Hartwig K.T., Cornwell L.R. (2000)**, Investigations and applications of severe plastic deformation, Eds. Lowe & Valiev, Kluwer academic publishers, Pays-Bas, 3.
- Harren S.V. (1991)**, J. Mech. Phys. Solids, 39, 361.
- Hershey A.V. (1954)**, J. Appl. Mech., 21, 241.
- Hill R. (1965)**, J. Mech. Phys. Sol., 13, 89.
- Huang W.H., Yu C.Y., Kao P.W., Chang C.P. (2004)**, Mat. Sci. Eng., A366, 221.

- Iwakuma T.**, Nemat-Nasser S. (1984), Proc. Roy. Soc., A394, 87.
- Iwahashi Y.**, Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1998a), Met. Mat. Trans., 29A, 2503.
- Iwahashi Y.**, Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1998b), Acta Mater., 46, 3317.
- Iwahashi Y.**, Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1997), Acta Mater., 45, 4733.
- Iwahashi Y.**, Wang J., Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1996), Scripta Mater., 35, 143.
- Jonas J.J.**, Tóth L.S. (1992), Scripta Metal. Mater., 27, 1575.
- Kim H.S.** (2002), J. Mater. Res., 17, 172.
- Kim H.S.** (2001a), Mat. Sci. Eng., A315, 122.
- Kim H.S.**, Hong S.I., Seo M.H. (2001b), J. Mater. Res., 16, 856.
- Kim H.S.**, Seo M.H., Hong S.I. (2001c), J. Mat. Proc. Tech., 113, 622.
- Kocks U.F.**, Tomé C.N., Wenk H.R. (2000), Texture And Anisotropy, seconde édition, Cambridge University Press.
- Kopacz I.**, Zehetbauer M., Tóth L.S., Alexandrov I.V. (2001), Proc. 22<sup>nd</sup> Riso Int. Symp. on Mechanical Science: Science of Metastable and Nanocrystalline Alloys Structure, Properties and Modelling, Eds. A. R. Dinensen et al, Roskilde, Denmark, 295.
- Kopacz I.** (2000), Thèse de doctorat, Université de Vienne, Autriche.
- Kouddane R.** (1994), Thèse de doctorat, Université de Metz, France.
- Kröner E.** (1961), Acta Met., 9, 155.
- Li S.**, Bourke M.A.M., Beyerlein I.J., Alexander D.J., Clausen B. (2004), Mat. Sci. Eng., A382, 217.
- Lin T.H.** (1957), J. Mech. Phys. Sol., 5, 143.
- Lipinski P.**, Berveiller M., Carmasol A. (1987), Smirt, Lausanne, 9, 45.
- Markushev M.V.**, Bampton C.C., Murashkin M.Yu., Hardwick D.A. (1997), Mat. Sci. Eng., A234, 927.
- Mathieu J.-P.** (2003), stage de DEA, Université de Metz, France.
- Molinari A.** (2002), J. Eng. Mat. Tech., 124, 62.

- Molinari A., Tóth L.S. (1994)**, Acta Met. Mat., 42, 2453.
- Molinari A., Canova G.R., Ahzi S. (1987)**, Acta Met., 35, 2983.
- Montheillet F., Gilormini P., Jonas J.J. (1985)**, Acta Metall., 33, 705.
- Montheillet F., Cohen M., Jonas J.J. (1984)**, Acta Metall., 32, 2077.
- Müller M., Zehetbauer M., Borbély A., Ungar T. (1995)**, Z. Metallk., 86, 827.
- Nagasekhar A.V., Tick-Hon Y. (2004)**, Comp. Mat. Sci., 30, 489.
- Nakashima K., Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1998)**, Acta Mater., 46, 1589.
- Nemat-Nasser S., Obata M. (1986)**, Proc. Roy. Soc., A407, 374.
- Oh-Ishi K., Horita Z., Furukawa M., Nemoto M., Langdon T.G. (1998)**, Met. Mat. Trans., 29A, 2011.
- Park J.W., Suh J.Y. (2001)**, Met. Mat. Trans., 32A, 3007.
- Ringeval S., Desrayaud C., Driver J.H. (2004)**, Proc. 25<sup>th</sup> Riso Int. Symp. on Materials Science: Evolution of Deformation Microstructures in 3D, Eds. C. Gundlach *et al.*, Roskilde, Danemark, 487.
- Rougier Y., Stolz C., Zaoui A. (1994)**, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 318 II, 145.
- Sachs G. (1928)**, Z. Verein Deut. Ing., 72, 734.
- Salishchev G.A., Valiakhmetov O.R., Galeyev R.M. (1993)**, J. Mat. Sci., 28, 2898.
- Segal V.M. (2003)**, Mat. Sci. Eng., A345, 36
- Segal V.M. (1999)**, Mat. Sci. Eng., A271, 322.
- Segal V.M. (1995)**, Mat. Sci. Eng., A197, 157.
- Segal V.M. (1982)**, Metal. Sci. Heat. Trait., 10, 706.
- Segal V.M., Reznikov V.I., Drobyshevski A.E., Kopylov V.I. (1981)**, Russian Metal., 1, 99.
- Segal V.M. (1977)**, brevet d'invention n° 575892, URSS.
- Segal V.M. (1974)**, Thèse de doctorat, Minsk, Russia.
- Semiatin S.L., Berbon P.B., Langdon T.G. (2001)**, Scripta Mater., 44, 135.

