



**HAL**  
open science

# Déformation en compression plane et recristallisation de monocristaux d'aluminium

Abdelilah Akef

► **To cite this version:**

Abdelilah Akef. Déformation en compression plane et recristallisation de monocristaux d'aluminium. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1993. Français. NNT: . tel-01167415

**HAL Id: tel-01167415**

**<https://hal-emse.ccsd.cnrs.fr/tel-01167415>**

Submitted on 24 Jun 2015

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

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

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE  
DES MINES DE SAINT-ETIENNE

INSTITUT NATIONAL  
POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° D'ORDRE : 68 MD

*Exemplaire*  
*remplacé*  
THE

présentée par

**Abdelilah AKEF**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR**

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE ET DE  
L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

**DEFORMATION EN COMPRESSION PLANE  
ET RECRISTALLISATION DE  
MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM**

soutenue à SAINT-ETIENNE le 8 septembre 1993

*COMPOSITION du JURY :*

Monsieur	M. SUERY	Président
Messieurs	J. DRIVER	Examineur
	F. MONTHEILLET	"
	B. CHENAL	"
	R. FORTUNIER	"
	R. PENELLE	Rapporteur
	P. FRANCIOSI	"



ECOLE NATIONALE SUPERIEURE  
DES MINES DE SAINT-ETIENNE

INSTITUT NATIONAL  
POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° D'ORDRE : 68 MD

# THESE

présentée par

**Abdelilah AKEF**

pour obtenir le titre de

## DOCTEUR

DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE ET DE  
L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

## DEFORMATION EN COMPRESSION PLANE ET RECRISTALLISATION DE MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM

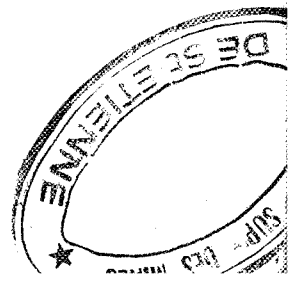
soutenue à SAINT-ETIENNE le 8 septembre 1993

### COMPOSITION du JURY :

Monsieur	M. SUERY	Président
Messieurs	J. DRIVER	Examineur
	F. MONTHEILLET	"
	B. CHENAL	"
	R. FORTUNIER	"
	R. PENELLE	Rapporteur
	P. FRANCIOSI	"



(2)



BOX 1

1950

1951

1952

1953

1954

1955

1956

1957

1958

1959

1960

1961

1962

1963

1964

1965

1966

1967

1968

1969

1970

1971

1972

1973

1974

1975

Faint, illegible text in the upper left quadrant.

1950

Faint, illegible text in the lower left quadrant.

# ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT ETIENNE

Directeur	:	M. Philippe	HIRTZMAN
Directeur de la recherche	:	M. Michel	SOUSTELLE
Directeur de l'enseignement et de la formation	:	M. Albert	MATHON
Secrétaire général	:	M. Jean.Claude	PIATEK

## PROFESSEURS DE 1ère CATEGORIE

MM.	BISCONDI	Michel	Matériaux
	DAVOINE	Philippe	Hydrogéologie
	FORMERY	Philippe	Mathématiques Appliquées
	LALAUZE	René	Génie des procédés
	LE COZE	Jean	Matériaux
	LOWYS	Jean-Pierre	Physique
	MAGNIN	Thierry	Matériaux
	MATHON	Albert	Gestion
	PEROCHE	Bernard	Informatique
	PLA	Jean-Marie	Mathématiques
	RIEU	Jean	Matériaux
	SOUSTELLE	Michel	Génie des procédés
	VAUTRIN	Alain	Mécanique et Matériaux

C.I.D.E.M.

## PROFESSEUR DE 2ème CATEGORIE

MM.	DI BENEDETTO	Dominique	Génie des procédés
	PRADEL	Jean	Sciences humaines
	TOUCHARD	Bernard	Physique Industrielle

## DIRECTEURS DE RECHERCHE

MM.	DRIVER	Julian	Matériaux
	GUILHOT	Bernard	Génie des procédés
	THEVENOT	François	Génie des Matériaux

## MAITRES DE RECHERCHE

MM.	COURNIL	Michel	Génie des procédés
	GIRARDOT	Jean-Jacques	Informatique
	GRAILLOT	Didier	Ingénieur RHEA
	GUY	Bernard	Géologie
	KOBYLANSKI	André	Matériaux
	LANCELOT	Francis	Génie Industriel
	MONTHEILLET	Frank	Matériaux
	PIJOLAT	Christophe	Génie des procédés
	THOMAS	Gérard	Génie des procédés
	TRAN MINH	Cahn	Génie Bio-Procédés

## PERSONNALITES HABILITEES OU DOCTEURS D'ETAT

MM.	AIVAZZADEH	Sahram	Mécanique et Matériaux
	BIGOT	Jean-Pierre	Génie Bio-Procédés
	BRODHAG	Christian	Matériaux
	DECHOMETS	Roland	Stratégie du Développement
Mme.	GOEURIOT	Dominique	Matériaux
MM.	LONDICHE	Henry	Génie Industriel-Biotechnologie
Mme.	PIJOLAT	Michèle	Génie des procédés

## PERSONNALITES EXTERIEURES A L'ECOLE AUTORISEES A ENCADRER DES THESES

MM.	BENHASSAINE	Ali	Génie des procédés (Ecole des mines Ales)
	BOURGOIS	Jacques	Génie Industriel-Biotechnologie (Univ St Etienne)





PROFESSEURS DES UNIVERSITES

BARBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BARTHELEMY	Alain	ENSHMG
BAUDELET	Bernard	ENSPG
BAUDIN	Gérard	UFR PGP
BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG/ILL
BOIS	Philippe	ENSHMG
BOUVIER	Gérard	ENSERG
BRINI	Jean	ENSERG
BRUNET	Yves	CUEFA
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSPG
CHARTIER	Germain	ENSPG
CHENEVIER	Pierre	ENSERG
CHERUY	Arlette	ENSIEG
CHOVET	Alain	ENSERG
COGNET	Gérard	ENSGI
COLINET	Catherine	ENSEEG
COMMAULT	Christian	ENSIEG
CORNUT	Bruno	ENSIEG
COULOMB	Jean-Louis	ENSIEG
COUTRIS	Nicole	ENSPG
CROWLEY	James	ENSIMAG
DALARD	Francis	ENSEEG
DARVE	Félix	ENSHMG
DELLA DORA	Jean	ENSIMAG
DEPEY	Maurice	ENSERG
DEPORTES	Jacques	ENSPG
DEROO	Daniel	ENSEEG
DESRE	Pierre	ENSEEG
DIARD	Jean-Paul	ENSEEG
DOLMAZON	Jean-Marc	ENSERG
DURAND	Francis	ENSEEG
DURAND	Jean-Louis	ENSPG
FAUTRELLE	Yves	ENSHMG
FOGGIA	Albert	ENSIEG
FORAY	Pierre	ENSHMG
FOULARD	Claude	ENSIEG
GALERIE	Alain	ENSEEG
GANDINI	Alessandro	UFR/PGP
GAUBERT	Claude	ENSPG
GENTIL	Pierre	ENSERG
GENTIL	Sylviane	ENSIEG
GUERIN	Bernard	ENSERG
GUYOT	Pierre	ENSEEG
IVANES	Marcel	ENSIEG
JACQUET	Paul	ENSIMAG
JALLUT	Christian	ENSEEG
JANOT	Marie-Thérèse	ENSERG
JAULENT	Patrick	ENSGI
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOST	Rémy	ENSPG
JOUBERT	Jean-Claude	ENSPG
JOURDAIN	Geneviève	ENSIEG
KUENY	Jean-Louis	ENSHMG
LACHENAL	Dominique	UFR PGP
LACOME	Jean-Louis	ENSIEG
LADET	Pierre	ENSIEG
LE NEST	Jean-François	UFR/PGP
LESIEUR	Marcel	ENSHMG
LESPINARD	Georges	ENSHMG
LIENARD	Joël	ENSIEG
LONGUEUE	Jean-Pierre	ENSPG
LORET	Benjamin	ENSHMG
LOUCHET	François	ENSEEG
LUCAZEAU	Guy	ENSEEG
LUX	Augustin	ENSIMAG
MASSE	Philippe	ENSPG
MASSELOT	Christian	ENSIEG
MAZARE	Guy	ENSIMAG
MICHEL	Gérard	ENSIMAG
MOHR	Roger	ENSIMAG
MOREAU	René	ENSHMG
MORET	Roger	ENSIEG
MOSSIÈRE	Jacques	ENSIMAG
OÛLED	Charles	ENSHMG
OZIL	Patrick	ENSEEG
PANANAKAKIS	Georges	ENSERG
PAULEAU	Yves	ENSEEG
PERRET	Robert	ENSIEG
PERRIER	Pascal	ENSERG
PIAU	Jean-Michel	ENSHMG
PIC	Etienne	ENSERG
PLATEAU	Brigitte	ENSIMAG
POUPOT	Christian	ENSERG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSEEG
REINISCH	Raymond	ENSPG
RENAUD	Maurice	UFR/PGP
RIMET	Roger	ENSERG
ROBERT	François	ENSIMAG
ROGNON	Jean-Pierre	ENSIEG
ROSSIGNOL	Michel	ENSPG
ROYE	Daniel	ENSIEG
SABONNADIÈRE	Jean-Claude	ENSIEG
SAGUET	Pierre	ENSERG
SAUCIER	Gabriele	ENSIMAG
SCHLENKER	Claire	ENSPG
SCHLENKER	Michel	ENSPG
SILVY	Jacques	UFR/PGP
SOHM	Jean-Claude	ENSEEG
SOLER	Jean-Louis	ENSIMAG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSEEG
TICHKIEWITCH	Serge	ENSHMG
TROMPETTE	Philippe	ENSHMG
TRYSTRAM	Denis	ENSGI
VEILLON	Gérard	ENSIMAG
VERJUS	Jean-Pierre	ENSIMAG
VINCENT	Henri	ENSPG

SITUATION PARTICULIERE

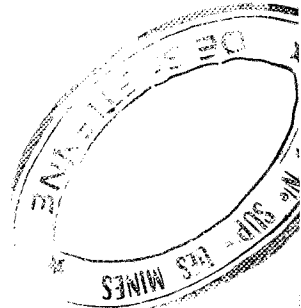
PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

BLOCH Daniel	ENSPG
BONNET Guy	ENSPG
BRECHET Yves	ENSEEG
CAILLERIE Denis	ENSHMG
GREVEN Héléne	CUEFA
LATOMBE Jean-Claude	ENSIMAG
PIERRARD Jean-Marie	ENSHMG

DIRECTEURS DE RECHERCHE CNRS

ABELLO	Louis
ALDEBERT	Pierre
ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
AUGOYARD	Jean-François
AVIGNON	Michel
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BLAISING	Jean-Jacques
BONNET	André
BORNARD	Guy
BOUCHERLE	Jean-Xavier
CAILLET	Marcel
CARRE	René
CHASSERY	Jean-Marc
CHATILLON	Christian
CIBERT	Joël
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
CRIQUI	Patrick
CRISTOLOVEANU	Sorin
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DOUSSIÈRE	Jacques
DRIOLE	Jean
DUCHET	Pierre
DUGARD	Luc
DURAND	Robert
ESCUDIER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FINON	Dominique
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GROD	Jacques
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOPFINGER	Emil
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOFMAN	Walter
LACROIX	Claudine
LANDAU	Ioan
LAULHERE	Jean-Pierre
LEGRAND	Michel
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MARTIN	Jean-Marie
MERMET	Jean
MEUNIER	Gérard
MICHEL	Jean-Marie
NAYROLLES	Bernard
PASTUREL	Alain
PEUZIN	Jean-Claude
PHAM	Antoine
PIAU	Monique
PIQUE	Jean-Paul
POINSIGNON	Christiane
PREJEAN	Jean-Jacques
RENOUARD	Dominique
SENATEUR	Jean-Pierre
SIFAKIS	Joseph
SIMON	Jean-Paul
SUERY	Michel
TEODOSIU	Christian
VACHAUD	Georges
VAUCLIN	Michel
WACK	Bernard
YAVARI	Ali-Reza
YONNET	Jean-Paul





**PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME**

**D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

BALESTRA Francis  
BALME Louis  
BECKER Monique  
BIGEON Jean  
BINDER Zdeneck  
BOE Louis-Jean  
BRECHET Yves  
CADOZ Claude  
CANUDAS DE WIT Carlos  
CHAMPENOIS Gérard  
CHOLLET Jean-Pierre  
COEY Jean-Pierre  
CORNUJOLS Gerard  
COURNIL Michel  
CRASTES DE PAULET Michel  
DALLERY Yves  
DESCOTES-GENON Bernard  
DUGARD Luc  
DURAND Madeleine  
FERRIEUX Jean-Paul  
FEUILLET René  
FORAY Pierre  
FREIN Yannick  
GAUTHIER Jean-Paul  
GHIBAUDO Gérard  
GUILLEMOT Nadine  
GUYOT Alain  
HAMAR Sylviane  
HAMAR Roger  
HORAUD Patrice  
JACQUET Paul  
LATOMBE Claudine  
LE HUY Hoang  
LE GORREC Bernard  
LOZANO-LEAL Rogelio  
MACOVSKI Mihalj  
MAHEY Philippe  
METAIS Olivier  
MONMUSSON-PICQ Georgette  
MORY Mathieu  
MULLER Jean  
MULLER Jean-Michel  
NGUYEN TRONG Bernadette  
NIEZ Jean-Jacques  
PERRIER Pascal  
PLA Fernand  
RECHENMANN François  
ROGNON Jean-Pierre  
ROUGER Jean  
ROUX Jean-Claude  
SKOTNICKI Tomasz  
TCHUENT Maurice  
THOMAS Olivier  
VAHLAS Constantin