- Semiatin S.L., Delo D.P., Shell E.B. (2000)**, *Acta Mater.*, 48, 1841.
- Semiatin S.L., Delo D.P. (2000)**, *Mat. Designs*, 21, 311.
- Semiatin S.L., Segal V.M., Goetz R.L., Goford R.E., Hartwig T. (1995)**, *Scripta Metall. Mater.*, 33, 535.
- Shan A., Moon I.G., Ko H.S., Park J.W. (1999)**, *Scripta Mater.*, 41, 357.
- Srinivasan R. (2001)**, *Scripta Mater.*, 44, 91.
- Suh J. Y., Kim H.S., Park J.W., Chang J.Y. (2001)**, *Scripta Mater.*, 44, 677.
- Suwas S., Tóth L.S., Fundenberger J.J., Eberhardt A., Skrotzki W. (2003)**, *Scripta Mater.*, 49, 1203.
- Taylor G.I. (1938)**, *J. Inst. Metals*, 62, 143.
- Tóth L.S. (2004)**, *Comp. Mat. Sci.*, 32, 568.
- Tóth L.S., Molinari A. and Estrin Y. (2002)**, *Special Issue of J. Eng. Mat. Techn.*, 124, 71.
- Tóth L.S., Kopacz I., Zehetbauer M., Alexandrov I.V. (2000)**, *Proc. THERMEC-2000*, Eds. Chandra T., Higashi K., Suryanarayana C., Tome C., THERMEC-2000, Las Vegas, USA, on CD, ISBN 0080440266.
- Tóth L.S., Jonas J.J. (1992)**, *Scripta Metal. Mater.*, 27, 359.
- Tóth L.S., Jonas J.J., Daniel D., Bailey J.A. (1992)**, *Textures and Microstructures*, 19, 245.
- Tóth L.S., Neale K.W., Jonas J.J. (1989)**, *Acta Metall.*, 37, 2197.
- Tóth L.S., Gilormini P., Jonas J.J. (1988)**, *Acta Metall.*, 36, 3077.
- Turner P.A., Tomé C.N. (1993)**, *J. Mech. Phys. Sol.*, 41, 191.
- Valiev R.Z., Islamgaliev I.V., Alexandrov I.V. (2000)**, *Prog. Mat. Sci.*, 45, 103.
- Van Houtte P. (2000)**, ODF MTM-FHM software, version 2000.
- Voce E. (1948)**, *J. Inst. Metals*, 74, 537.
- Wenk H.R., Bennett K., Canova G.R., Molinari A. (1991)**, *J. Geophys. Res.*, 96 B5, 8337.
- Wenk H.R., Canova G.R., Molinari A., Mecking H. (1989)**, *Acta Met.*, 37, 2017.

**Wiglin A.S. (1960)**, Fiz. Twer. Tiela, 2, 2463.

**Yamaguchi D., Horita Z., Nemoto M., Langdon T.G. (1999)**, Scripta Mater., 41, 791.

**Yamashita A., Horita Z., Langdon T.G. (2001)**, Mat. Sci. Eng., A300, 142.

**Yamashita A., Yamaguchi D., Horita Z., Langdon T.G. (2000)**, Mat. Sci. Eng., A287, 100.

**Yang Y.L., Lee S. (2003)**, J. Mat. Proc. Tech., 140, 583.

**Yu C.Y., Sun P.L., Kao P.W., Chang C.P. (2004)**, Mat. Sci. Eng., A366, 310.

**Zaoui A. (1972)**, Thèse d'état, Paris, France.

**Zhu Y.T., Lowe T.C. (2000)**, Mat. Sci. Eng., A291, 46.