CREUTIN Jean-Dominique  
DAO Trongtich  
DARONDEAU Philippe  
DAVID Bertrand  
DE LA SEN Manuel  
DELACHAUME Jean-Claude  
DENAT André  
DESCHIZEAUX née CHERUY Marie-Noëlle  
DIJON Jean  
DOREMUS Pierre  
DUPEUX Michel  
EL ADHAM Karim  
EL OMAR Fovaz  
EL-HENNAWY Adel  
ETAY Jacqueline  
FABRE Suzanne  
FAURE-BONTE Mireille  
FAVIER Denis  
FAVIER Jean-Jacques  
FELIACHI Movlud  
FERYAL Haj Hassan  
FLANDRIN Patrick  
FOREST Bernard  
FORESTIER Michel  
FOSTIER Panayolis  
FRANC Jean-Pierre  
GADELLE Patrice  
GARDAN Yvon  
GENIN Jacques  
GERVASON Georges  
GILORMINI Pierre  
GINOUX Jean-Louis  
GOMIRI Louis  
GROC Bernard  
GROSJEAN André  
GUEDON Jean-Yves  
GUERIN Jean-Claude  
GUESSOUS Anas  
GUBOUD-RIBAUD Serge  
HALBWACHS Nicolas  
HAMMOURI Hassan  
HEDEIROS SILVEIR Hamilton  
HERAULT Jenny  
HONER Claude  
HUECKEL Tomasz  
IGNAT Michel  
ILIADIS Athananos  
JANIN Gérard  
JERRAYA Ahmed Amine  
JUTTEN Christian  
KAHIL Hassan  
KHUONGQUANG Dong  
KILLIS Andreas  
KONE Ali  
LABEAU Michel  
LACAZE Alain  
LACROIX Jean-Claude  
LANG Jean-Claude  
LATHULLERE Chantal  
LATY Pierre

SAUBAT épouse MARCUS Bernadette  
SCHMITT Jean-Hubert  
SCHOELLKOPF Jean-Pierre  
SCHOLL Michel  
SCHOLL Pierre-Claude  
SCHOULER Edmond  
SCHWARTZ Jean-Luc  
SEGUN Jean  
SIWY Jacques  
SKALLI Abdellatif  
SKALLI HOUSSEYNI Abdelali  
SOUCKON Alain  
SUETRY Jean  
TALLAJ Nizar  
TEDJARI Farouk  
TEDJINI Smail  
TEYSSANDIER Francis  
THEVENODFOSSE Pascale  
TMAR Mohamed  
TRIOLLIER Michel  
TUFFELIT Denis  
TZIRITAS Georges  
VALLIN Didier  
VELAZCO Raoul  
VERDILLON André  
VERMANDE Alain  
VIKTOROVITCH Pierre  
VITRANT Guy  
WEISS François  
YAZAMI Rachid

**PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME**

**DE DOCTEUR D'ETAT INPG**

ABDEL-RAZEK Adel  
AKSAS Haris  
ALLA Hassane  
AMER Ahmed  
ANCELE Bernard  
ANGENIEUX Gilbert  
ATMANI Hamid  
AYEDI Hassine Feri  
A.BADR Osman  
BACHIR Aziz  
BALANZAT Emmanuel  
BALTER Roland  
BARDEL Robert  
BARRAL Gérard  
BAUDON Yves  
BAUSSAND Patrick  
BEAUX Jacques  
BEGUINOT Jean  
BELLISSENT née FUNEZ Marie-Claire  
BELLON Catherine  
BEN RAIS Abdejtah  
BERGER-SABBATEL Gilles  
BERNACHE-ASSOLANT Didier  
BEROVAL Abderrahmane  
BERTHOD Jacques  
BILLARD Dominique  
BLANC épouse FOULETIER Mireille  
BOCHU Bernard  
BOJO Gilles  
BOKSENBAUM Claude  
BOLOPION Alain  
BONNARD Bernard  
BORRIONE Dominique  
BOUCHACOURT Michel  
BRION Bernard  
CAIRE Jean-Pierre  
CAMEL Denis  
CAPERAN Philippe  
CAPLAIN Michel  
CAPOLINO Gérard  
CASPI Paul  
CHAN-TUNG Nam  
CHASSANDE Jean-Pierre  
CHATAIN Dominique  
CHEHIKIAN Alain  
CHIRAMELLA Yves  
CHILÓ Jean  
CHUPIN Jean-Claude  
COLONNA Jean-François  
COMITI Jacques  
CORDET Christian  
COUDURIER Lucien  
COUTAZ Jean-Louis

LAUGIER Christian  
LE CADRE Jean-Pierre  
LE GARDEVR René  
LE THIESSE Jean-Claude  
LEMAIGNAN Clement  
LEMUET Daniel  
LEVEQUE Jean-Luc  
LONDICHE Henry  
L'HERITIER Philippe  
MAGNIN Thierry  
MAISON François  
MAMWI Abdullah  
MANTEL épouse SIEBERT Elisabeth  
MARCON Guy  
MARTINEZ Francis  
MARTIN-GARIN Lionel  
MASSE Dominique  
MAZER Emmanuel  
MERCKEL Gérard  
MEUNIER Jean  
MILI Ali  
MOALLA Mohamed  
MODE Jean-Michel  
MONLLOR Christian  
MONTELLA Claude  
MORET Frédéric  
MRAYATI Mohammed  
M'SAAD Mohammed  
M'SIRDI Kouider Nacc  
NEPOMIASTCHY Pierre  
NGUYEN Trong Khoi  
NGUYEN-XUAN-DANG Michel  
ORANIER Bernard  
ORTEGA MARTINEZ Roméo  
PAIDASSI Serge  
PASSERONE Alberto  
PEGON Pierre  
PIJOLAT Christophe  
POGGI Yves  
POIGNET Jean-Claude  
PONS Michel  
POU Tong Eck  
RAFINEJAD Paiviz  
RAGAIE Haric Fikri  
RAHAL Salah  
RAMA SEABRA SANTOS Fernando  
RAVAINE Denis  
RAZBAN-HAGHIGHI Tchanguiz  
RAZZOUK Micham  
REGAZZONI Gilles  
RIQUET Jean-Pierre  
ROBACH Chantal  
ROBERT Yves  
ROGEZ Jacques  
ROHMER Jean  
ROUSSEL Claude  
SAAD Abdallah  
SAAD Youcef  
SABRY Mohamed Nabi  
SALON Marie-Christine

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le Département Matériaux de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, sous la direction de Monsieur J.H. DRIVER, Directeur de Recherche, que je tiens à remercier pour les conseils et les encouragements qu'il m'a apportés.

J'exprime toute ma gratitude à :

- Monsieur M. SUERY, de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.
- Messieurs R. PENELLE de l'Université Paris-Sud et P. FRANCIOSI de l'Université Paris-Nord, qui ont accepté d'être rapporteurs et membres du jury.
- Monsieur F. MONTHELLET, de l'Ecole des Mines de St-Etienne, qui s'est intéressé à ce travail et qui a bien voulu faire partie de ce jury.
- Monsieur B. CHENAL, de la Société Pechiney, qui a bien voulu accepter de participer à mon jury.
- Monsieur R. FORTUNIER, de la Société Usinor-Sacilor qui a démarré cette étude et qui a bien voulu également être membre du jury.

J'adresse mes remerciements à tout le personnel de l'Ecole et tout particulièrement aux personnes du département "Matériaux" qui m'ont aidé à mener à bien cette étude.



# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I. RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>3</b>
<b>I.1. Textures dans les métaux cubiques à faces centrées...</b>	<b>5</b>
I.1.1 Textures de laminage à température ambiante .....	5
I.1.2 Influence de la température de laminage .....	9
<b>I.2. Déformation plastique de monocristaux cfc .....</b>	<b>11</b>
I.2.1 Approches théoriques .....	11
I.2.2 Application au cas de la compression plane et du laminage .....	17
I.2.3 Revues des travaux expérimentaux sur des monocristaux cfc.....	21
I.2.4 Hétérogénéités de déformation .....	23
<b>I.3. Textures de recuit .....</b>	<b>27</b>
I.3.1 Théories de la recristallisation .....	29
I.3.2 Observations et interprétations des textures de recristallisation .....	33
<b>I.4. Conclusion et objectifs .....</b>	<b>37</b>
<b>CHAPITRE II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES .....</b>	<b>41</b>
<b>II.1. Elaboration des échantillons .....</b>	<b>43</b>
<b>II.2. Essai de compression plane à l'ambiante .....</b>	<b>43</b>
<b>II.3. Essai de compression à chaud .....</b>	<b>47</b>
II.3.1 Dispositif de compression plane à chaud .....	47
II.3.2 Conditions expérimentales .....	51
<b>II.4. Techniques d'analyses et d'observation .....</b>	<b>53</b>
II.4.1 Détermination des orientations cristallines.....	53
a) Rayons X .....	53
b) Electron Channeling Pattern ( ECP ) .....	53
c) Electron Back Scattered Diffraction ( EBSD ) .....	57
II.4.2 Observations par microscopie optique .....	59
a) Lignes de glissement .....	59
b) Microstructure .....	59

<b>II.5 Traitements thermiques</b> .....	61
--	----

## **CHAPITRE III. COMPRESSION PLANE DE MONOCRISTAUX**

<b>D'ALUMINIUM</b> .....	63
<b>III.1. Notations et frontière d'écoulement</b> .....	65
<b>III.2. Méthodes de calculs</b> .....	69
III.2.1. Cas de la compression plane. Conditions mixtes.....	69
III.2.2. Application du modèle généralisé de Taylor-Bishop au cas de la compression plane .....	75
III.2.3. Effet de la température .....	79
III.2.4. Calcul de la rotation cristalline .....	81
<b>III.3. Modèle de décomposition en bandes</b> .....	83
III.3.1. Définition du modèle .....	87
III.3.2. Application aux cristaux cfc d'orientations {001}<uv0> .....	91
III.3.2.1. Orientations exactes (0 ; 0 ; 0), (0 ; 0 ; 45), (0 ; 0 ; 22,5) .....	91
III.3.2.2. Orientations tournées de $\phi$ autour de X1 par rapport à leurs positions idéales.....	95
a) Orientation (0 ; $\phi$ ; 0) .....	97
b) Orientation (0 ; $\phi$ ; 45) .....	97
c) Orientation (0 ; $\phi$ ; 22,5) .....	99
III.3.3. Résultats expérimentaux ( orientations "cube" ) .....	105
III.3.4. Sélection locale des systèmes de glissement .....	117
III.3.4.1. Orientation (0 ; $\phi$ ; 45) .....	117
III.3.4.2. Orientation (0 ; $\phi$ ; 22,5) .....	121
III.3.4.3. Orientation (0 ; $\phi$ ; 0) .....	123
<b>III.4. Résultats théoriques et expérimentaux des orientations (111)[11<math>\bar{2}</math>], (011)[01<math>\bar{1}</math>] et (110)[001]</b> .....	133
III.4.1. Orientation (111)[11 $\bar{2}$ ] .....	133
III.4.2. Orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] .....	137
III.4.3. Orientation (110)[001] .....	139
<b>III.5. Déformation de l'orientation cube en compression plane à chaud</b> .....	143
III.5.1. Résultats expérimentaux .....	143
III.5.2. Discussion et conclusions .....	147

<b>CHAPITRE IV. MECANISMES DE RECRISTALLISATION DANS DES MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM</b>	151
<b>IV.1. Résultats expérimentaux</b>	153
IV.1.1. Orientations (001) $\langle uv0 \rangle$	157
a) Orientation (001)[010]	157
b) Orientations (001)[250] et (001)[110]	163
IV.1.2. Orientation (001)[01 $\bar{1}$ ]	169
<b>IV.2. Discussion</b>	173
<b>IV.3. Conclusions</b>	181
<b>CHAPITRE V. TEXTURES DE RECRISTALLISATION ET CARACTERISATION DES JOINTS DE GRAINS DANS DES MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM DEFORMES EN COMPRESSION PLANE</b>	185
<b>V.1 Textures de recuit</b>	189
V.1.1. Résultats	189
a) Orientation cube	189
b) Orientation (011)[01 $\bar{1}$ ]	193
c) Orientation (111)[11 $\bar{2}$ ]	201
V.1.2. Discussion	203
V.1.3. Conclusions	207
<b>V.2 Distribution et caractérisation des joints de grains</b>	209
V.2.1. Méthode de calcul des désorientations	211
V.2.2. Distribution des désorientations des joints de grains	215
V.2.3. Fréquence des joints de grains de type RSC	217
V.2.4. Discussion	221
V.2.5. Conclusions	223
<b>CHAPITRE VI. CONCLUSIONS</b>	227
<b>ANNEXES</b>	
1. Etalonnage de l'ECP	239
2. Analyse des orientations {001} $\langle uv0 \rangle$	241
3. Liste des relations RSC (CSL) du système cubique	249
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	255



## INTRODUCTION

Les textures développées lors des procédés de mise en forme induisent généralement une anisotropie des propriétés physiques des matériaux. Contrôler ces textures, permet donc de contrôler certaines propriétés physiques. La maîtrise des propriétés par le contrôle des textures est particulièrement importante pour les matériaux ayant subi les opérations de mise en forme les plus largement utilisées ; la déformation plastique en laminage et les traitements de recuit.

Les textures de déformation sont généralement modélisées selon l'hypothèse d'une déformation homogène dans les grains. Or, au cours du laminage, certains grains d'orientations particulières se déforment de façon hétérogène par la formation de bandes de déformation séparées par des bandes de transition. Un des buts de ce travail est de caractériser, par des essais de compression plane sur des monocristaux d'aluminium, les hétérogénéités de déformation. De plus, il est bien connu que les hétérogénéités de déformation ont une forte influence sur les textures de recristallisation. Par exemple, les bandes de transition développées, lors du laminage de polycristaux d'aluminium, sont parfois associées à la formation d'une composante de recristallisation "cube".

Dans le premier chapitre, nous présentons des rappels bibliographiques concernant les textures de déformation et de recuit. D'abord, nous exposons les théories de la déformation plastique du monocristal en relation avec le développement des textures de déformation. Nous présentons, en outre, une revue des textures de laminage des métaux cfc, y compris une analyse de l'influence de la température de déformation sur ces textures. Dans un deuxième temps, nous décrivons les textures de recristallisation développées dans les métaux cfc, et les différentes théories permettant d'expliquer ces textures. Le rôle des hétérogénéités de déformation, telles que les bandes de transition, est mis en relief.

Dans le chapitre II, nous présentons les techniques expérimentales utilisées au cours de notre travail. Afin d'imposer de grandes déformations au cristal dans des conditions voisines de celles du laminage à chaud, nous avons mis au point un dispositif de compression plane à chaud. La majeure partie de ce chapitre sera consacrée à la description des techniques d'analyse locale des orientations cristallographiques ( ECP et EBSD ).



Dans le chapitre III, nous exposons une nouvelle analyse de la compression plane de cristaux cfc orientés  $(001)\langle uv0 \rangle$  ( modèle de décomposition en bandes ). Cette analyse permet de simuler la décomposition dans les cristaux orientés  $(001)\langle uv0 \rangle$ . Dans ce chapitre, nous nous intéresserons par ailleurs à la stabilité de certaines orientations déformées en compression plane ou par laminage.

Dans le chapitre IV, nous étudions les mécanismes de germination dans des monocristaux d'aluminium déformés en compression plane. Nous étudions plus particulièrement le rôle des bandes de transition et des bandes de déformation dans la germination des nouveaux grains et, par conséquent, leur influence sur les textures de recristallisation. Les résultats obtenus seront discutés en terme de théories de la recristallisation.

Dans le chapitre V, nous présentons les textures de recristallisation obtenues dans ces mêmes matériaux après un long temps de recuit. Une comparaison avec les textures obtenues au chapitre IV, nous permettra de préciser l'influence de la croissance des grains. Dans ce chapitre, nous caractériserons les types de joints de grains formés dans les échantillons recristallisés.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous présentons une revue de l'ensemble des résultats obtenus lors de cette étude. La comparaison avec certains travaux nous permettra de dégager les différences et les similitudes constatées tant en compression plane, ou en laminage qu'en ce qui concerne les mécanismes de la recristallisation.

# **CHAPITRE I**

## **RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES**



## I.1 - TEXTURES DANS LES METAUX CUBIQUES À FACES CENTREES

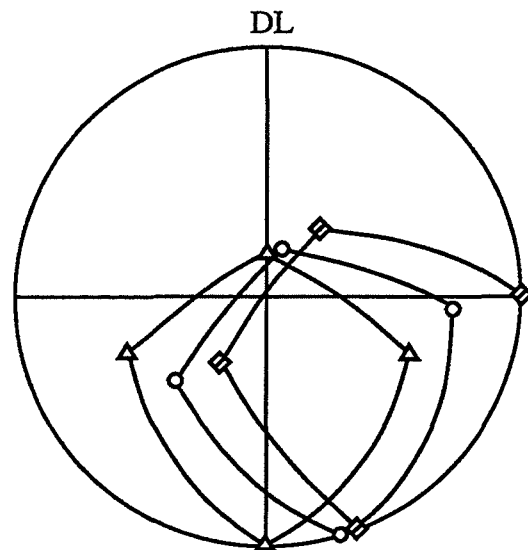
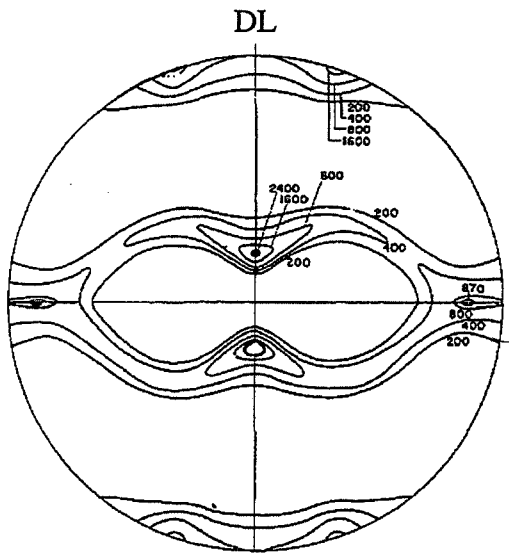
### I.1.1 - Textures de laminage à température ambiante

Il est bien connu que le laminage à la température ambiante du cuivre et du laiton 70-30 développe deux types de textures distinctes ( Hu, Sperry et Beck, 1952 ) : la texture dite du Cuivre et la texture dite de Laiton. La texture du Cuivre peut être interprétée comme la superposition de trois composantes :  $\{112\} \langle 111 \rangle$  ( composante Cuivre ),  $\{110\} \langle 112 \rangle$  ( composante Laiton ), et  $\{123\} \langle 634 \rangle$  ( composante S ), alors que la texture du Laiton est interprétée comme la superposition de deux composantes :  $\{110\} \langle 112 \rangle$  ( composante Laiton ) et  $\{110\} \langle 100 \rangle$  ( composante Goss ), ( Fig. I.1 ). Nous utilisons ici la description des textures en termes d'indices de Miller : le plan de la tôle est défini par  $\{hkl\}$  et la direction de laminage par  $\langle uvw \rangle$ .

En fait, la plupart des métaux et alliages cfc présentent des textures de laminage qui associent les composantes citées ci-dessus, ainsi que d'autres composantes en proportions variables, ( voir par exemple Merlini et Beck, 1955, Smallman, 1955-56, Liu et Richman, 1960, Haessner, 1962, Hu et Cline, 1961 et, Hu et Godman, 1963 ). Ces textures de laminage sont très complexes et présentent un caractère continu. Il y a une autre façon de les décrire en tenant compte des poids relatifs des orientations comprises dans chaque petit domaine de l'ensemble des orientations possibles. Mathématiquement, ceci s'exprime par une fonction de distribution d'orientations cristallines ( FDOC ), calculée à partir d'un ensemble de figures de pôles ( Bunge, 1969, 1987 ). C'est une fonction, définie dans l'espace des angles d'Euler à trois dimensions avec pour les matériaux cubiques  $0^\circ < \varphi_1, \phi, \varphi_2 < 90^\circ$ , et dont la valeur est proportionnelle à la densité de probabilité de trouver dans le polycristal des cristallites d'orientation  $( \varphi_1, \phi, \varphi_2 )$  donnée. Elle permet de faire une analyse qualitative et quantitative des textures obtenues. La représentation schématique d'après Hirsch et Lücke ( 1988 ), de la texture de laminage des métaux et alliages cfc dans le premier sous espace de l'espace d'Euler à trois dimensions est donnée sur la figure I.2. Elle consiste en des concentrations d'orientations le long de deux fibres, la fibre  $\alpha$  ( Goss  $\rightarrow$  Laiton ), caractéristique des textures de type Laiton, et la fibre  $\beta$  ( Laiton  $\rightarrow$  S  $\rightarrow$  Cuivre ), caractéristique des textures de type Cuivre.

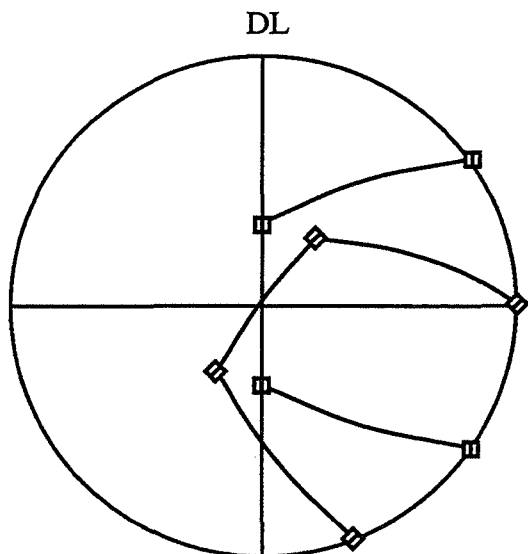
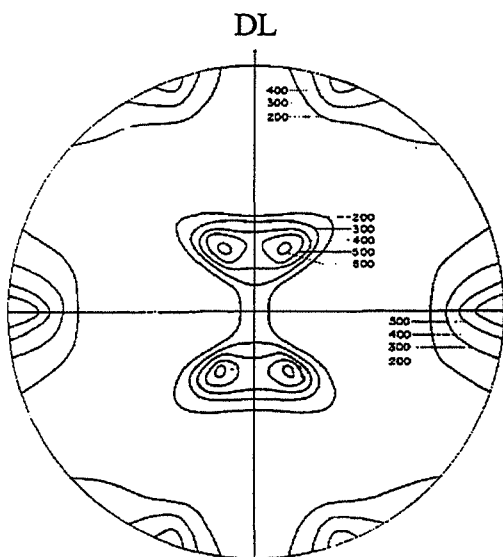
Les textures de laminage caractérisées par une FDOC, peuvent être interprétées en termes d'orientations idéales. Dans la figure I.3, nous présentons les positions des principales composantes, en indices de Miller et en angles d'Euler dans la notation de Bunge.

Texture du cuivre



- ▲ {112} <111>
- ◆ {011} <211>
- {123} <634>

Texture de laiton



- ◆ {011} <211>
- {011} <100>

(a)

(b)

Figure I.1 : Texture de laminage des métaux et alliages cfc ;  
 (a) Figures des pôles {111} des textures de laminage à l'ambiante du cuivre et du laiton 70-30 après 96% et 95% de réduction (Hu, Sperry et Beck, 1952),  
 (b) Figures des pôles {111} des principales composantes de laminage.

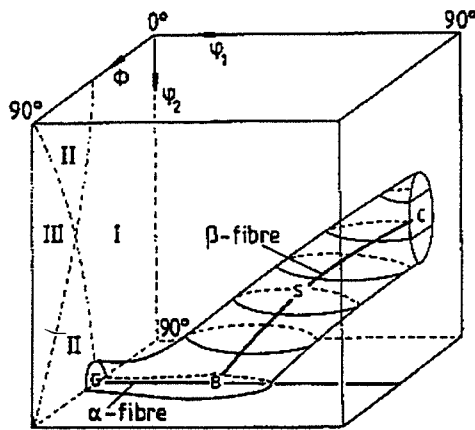


Figure I.2 : Représentation schématique de la texture de laminage des métaux et alliages cfc dans le premier sous-espace de l'espace des angles d'Euler (Hirsch et Lücke, 1988).

{hk1} <uvw>	$\varphi_1$	$\Phi$	$\varphi_2$	Symbole
{112} <11 $\bar{1}$ >	90°	35°	45°	△
{123} <63 $\bar{4}$ >	59°	37°	63°	○
{011} <21 $\bar{1}$ >	35°	45°	0°	◇
{011} <100>	0°	45°	0°	⊞
{001} <110>	45°	0°	0°	◇
{111} <11 $\bar{2}$ >	90°	55°	45°	⊕
{025} <100>	0°	22°	0°	⊕

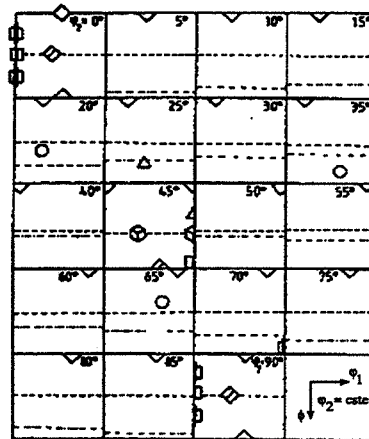


Figure I.3 : Principales composantes de la texture de laminage des métaux et alliages cfc (Hirsch, 1989) ;

(a) Orientations en indices de Miller et en angles d'Euler,

(b) Positions dans l'espace des angles d'Euler pour des sections

$\varphi_2 = \text{constante}$ .

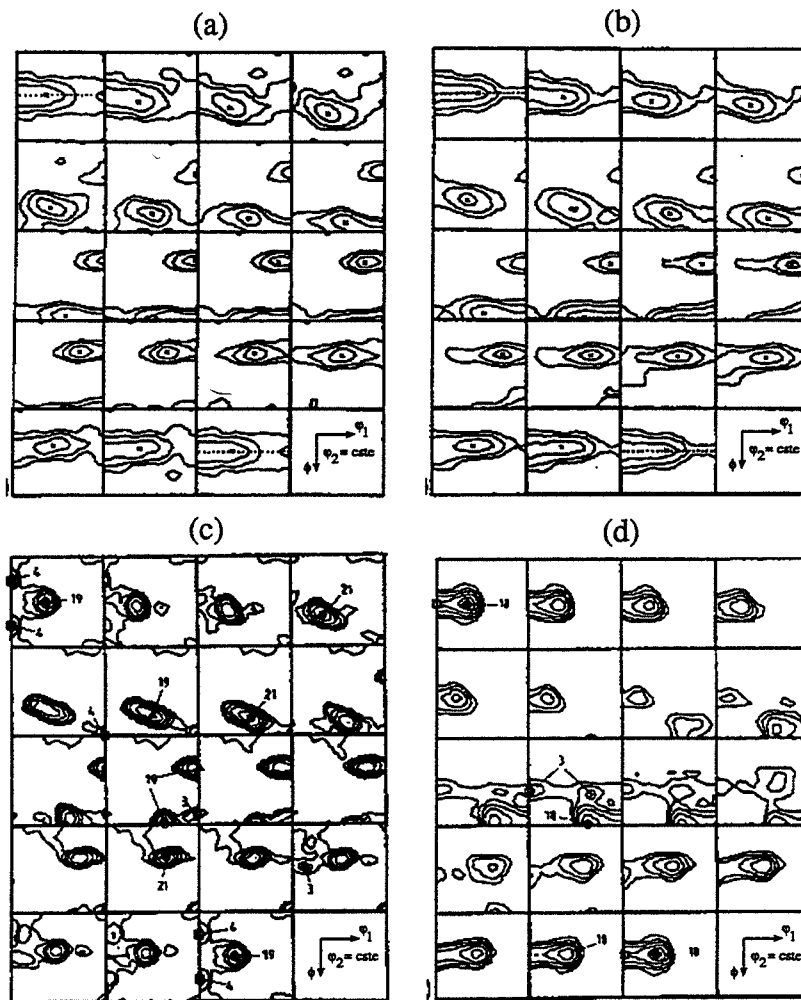


Figure I.4 : Présentation de FDOC typiques des textures de laminage des cfc pour les sections constantes de  $\varphi_2$  (Hirsch, 1989) ;  
 (a) cuivre, 50% red. ; (b) laiton 70-30, 50% red. ; (c) cuivre, 95% red. ; (d) laiton 70-30, 95% red. .

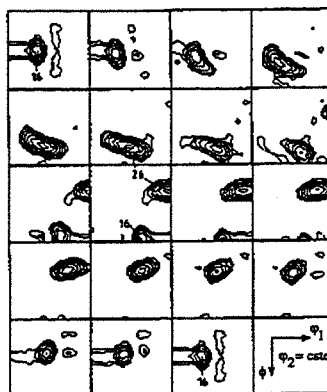


Figure I.5 : FDOC de l'alliage Al-1,8% Cu laminé à 95% de réduction (Engler, Hirsch et Lücke, 1989).

Dans la figure I.4, nous présentons les FDOC expérimentales, obtenues par Hirsch ( 1989 ), pour le cuivre et le laiton 70-30. A 50 % de réduction, les textures sont quasiment les mêmes pour les deux matériaux. En revanche à 95 % de réduction, la différence entre les deux types de textures ( Cuivre et Laiton ) est bien marquée. L'examen de ces FDOC met bien en évidence l'évolution des textures en fonction du taux de réduction, ainsi que l'influence de l'addition d'éléments d'alliages sur la texture finale.

Pour l'aluminium et ses alliages, le laminage à la température ambiante induit systématiquement une texture de type Cuivre. Ceci est bien illustré sur la figure I.5, par la FDOC d'un alliage Al - 1.8 % Cu laminé à 95 %, d'après Engler, Hirsch et Lücke ( 1989 ).

### **I.1.2 - Influence de la température de laminage**

La transition d'une texture de type Cuivre à une texture de type Laiton et inversement peut s'observer sur un même alliage par changement de la température de laminage. Dans la littérature, on trouve beaucoup de résultats concernant l'effet des basses températures ( voir par exemple Merlini et Beck, 1955, Hu et Cline, 1961 et, Hu et Godman, 1963 ). En 1967, Alam, Mengelberg et Lücke, ont laminé un alliage Cu - 5 % Zn à - 200°C et à 200°C. Ils obtiennent, à - 200°C, une texture de Laiton et à 200°C une texture de Cuivre. Ces résultats indiquent que la texture de laminage passe d'une texture de type Cuivre à une texture de type Laiton quand la température de laminage diminue. La formation de la texture de type Laiton est favorisée par le maillage à basse température.

Cependant pour des températures intermédiaires c'est-à-dire supérieures à la température ambiante et inférieures à la température à partir de laquelle la recristallisation a lieu, peu de résultats sont publiés. Les résultats concernant le laminage à chaud de certains alliages d'aluminium, ou de cuivre, semblent indiquer une augmentation de la composante Laiton avec la température de laminage. Par exemple Hatherly et *al.* ( 1986 ), ont étudié les textures de laminage du cuivre pour des températures variant entre 20 et 550°C. Des FDOC obtenues, ils déduisent la densité des orientations le long de la fibre  $\beta$ . Leurs résultats indiquent une diminution rapide de la densité de la composante Cuivre dans toutes les textures obtenues pour les températures de laminage supérieures à la température ambiante et une augmentation bien marquée de la densité de l'orientation Laiton pour les températures inférieures à 275°C, comme le montre la figure I.6. La diminution de la densité de la composante Laiton et globalement, de la densité des orientations de la fibre  $\beta$ , a été attribuée par Hatherly et *al.* à la recristallisation entre 225 et 275°C.



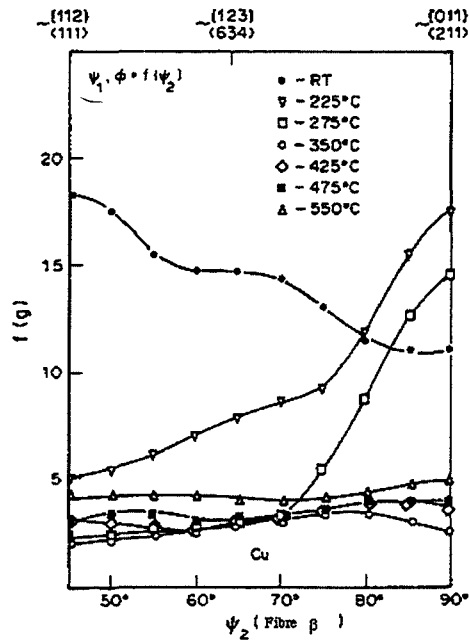


Figure I.6 : Densité  $f(g)$  des orientations présentes dans la fibre  $\beta$  après laminage à chaud du cuivre (Hatherly et *al.*, 1986).

Quoiqu'il en soit, des constatations similaires ont été rapportées par Hirsch (1990), après laminage à chaud d'un alliage d'aluminium et en l'absence de recristallisation. Dans la figure I.7, nous présentons les résultats obtenus par Hirsch sur deux alliages industriels de la série 7000 laminés respectivement à la température ambiante ( texture du type Cuivre ) et à chaud ( texture de type Laiton ) à un fort taux de réduction. Notons que l'auteur n'indique ni le taux de réduction, ni la température de laminage. Bacroix et Jonas (1988), ont étudié l'apparition de la composante Laiton à haute température. Ils attribuent cette évolution à la possibilité de glissement sur des plans non octaédrique tels que  $\{110\}$  et  $\{112\}$ .

D'après ces résultats, nous constatons qu'il y a un manque d'informations sur les textures de laminage à chaud des métaux et alliages cfc, et sur leurs mécanismes de formation. Il serait donc intéressant de caractériser ces textures par des études plus approfondies en laminage à chaud ou par une déformation équivalente.

## **I.2 - DÉFORMATION PLASTIQUE DE MONOCRISTAUX CFC**

Les textures de laminage des polycristaux à différentes températures ont pour origine la rotation des axes cristallographiques des grains vers certaines orientations préférentielles. Afin de comprendre la formation des textures, de nombreuses études nécessitant des approches mécanique et microscopique, ont été réalisées sur les monocristaux.

### **I.2.1 - Approches théoriques**

Les théories que nous allons présenter supposent que la déformation est homogène, que l'écoulement plastique des cristaux est accommodé par des glissements cristallographiques et que les propriétés d'écoulement ne sont pas influencées par la pression hydrostatique. Nous ne considérons que la déformation par glissement en faisant abstraction du maillage ( hypothèse raisonnable pour les métaux à forte énergie de défaut d'empilement ).

Taylor et Elam ( 1923, 1925, 1926 ) furent les premiers à étudier la déformation plastique des cristaux métalliques. Ils ont caractérisé un système de glissement  $g$  par la normale à son plan  $n_g$  et sa direction de glissement  $b_g$ . Comme critère d'écoulement plastique, on utilise principalement la loi de Schmid ( 1935 ), à savoir l'activation d'un système de glissement quand la cission résolue appliquée à ce système atteint une valeur critique.

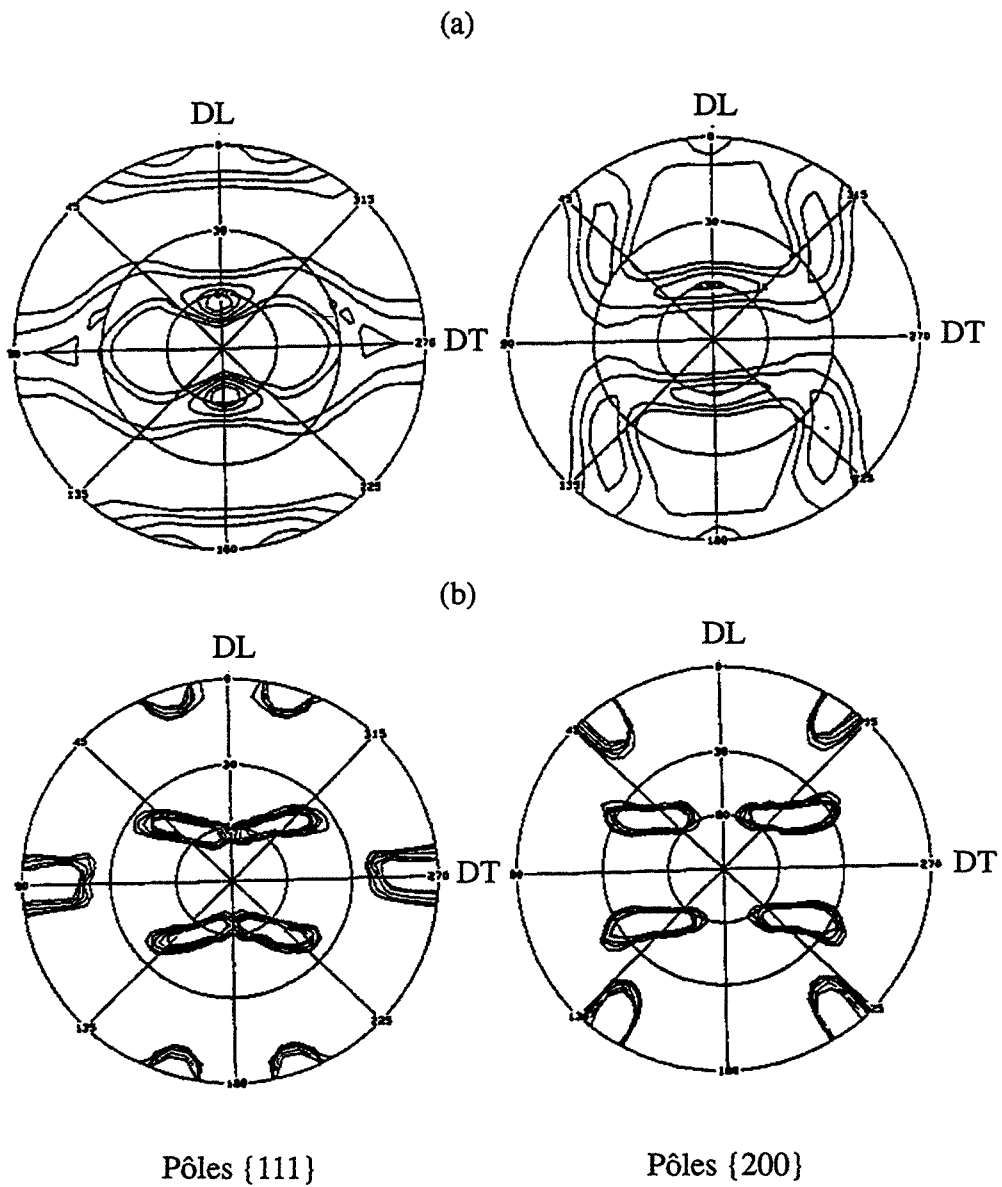


Figure I.7 : Figures des pôles {111} et {200} d'un alliage industriel d'aluminium (série 7000), déformé à de grands taux de réduction (Hirsch, 1990) ;  
 (a) après laminage à température ambiante,  
 (b) après laminage à haute température.

Si les systèmes de glissement sont clairement définis dans les métaux cfc déformés à la température ambiante, ce n'est pas le cas, par exemple pour des métaux déformés à chaud. L'ensemble des systèmes de glissement susceptibles d'être actifs à l'ambiante est représenté dans le tableau 1 à l'aide de la notation de Bishop ( 1953 ). Les quatre plans {111}, contenant chacun trois directions <110> et leurs opposés, forment un ensemble de 24 systèmes. En revanche pour des métaux cfc déformés à chaud il semble que, en plus des glissements sur les plans {111}, d'autres plans de glissement tels que {112}, {110} ou {100} peuvent être favorisés ( Stevens et Pope, 1971 et, Carrard et Martin, 1987 ).

En 1928, Von Mises montre que seuls 5 systèmes de glissement indépendants sont nécessaires pour accommoder un état de déformation complètement imposé au cristal. Taylor en 1938, utilise les résultats de Von Mises et propose une théorie basée sur l'idée que l'état de déformation de chaque grain du polycristal est le même que celui de l'ensemble. Il conclut, en vertu du théorème du travail virtuel minimum, que les 5 systèmes de glissement actifs accommodant la déformation sont ceux pour lesquels les amplitudes des vitesses de glissement  $\dot{\gamma}^g$  minimisent le travail plastique des glissements par unité de volume, soit :

$$\sum_g \tau_c^g \dot{\gamma}^g \text{ minimal} \quad (I.1)$$

où  $\tau_c^g$  est la scission résolue critique du système g.

En 1951-1953, Bishop et Hill proposent un modèle basé sur le principe du travail virtuel maximal pour déterminer les systèmes actifs. D'après ces auteurs, si l'on impose tous les termes du tenseur des vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}_{ij}$  du cristal, l'état des contraintes réel est celui qui rend maximal le travail des forces extérieures par unité de volume, soit :

$$\sum_{ij} \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} \text{ maximal} \quad (I.2)$$

où les  $\sigma_{ij}$  sont les composantes du tenseur des contraintes appliquées au cristal.

Chin et Mamel, en 1969, ont montré l'équivalence des deux modèles. En effet, la scission résolue atteint sa valeur critique sur les systèmes actifs choisis par la méthode de Taylor ou de Bishop et Hill. Mais dans de nombreux cas pratiques, ni la contrainte, ni la déformation

Plan de glissement	(111)	( $\bar{1}\bar{1}1$ )	( $\bar{1}11$ )	( $1\bar{1}1$ )
Direction de glissement	$01\bar{1}$ $\bar{1}01$ $1\bar{1}0$	$0\bar{1}\bar{1}$ $101$ $\bar{1}10$	$01\bar{1}$ $101$ $\bar{1}\bar{1}0$	$0\bar{1}\bar{1}$ $\bar{1}01$ $110$
Système de glissement	$a_1$ $a_2$ $a_3$	$b_1$ $b_2$ $b_3$	$c_1$ $c_2$ $c_3$	$d_1$ $d_2$ $d_3$

Tableau 1 : Notation des systèmes de glissement (Bishop, 1953).

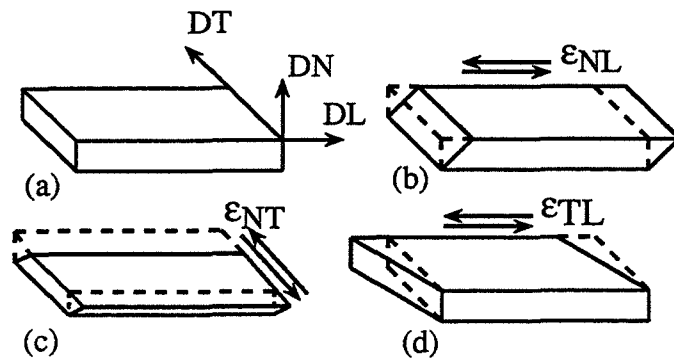


Figure I.8 : Représentation schématique des changements de forme d'un grain plat en condition de déformation complètement imposée (Modèle FC) (a), et en condition de déformation partiellement imposée (Modèle RC) ;  $\epsilon_{NL}$  relâché (b) ;  $\epsilon_{NT}$  relâché (c) ;  $\epsilon_{TL}$  relâché (d).

ne sont complètement imposées. C'est le cas des conditions mixtes où le nombre de composantes de déformation imposées varie entre 1 et 5.

En 1976, Renouard et Wintenberger ont généralisé les modèles de Taylor et de Bishop et Hill au cas où des contraintes et des déformations sont imposées au cristal. Ils montrent que les systèmes de glissement actifs sont ceux pour lesquels soit :

- Le travail interne des glissements sous l'action des cisssions non imposées est minimal,

$$\sum_g \dot{\gamma}^g (\tau^g - \tau_0^g) \text{ minimal} \quad (I.3)$$

avec  $\tau_0^g = \sum_{ij} \sigma_{ij} m_{ij}^g$  où la sommation  $\sum_{ij}$  est seulement étendue aux  $\sigma_{ij}$  imposés,

et  $m_{ij}^g = \frac{1}{2} (b_i^g n_j^g + n_i^g b_j^g)$  est le facteur de Schmid généralisé pour le système de glissement g.

- Le travail externe des contraintes non imposées est maximal,

$$\sum_{ij} \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} \text{ maximal} \quad (I.4)$$

où la sommation  $\sum_{ij}$  est seulement étendue aux  $\dot{\epsilon}_{ij}$  imposés.

Il existe des critères d'écoulement autres que la loi de Schmid, notamment une loi d'évolution, pseudo-plastique, introduite par Pierce, Asaro et Needleman ( 1983 ), sous la forme :

$$\frac{\tau^g}{\tau_r^g} = \left( \frac{\dot{\gamma}^g}{\dot{\gamma}_r^g} \right)^m \quad (I.5)$$

$\tau^g$  et  $\dot{\gamma}^g$  sont respectivement la cisssion résolue appliquée au système g et la vitesse de glissement sur ce système,  $\tau_r^g$  et  $\dot{\gamma}_r^g$  représentent les cisssions résolues et les vitesses de glissement de référence. m est la sensibilité de la contrainte d'écoulement du matériau à la vitesse de déformation, elle est donnée par :

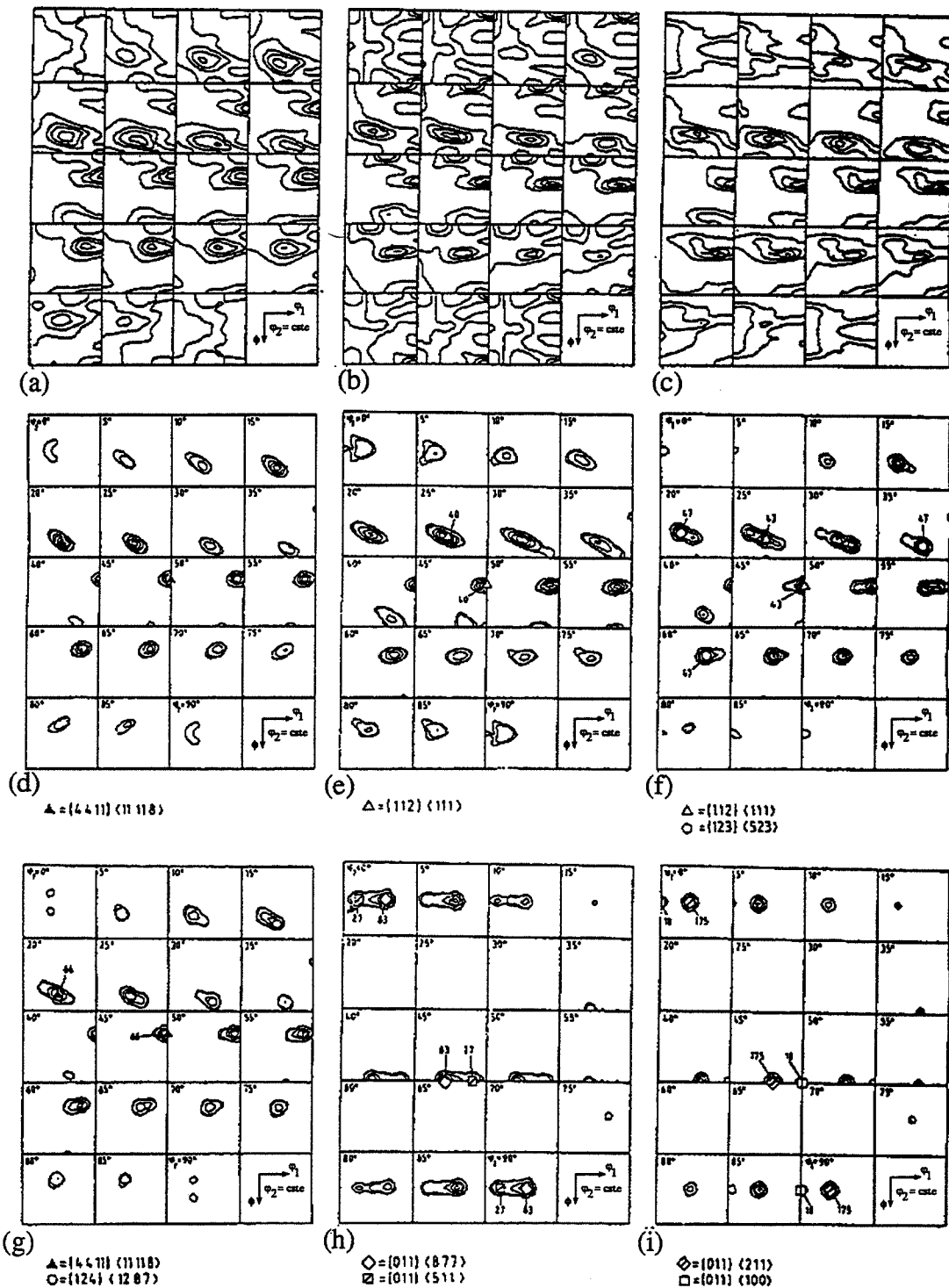


Figure I.9 : FDOC théoriques pour des sections  $\Phi_2 = \text{constante}$  des textures de laminage des cfc pour différentes conditions de déformations (Hirsch et Lücke, 1988) ;

(a) - (c)  $\epsilon = 0,2$  (18% de réduction) ; (d) - (i)  $\epsilon = 3$  (95% de réduction) ;  
 (a) et (d) modèle FC ; (b) et (c) modèle RC,  $\epsilon_{NL}$  relâché ; (c) et (f) modèle RC,  $\epsilon_{NT}$  et  $\epsilon_{NL}$  relâchés ; (g) modèle RC,  $\epsilon_{NT}$  relâché ; (h) modèle RC,  $\epsilon_{TL}$  relâché ; (i) modèle de Sachs.

$$m = \left( \frac{\partial \text{Log } \sigma}{\partial \text{Log } \dot{\epsilon}} \right)_T \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (\text{I.6})$$

La loi de Schmid est surtout utilisée comme critère d'écoulement à basse température ( $< 0,3$  ou  $0,4 T_f$ ). Pour des températures supérieures à  $0,4 T_f$  certains matériaux ont un comportement pseudo ou visco-plastique. Dans ces conditions, il n'y a plus de notion de surface d'écoulement, il y a glissement infinitésimal sur un système et donc écoulement plastique du cristal dès que la scission appliquée est non nulle.

### I.2.2 - Application au cas de la compression plane et du laminage

Le modèle de Taylor ( 1938 ) dit FC ( "Full constraints" ), est à l'origine des premiers calculs de textures cristallographiques ( voir par exemple Kallend et Davies, 1972 et, Van Houtte et Aernoudt, 1975 ), mais les prévisions théoriques de ce type de modèle s'avèrent être insuffisantes pour les grandes déformations. En effet, pour respecter la continuité de la déformation à travers les joints de grains, de fortes conditions de compatibilités sont requises, ceci est relativement valable pour des polycristaux à grains équiaxes ou déformés à de faibles taux de réduction. Pour des grains fortement déformés, l'existence de petites zones d'accommodation aux joints de grains permet de relâcher certaines conditions de compatibilités des déformations. Le relâchement total ou partiel des cisaillements  $\epsilon_{NL}$ ,  $\epsilon_{NT}$  et  $\epsilon_{TL}$  ( Fig. I.8 ) donne lieu aux modèles dits de Taylor relâché ou RC ( "Relaxed Constraints" ).

Les modèles de Taylor ( relâché ou non ), ont été beaucoup utilisés pour modéliser le développement des textures cristallographiques dans des agrégats polycristallins ( voir par exemple la revue de Van Houtte, 1985 ). Les prévisions théoriques obtenues par ce genre de modèles sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux, comme l'ont montré les travaux de Van Houtte ( 1981 ), ou de Skalli et *al.* ( 1985 ).

Hirsch et Lücke ( 1988 ), ont réalisé des simulations de texture de laminage dans le cas des cfc, basés sur un mode de glissement homogène et sous différentes conditions de contraintes ( théories de type Taylor ). La comparaison de leurs résultats théoriques présentés sous forme de FDOC sur la figure I.9, avec les observations expérimentales sur l'aluminium, le cuivre et les alliages cuivre à 5 et 30 % de zinc, montre que :

- A de faibles taux de réduction, deux orientations le long des fibres  $\alpha$  et  $\beta$ , relativement homogènes se sont développées.





- Pour des déformations plus élevées, la position de la fibre  $\beta$  passe de la position prévue par le modèle FC à une position prévue par un modèle RC. Ils attribuent ceci au relâchement des cisaillements dû aux changements de la forme des grains en cours de déformation.
- En cours de déformation, les textures expérimentales sont bien décrites théoriquement par une séquence,

$$\begin{aligned} \text{Modèle FC} &\rightarrow \text{Modèle RC } (\varepsilon_{NL} \text{ relâché, } \varepsilon_{NT} = \varepsilon_{TL} = 0) \\ &\rightarrow \text{Modèle RC } (\varepsilon_{NT} \text{ et } \varepsilon_{NL} \text{ relâchés, } \varepsilon_{TL} = 0). \end{aligned}$$

Ce résultat est en bon accord avec les prévisions de modèle CC ( "Continuous Constraints" ) obtenues par un relâchement continu des composantes de cisaillements en accord avec le changement de forme des grains en cours de laminage ( Fortunier et Driver, 1987 ).

Hirsch et Lücke ont en outre étudié théoriquement la stabilité des différentes composantes des textures de laminage, ils concluent que :

1) L'application du modèle FC conduit à la stabilité de l'orientation dite de Taylor  $\{4\ 4\ 11\} \langle 11\ 11\ 8 \rangle$

2) L'orientation  $\{112\} \langle 111 \rangle$  est formée sous la condition  $\varepsilon_{NL}$  relâché.

3) L'orientation  $\{123\} \langle 523 \rangle$  proche de l'orientation S est quasi-stable si on relâche  $\varepsilon_{NT}$  ou  $\varepsilon_{NT}$  et  $\varepsilon_{NL}$ . Ceci réduit la stabilité des orientations le long de la fibre  $\alpha$ .

4)  $\varepsilon_{TL}$  relâché ( seul ou combiné avec d'autres cisaillements ) donne toujours des orientations de la fibre  $\alpha$  (  $\{011\} \langle uvw \rangle$  ). Mais ceci ne conduit pas nécessairement à l'amélioration des prévisions de la texture Laiton. Leurs analyses montrent que pour  $\varepsilon_{TL}$  relâché, la distribution de la densité d'orientations le long de la fibre  $\alpha$  est non uniforme, il y a un pic proche de  $\{011\} \langle 111 \rangle$  et une texture non développée du côté de l'orientation Laiton.

Les modifications apportées au modèle de Taylor par le relâchement de certaines composantes de déformation ont pu conduire à un meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Mais certains désaccords subsistent, notamment en ce qui concerne les orientations  $\{011\} \langle uvw \rangle$  et particulièrement la composante Laiton en laminage à chaud. Récemment Maurice, Driver et Töth ( 1992 ), ont proposé une analyse dans laquelle ils supposent un relâchement partiel de  $\varepsilon_{TL}$  et une augmentation progressive de ce dernier avec la température. Leurs modèle qui tient compte de l'influence de la température sur la sensibilité à la

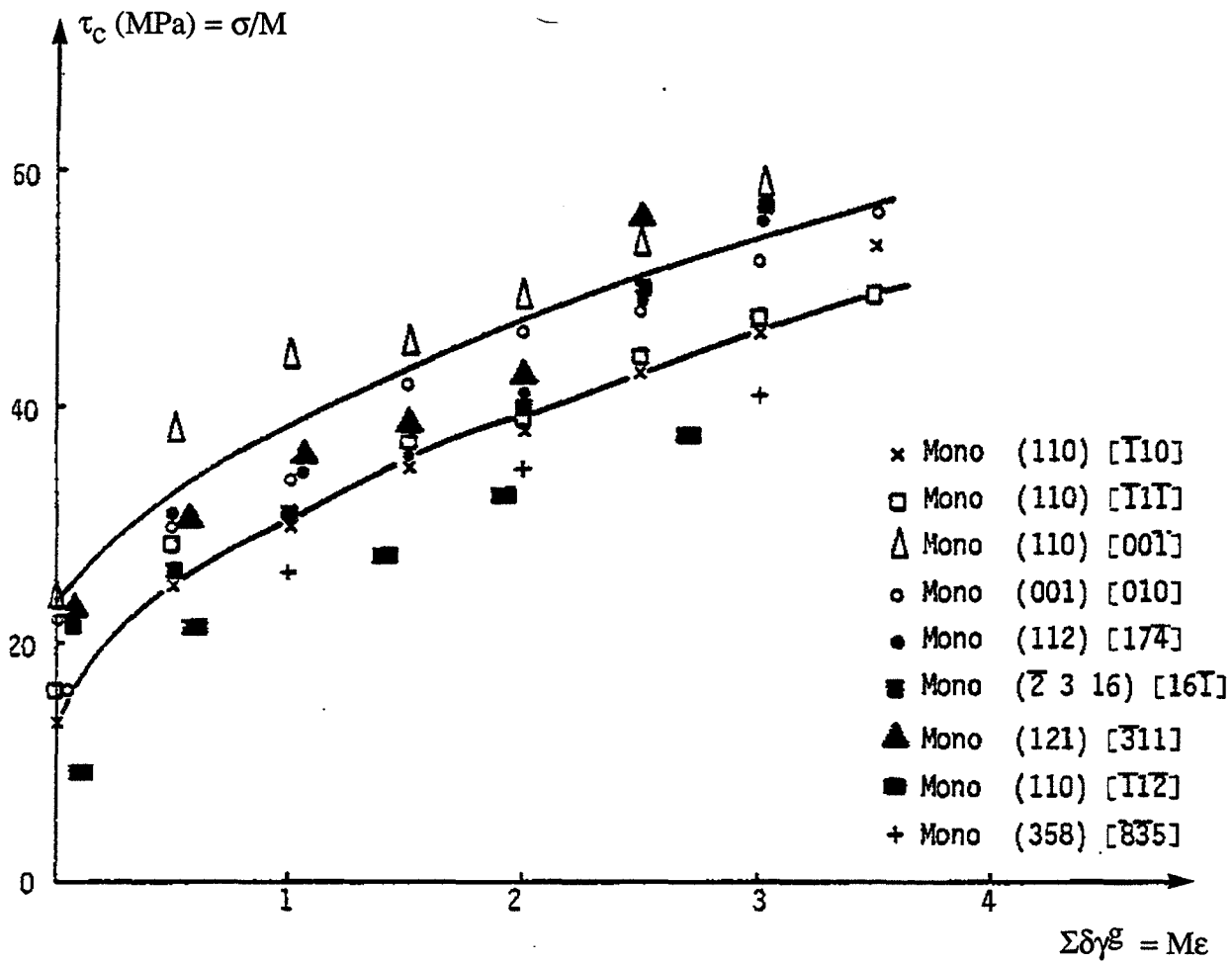


Figure I.10 : Courbes de cisssion résolue-cisaillement,  $\tau_c = f(\Sigma\delta\gamma^g)$  pour monocristaux d'aluminium déformés en compression plane (Skalli, 1984).

vitesse de déformation, permet de prévoir des textures de laminage à chaud en assez bon accord avec les textures expérimentales, surtout en ce qui concerne la composante Laiton.

### I.2.3 - Revues des travaux expérimentaux sur des monocristaux de métaux cfc

Plusieurs techniques ont été développées pour simuler le comportement d'un grain dans l'agrégat laminé. En particulier, la compression plane dans un couloir, proposé par Chin, Nesbitt et Williams ( 1966 ), permet d'activer plusieurs systèmes de glissement comme lors du laminage.

Driver et Skalli ( 1982 ) et, Driver, Skalli et Wintenberger ( 1983, 1984 ), ont contribué à l'étude de la déformation de monocristaux d'aluminium dans différentes conditions de déformation par des études théoriques basées sur le modèle de Taylor et de Bishop et Hill en déformation complètement ou partiellement imposée et par la détermination expérimentale des rotations du réseau cristallin et des systèmes de glissement actifs en cours de déformation. Par application d'un critère d'écroutissage minimum proposé par Renouard et Wintenberger ( 1981 ), ils ont en outre étudié les problèmes d'indétermination des amplitudes de glissement rencontré lors de la déformation. Selon ce critère, la solution réelle pour les amplitudes de glissement dans le cas où il y a indétermination, est celle qui minimise le travail de déformation plastique de second ordre. L'application de ce critère a permis de déterminer dans plusieurs cas les rotations cristallines sans ambiguïtés. Driver et *al.* montrent que, pour ces deux modes de déformation et pour la plupart des cas étudiés, les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prévisions théoriques.

Dans la figure I.10, nous présentons les courbes cisaillement résolue-cisaillement construites par Skalli ( 1984 ) à partir des courbes contraintes-déformation de monocristaux d'aluminium déformés en compression plane partiellement imposée. Les valeurs du facteur de Taylor utilisées sont celles qui correspondent aux orientations expérimentales et tiennent compte des rotations en cours de déformation. En principe les courbes devraient être confondues si la valeur de la cisaillement critique est identique sur chaque système, et de fait elles se regroupent de façon raisonnable avec une dispersion de  $\pm 15 \%$  ( sauf pour les orientations Goss et Laiton ), confirmant la validité, en première approximation, de l'hypothèse d'un écroutissage isotrope. Notons que des études détaillées de durcissement latent sur monocristaux de cuivre et d'aluminium ( Franciosi et *al.*, 1980 et, Franciosi et Zaoui, 1982 (A), 1982 (B) ), montrent que l'écroutissage n'est pas tout à fait isotrope. Franciosi et *al.*, montrent que le durcissement est fonction du type d'interactions entre les dislocations des systèmes actifs et inactifs. Les forts



taux de durcissement latent sont associés à des systèmes de glissement pouvant former des barrières de Lomer-Cottrell. Par comparaison entre les résultats des différents métaux et alliages, Franciosi, Berveiller et Zaoui ( 1980 ), montrent qu'en début de déformation l'érouissage latent est nettement plus fort dans le cuivre que dans l'aluminium. En fait, l'érouissage latent de l'aluminium se stabilise à des valeurs résiduelles proches des valeurs associées à un érouissage isotrope.

Pour la plupart des orientations présentées sur la figure I.10, les résultats obtenus concernant la rotation du réseau cristallin montrent que l'accord trouvé par Skalli entre les résultats expérimentaux et les prévisions par le modèle de Taylor relâché (  $\epsilon_{TL}$  et  $\epsilon_{NL}$  non imposées ) est très raisonnable, exception faite pour les orientations (001) [010] et (011) [01 $\bar{1}$ ]. Désaccord attribué par Skalli d'après ses résultats expérimentaux à l'inhomogénéité de la déformation pour l'orientation (001) [010] et aux hypothèses de départ du modèle théorique ( déformation homogène et érouissage isotrope des systèmes de glissement ) pour l'orientation (011) [01 $\bar{1}$ ].

#### I.2.4 - Hétérogénéités de déformation

Dans le métal réel déformé en grande déformation, le tenseur vitesse de déformation varie à l'intérieur des grains et à l'échelle d'un ensemble de grains. Les hétérogénéités de déformation développées dans les matériaux peuvent être observées à différentes échelles.

A l'échelle macroscopique, on assiste à la formation de strictions localisées ou diffuses, ou à la formation de bandes de déformation.

A l'échelle microscopique ( du grain ), les hétérogénéités de déformation se caractérisent par la formation de bandes de déformation, de bandes de transition, de microbandes ou de bandes de cisaillements. Elles sont définies comme suit ( Leffers et *al.*, 1988 ) :

- Bandes de déformation : Régions à l'intérieur des grains dans lesquelles se développent des orientations différentes dues à des glissements, simple ou multiple, hétérogènes conduisant à de forts gradients d'orientation à l'intérieur du grain.

- Bandes de transition : Zones entre bandes de déformation ou entre bandes de déformation et matrice. Ce sont des régions caractérisées par une forte courbure du réseau



cristallin. Si la désorientation entre bandes de déformation est grande, les bandes de transition peuvent être assimilées à des joints de grains.

- Microbandes : Régions lamellaire fines à l'intérieur du grain et le long des plans de glissement, délimitées par deux plans parallèles possédant un seul système actif dans chaque microbande. La nature de la déformation dans ces régions est un cisaillement simple différent de la déformation moyenne du grain.

- Bandes de cisaillement : Régions lamellaire fines non parallèles aux plans de glissement avec une grande concentration de cisaillement simple et glissement multiple dans chacune des bandes. Les bandes de cisaillement peuvent traverser plusieurs grains et même l'échantillon tout entier.

Les hétérogénéités de déformation sont fonction du mode de sollicitation et de la nature du métal ( structure et texture ). Par exemple, les forces de frottement imposées à un métal laminé, par les cylindres du laminoir ( Bauer, Mecking et Lücke, 1977 ), favorisent les hétérogénéités de déformation sous forme de cisaillements macroscopiques. Le même métal enrobé de Téflon et déformé en compression plane où les forces de frottement sont négligeables ( Skalli, 1984 ), ne présentera pas d'hétérogénéités de déformation macroscopique. L'essai de compression plane permet donc de déformer des cristaux de façon contrôlée et reproductible et de là une meilleure caractérisation des hétérogénéités de déformation microscopique. Notons que les textures obtenues après laminage et après compression plane peuvent être considérées comme sensiblement équivalentes ainsi que l'ont montré récemment Butler et Hu ( 1989 ), sur des polycristaux de cuivre déformés jusqu'à 95 % de réduction.

Lors du laminage de monocristaux de métaux cfc, il a été constaté que certaines orientations telles que (001) [110] et (001) [010] se déforment de façon hétérogène en se décomposant en deux ou plusieurs orientations. Par exemple Hinkel et *al.* ( 1967 ) et, Wrobel et *al.* ( 1988 ), ont laminé des monocristaux de cuivre d'orientation (001) [110] jusqu'à 99 % de réduction, la texture qui en résulte consiste en deux composantes cuivre ( {112} <111> ) symétriques atteinte après décomposition de l'orientation initiale autour de la direction transverse. Le même type de décomposition, avec formation de bandes parallèles à la direction de laminage, a été constaté par Köhlhoff et *al.* ( 1984 ) sur un monocristal de cuivre d'orientation initiale cube, pour des taux de déformation allant jusqu'à 50 %. A 97 % de réduction, le cristal semble développer 4 composantes proches de  $S_3$  ( {123} <634> ).

Dans le cas des essais de compression plane sur monocristaux de métaux et alliages cfc, la plupart des cristaux se déforment de façon relativement homogène ( voir par exemple





Chin et *al.*, 1966, Wonsiewicz et Chin, 1970 et, Skalli, 1984 ), mais certaines orientations particulières telles que (111) [11 $\bar{2}$ ], ( Wonsiewicz et Chin, 1970 et, Orleans-Joliet, 1989 ), (001) [010] ( Skalli, 1984 ), et (001) [110], ( Butler et Hu, 1989 ), se décomposent en deux ou plusieurs orientations. A chacune de ces orientations correspond en général une famille de bandes de déformation caractérisée par un mode de déformation différent de celui de la matrice qui l'entoure ou de celui des autres bandes. Cette fragmentation en plusieurs orientations crée des bandes de transition. Ceci est très important dans la mesure où ces bandes de transition peuvent devenir des sites de germination de nouveaux grains lors des traitements ultérieurs de recuit ( voir plus loin I.3.2 ).

### I.3 - TEXTURES DE RECUIT

Les textures de recuit désignent les textures développées dans un matériau déformé lors d'un maintien à une température suffisamment élevée pour que la diffusion puisse jouer un rôle important ( typiquement  $T \geq 0,4 T_f$  ). Elles sont généralement le résultat d'une compétition entre la restauration, la recristallisation et la croissance des grains.

La restauration désigne tous les processus susceptibles de se produire avant l'apparition de nouveaux grains dans la matrice déformée. Elle se caractérise par une séquence de phénomènes incluant la disparition des défauts ponctuels, l'annihilation et le réarrangement des dislocations, la formation de sous grains ( polygonisation ), et leur croissance jusqu'à ce qu'ils atteignent une taille critique pour former des germes de recristallisation.

La recristallisation se caractérise par la germination et la croissance de nouveaux grains dans la matrice restaurée. Les germes, de densité de défauts plus faible que la matrice, prennent naissance dans certains sites préférentiels ( germination hétérogène ). La recristallisation a été définie par le jury d'ICOTOM 8 en 1988, comme le résultat de tous les processus entraînant la formation et la migration de joints de grains de forte désorientation dues à la force motrice de l'énergie de déformation emmagasinée. La cinétique de la recristallisation est souvent décrite par l'équation empirique :

$$X_v = 1 - \exp (- B t^k) \quad (I.7)$$

où  $X_v$  est la fraction volumique recristallisée,  $k$  est une constante expérimentale, et  $B$  une constante qui dépend de la température, de la vitesse de germination et de la vitesse de croissance des grains. Cette équation trouve son origine dans les travaux de



Kolmogorov ( 1937 ), Avrami ( 1939 ) et, Johnson et Mehl ( 1939 ). Elle a été vérifiée par Vandermeer et Gordon en 1959, sur des polycristaux d'aluminium recristallisé après laminage à 40 % de réduction, pour une valeur de  $k = 2$ . En fait l'équation (I.7) est un cas particulier de l'équation plus fondamentale :

$$X_v = 1 - \exp (-X_{vet}) \quad (I.8)$$

où  $X_{vet}$  est la fraction volumique étendue recristallisée, c'est-à-dire la fraction volumique recristallisée en supposant que les grains recristallisés ne seront jamais en contact. Ce type d'équation n'est rigoureusement valable que pour une distribution aléatoire de germes.

Après une recristallisation complète, les grains peuvent croître de façon normale ou exagérée. Le processus de la croissance normale est accompli par la migration des joints de grains, avec l'énergie libre de surface comme énergie potentielle. Les cinétiques de croissance des grains, à une température donnée  $T$  pour les métaux purs et les matériaux monophasés, peuvent être décrites par l'équation expérimentale qui suit, initialement établie par Beck ( 1953 ) :

$$\bar{D} - \bar{D}_0 = K t^n \quad (I.9)$$

où  $\bar{D}$  est le diamètre moyen du grain,  $K$  et  $n$  sont des paramètres dépendant de la température, et  $t$  est le temps de recuit.

La croissance exagérée ou la recristallisation secondaire se produit habituellement sous une ou plusieurs des conditions décrites ci-dessous :

- (1) présence d'une seconde phase finement dispersée ;
- (2) présence d'une forte texture ;
- (3) les grains issus de la recristallisation primaire ont atteint la taille limite imposée par l'épaisseur de l'échantillon ( Hu et *al.*, 1990 ).

### I.3.1 - Théories de la recristallisation

La formation des germes de recristallisation de métaux purs se fait dans la plupart des cas par coalescence de sous grains ( Hu, 1963 ). Une analyse théorique de ce mécanisme dans les métaux cfc a été fournie par Doherty et Szpunar ( 1984 ). En réalité, ils ont apporté deux modifications à la théorie cinétique de la coalescence des sous grains développée initialement par Li ( 1962 ), laquelle surestime les temps de coalescence observés dans

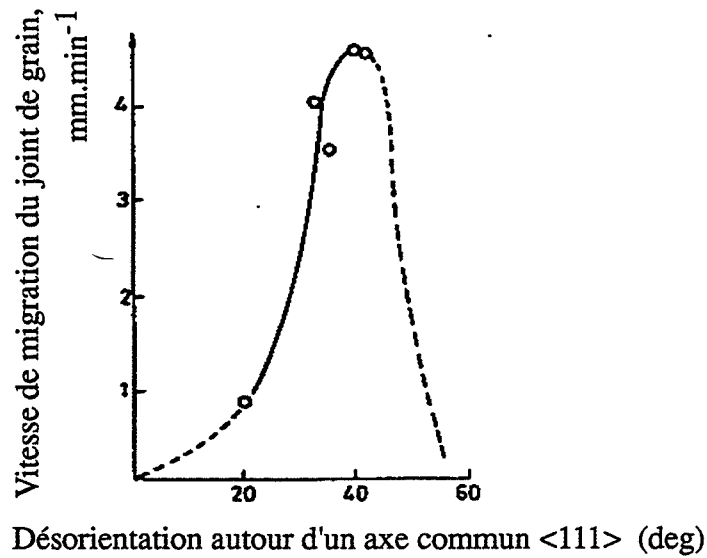


Figure I.11 : Vitesse de migration des joints de grains en fonction de la désorientation par rapport à un axe commun <111> (Liebmann, Lücke et Masing, 1956).

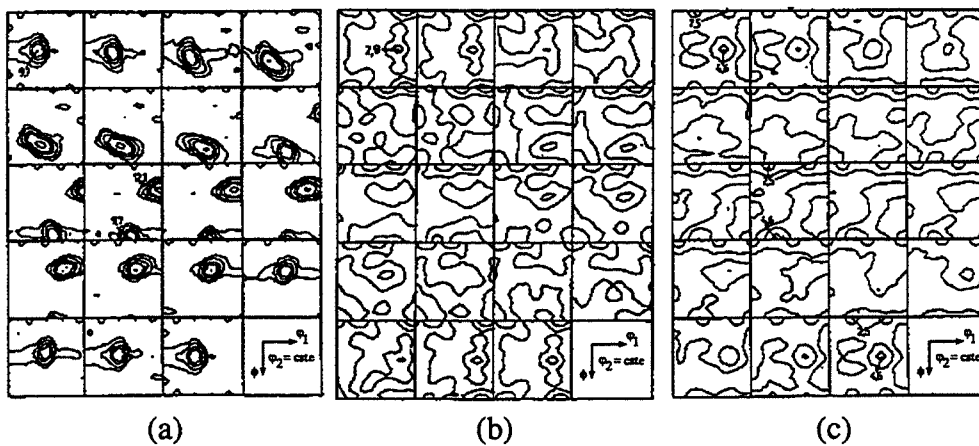


Figure I.12 : Textures de recristallisation théorique et expérimentale de l'alliage Al-1,8% Fe-1,4% Si (Hirsch, 1989) ;  
 (a) FDOC expérimentale après 96% de réduction,  
 (b) FDOC obtenue après transformation de la texture de laminage par rotations de  $\pm 40^\circ$  autour des 4 axes <111>,  
 (c) FDOC expérimentale de la texture de recristallisation.

l'aluminium au dessus de 350°C ( Faivre et Doherty, 1979 ). La première modification considère la mobilité des dislocations par montée des boucles de dislocations au lieu des dislocations coin isolées. L'autre hypothèse consiste à abandonner l'idée d'une répartition uniforme des dislocations conformément aux observations expérimentales de Jones et *al.* ( 1979 ). Le modèle de Doherty et Szpunar prévoit des mobilités de boucles de dislocations beaucoup plus élevées et rend compte de l'hétérogénéité des sites de coalescence dans l'aluminium telles que les bandes de transition dans des monocristaux d'aluminium ( Kreisler et Doherty, 1978 ).

Les sites de germination préférentiels sont des petites régions très déformées présentant un fort gradient d'orientation. Les sites les plus fréquemment observés sont : les bandes de transition, les bandes de cisaillement, les joints de grains, et les particules de seconde phase ( Nes et Hutchinson, 1989 ).

Les germes qui ont acquis une certaine stabilité croissent et le contact entre les grains nouvellement formés devient de plus en plus fréquent jusqu'à ce que la totalité de la matrice soit recristallisée. Cette recristallisation se traduit souvent par un changement de la texture cristallographique du matériau. Pour expliquer la formation de ces textures, deux théories sont invoquées : la germination orientée et la croissance orientée ( voir par exemple la discussion de ces théories par le jury d'ICOTOM 8, 1988 ).

La théorie de la germination orientée, proposée initialement par Burgers et Louwse ( 1931 ), suppose que les orientations des grains recristallisés sont entièrement déterminées par les orientations des germes. Elle implique d'une part que les germes qui deviennent stables possèdent des orientations particulières et d'autre part impose l'existence de textures de recristallisation similaires à certaines composantes de la texture de déformation. Pour une germination orientée complète, il est implicitement supposé que tous les nouveaux grains peuvent croître à des vitesses équivalentes.

La théorie de la croissance orientée, suggérée initialement par Barrett ( 1940 ), repose sur le concept suivant : en présence d'une distribution aléatoire d'orientations de germes stables, la vitesse de croissance de certains germes, préférentiellement orientés par rapport à la matrice déformée, est nettement plus rapide que celles des autres germes. Barrett ( 1940 ), et Beck ( 1953 ), trouvent que dans les métaux cfc, les nouveaux grains désorientés de 40° autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  par rapport à la matrice déformée croissent plus vite que les autres grains. Ces résultats ont été largement étendus par Lücke et *al.* au travers d'une série d'études, nous pouvons citer par exemple celles effectuées en 1956 et 1966 sur des monocristaux cfc. Dans la figure ( I.11 ), nous présentons les vitesses de migration des joints de grains en fonction de la

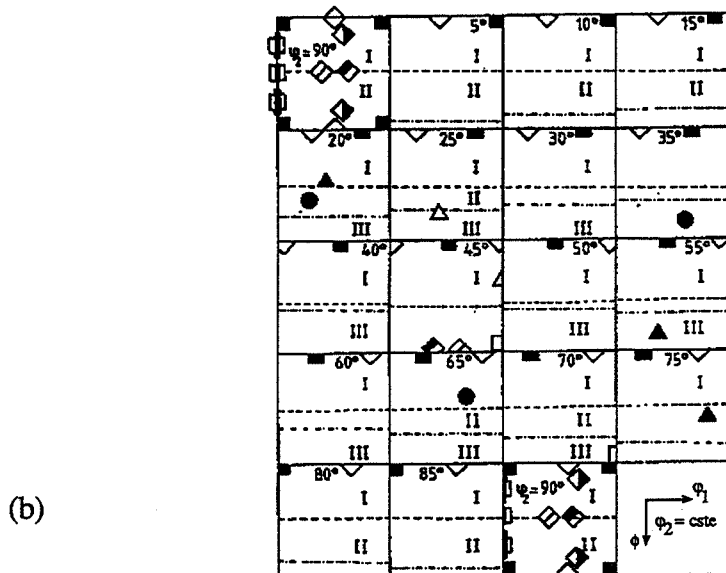
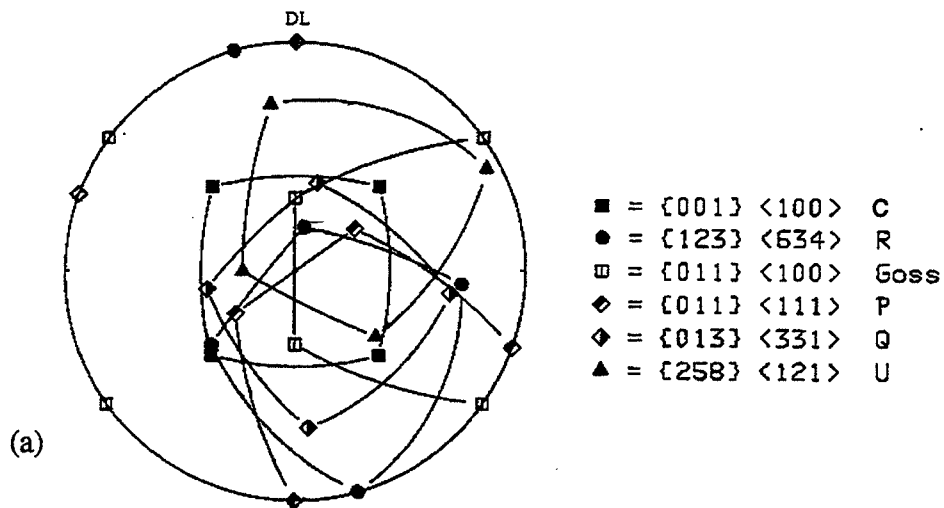


Figure I.13 : Positions des principales composantes des textures de recristallisation des métaux cfc (Hirsch, 1989) ;  
 (a) Figure des pôles {111},  
 (b) Espace des angles d'Euler pour des sections  $\phi_2 = \text{conste}$ .

désorientation autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  par rapport à la matrice, d'après Liebmann, Lücke et Masing ( 1956 ). La vitesse maximale correspond à une désorientation de  $40^\circ$  autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ . Récemment Hirsch ( 1989 ), a calculé la texture théorique déduite de la texture expérimentale de laminage d'un alliage Al - 1.8 % Fe - 1.4 %. Si, par des rotations de  $\pm 40^\circ$  autour des 4 axes  $\langle 111 \rangle$ , les résultats présentés sous forme de FDOC sur la figure ( I.12 ), montrent une grande similitude entre la texture théorique et la texture de recristallisation expérimentale.

### I.3.2 - Observations et interprétations des textures de recristallisation

Les observations expérimentales des textures de recristallisation des métaux et alliages cfc mettent en évidence plusieurs composantes de recristallisation. Dans la figure ( I.13 ), nous présentons les positions des pôles  $\{111\}$ , ainsi que les positions, dans l'espace d'Euler pour des sections  $\varphi_2 = \text{cte}$ , des principales composantes des textures de recristallisation ( Hirsch, 1989 ). L'origine des composantes des textures de recristallisation, telle que la composante cube, caractéristique des métaux de moyenne et forte énergie de défaut d'empilement, donne lieu à des interprétations controversées. Ainsi à l'heure actuelle, on ne peut dire avec certitude si elles sont déterminées par la croissance de certains grains à partir d'une distribution aléatoire d'orientations ou par la germination préférentielle de grains particulièrement bien orientés.

La théorie de la croissance orientée repose sur la grande mobilité des joints de grains fortement désorientés. Les observations expérimentales ( voir par exemple Smith, Rae et Grevenor, 1979 ) montrent que les joints les plus mobiles sont proches des joints du réseau de coïncidence ( Kronberg et Wilson, 1949 ). Ceux-ci sont caractérisés par le fait que pour certains atomes de la structure, il n'apparaît pas de rupture de périodicité de leur position au franchissement de la paroi entre les deux réseaux adjacents. Le réseau formé à partir de ces atomes est le réseau des sites de coïncidence ( "CSL" ). Une coïncidence  $\Sigma = n$  avec un axe  $\langle uvw \rangle$  et un angle  $\theta$  signifie que 1 atome sur  $n$  atomes de la structure ou du joint appartient au réseau des sites de coïncidence et que les deux réseaux adjacents séparés par le joint se déduisent l'un de l'autre par une rotation  $\pm \theta$  autour d'un axe  $\langle uvw \rangle$ .

L'orientation cube a été plus particulièrement étudiée depuis 40 ans en raison de son importance technologique et de son intérêt scientifique. Beck et Hu ( 1952 ), ont étudié la formation des textures de recristallisation, telle que la texture cube dans l'aluminium et le



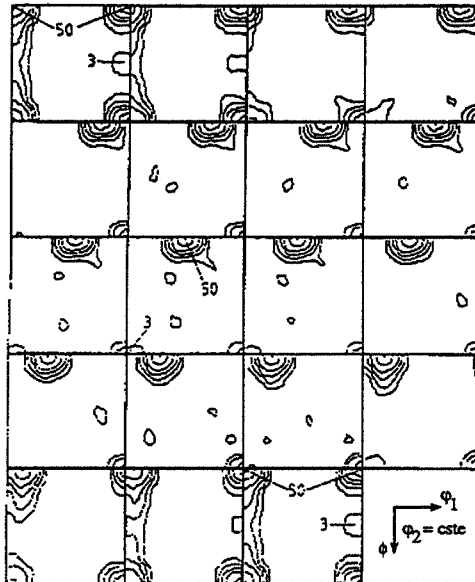


Figure I.14 : FDOC de la texture de recristallisation d'un polycristal d'aluminium pur d'orientation initiale  $\{001\}\langle uvw \rangle$  laminé à 95% de réduction et recuit 10 s à 500°C (Hirsch, Nes et Lücke, 1987).

cuivre, à l'aide de techniques de rayons X et un compteur Geiger. Lücke et *al.* ( 1976 ), ont étudié les textures de recristallisation dans des monocristaux d'aluminium au moyen d'un goniomètre automatique de textures. Les résultats de ces deux études indiquent que toutes les composantes de la texture de recristallisation peuvent être déduites, par des rotations autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ , à partir des composantes de la texture de déformation. Ainsi, ils attribuent les composantes de recristallisation cube et R (  $\{123\} \langle 634 \rangle$  ), à la croissance orientée en raison d'une relation d'orientation de  $40^\circ$  autour des  $\langle 111 \rangle$  communs à ces deux composantes et aux composantes S de la texture de déformation. Notons que cette transformation est proche de la coïncidence  $\Sigma = 7$  (  $38^\circ$  autour de  $\langle 111 \rangle$  ). Toutefois, plus récemment, la texture cube a été qualifiée de texture de "compromis" ( voir par exemple Hirsch et *al.*, 1986 ), c'est-à-dire pouvant résulter de la croissance orientée et de la germination orientée.

La théorie de la germination orientée, suppose la formation d'un grand nombre de germes d'orientations proches du cube. Cela suppose qu'il subsiste des régions orientées cube dans la matrice déformée. Ces régions sont prévues théoriquement par le modèle de Dillamore et Katoh ( 1974 ), dans les métaux cfc déformés par compression plane sous forme de bandes de transition caractérisées par un fort gradient d'orientation. De telles bandes de transition ont été observées dans le cuivre ( Ridha et Hutchinson, 1982 ), et dans l'aluminium ( Dons et Nes, 1986 ), sous forme de sous-structures orientées cube dans des régions de forte courbure du réseau. Utilisant la technique de l'EBS ( "Electron Back Scattered Diffraction" ), ( Venables et Harland, 1973 ), Hjelen et *al.* ( 1991 ), ont effectué une étude détaillée de la germination et la croissance des grains recristallisés dans un polycristal d'aluminium pur de texture de fibre  $\langle 100 \rangle$  laminé à 90 % et recuit à  $400^\circ\text{C}$ . Les principales composantes de la texture de recristallisation obtenues sont la composante cube et une composante d'orientation idéale  $\{001\} \langle 310 \rangle$ . Sur la figure ( I.14 ), nous présentons une FDOC expérimentale obtenue par Hirsch et *al.* ( 1987 ), sur le même type d'échantillon laminé à 95 % de réduction et recuit 10 secondes à  $500^\circ\text{C}$ . D'après Hjelen et *al.*, les bandes de transition sont les sites principaux de germination et les composantes de la texture de recristallisation formés peuvent s'expliquer par la théorie de la germination orientée. Leur résultats peuvent être résumés comme indiqués ci-dessous :

- Les grains cubes germent dans les bandes de transition entre les deux composantes Cuivre de la texture de déformation.
- Les grains d'orientation  $\{001\} \langle 310 \rangle$  se forment dans les bandes de déformation Cuivre.
- Les grains d'orientation Goss germent dans les bandes de transition entre les composantes Laiton ou entre les composantes Goss et Laiton.



- Les grains d'orientation R se forment entre les bandes de cisaillement des composantes S de la texture de déformation.

Les progrès, réalisés dans la compréhension des textures de déformation et de recristallisation, sont directement liés à l'utilisation des moyens techniques de plus en plus performants. Ces textures ont largement été étudiées par les rayons X et par la microscopie électronique en transmission (MET), ( voir par exemple Hu, 1986 ). Néanmoins, dans certains cas ces techniques classiques présentent des limites ; ainsi les rayons X intègrent toutes les composantes de la texture existantes dans l'échantillon et le MET ne permet d'examiner qu'une partie limitée de l'échantillon. En revanche des techniques telles que l'ECP ( "Electron Channeling Pattern" ), ou l'EBSD ( "Electron Back Scattered Diffraction" ), en microscopie électronique à balayage ( MEB ), permettent des analyses locales de textures sur différentes zones de l'échantillon.

Au vue des résultats expérimentaux disparates que nous avons cités précédemment, il est difficile de donner une explication simple et concise des textures de recristallisation dans la mesure où l'origine des composantes de ces textures est controversée, le cas de la composante cube en est un exemple par excellence.

#### I.4 - CONCLUSION ET OBJECTIFS

Le laminage des polycristaux d'aluminium à la température ambiante induit une texture dite du Cuivre ou de fibre  $\beta$  ( Laiton  $\rightarrow$  S  $\rightarrow$  Cuivre ). Quelques résultats, bien que peu nombreux, semblent indiquer que la texture de laminage passe d'une texture de type Cuivre à une texture de type Laiton au cours d'un laminage à chaud. Dans les rares études publiées à ce sujet, nous avons constaté que la température n'est généralement pas précisée. En fait, il est difficile d'avoir une température uniforme et constante durant les passes successives de laminage d'une tôle. Il est également difficile d'éviter les hétérogénéités de déformation dues aux forces de frottement des cylindres du laminoir.

Pour comprendre les mécanismes et la formation des textures de laminage à haute température, il nous semble important de se doter d'un dispositif qui permette de déformer des échantillons dans des conditions de températures et de déformation imposées parfaitement contrôlées. Un tel dispositif devra permettre d'imposer des déformations similaires à celles de laminage. Une partie de notre travail consiste alors à mettre au point un dispositif de



compression à chaud par la modification du dispositif de compression plane utilisé à température ambiante.

En laminage, les hétérogénéités de déformation commencent le plus souvent dans certains grains par formation de bandes de déformation. Cette hétérogénéité semble directement liée à l'orientation du grain. Afin de mieux comprendre les mécanismes de formation de ces bandes, nous allons étudier en compression plane le comportement des cristaux cfc d'orientation  $\{001\} \langle uvw \rangle$ ,  $(111)[11\bar{2}]$ ,  $(011)[01\bar{1}]$  et  $(110)[001]$ . Notre objectif sera également l'étude de la stabilité de ces orientations monocristallines. Par comparaison avec le laminage, l'essai de compression plane permet des études de façon contrôlées et reproductibles, d'où une meilleure caractérisation des bandes de déformation et des bandes de transition. Rappelons que peu d'études ont traité de façon détaillée les problèmes d'hétérogénéité dans les monocristaux cfc. Nous allons étudier en détail ces orientations en déterminant les systèmes de glissement actifs, leurs répartitions spatiales en fonction de l'orientation courante, ainsi qu'une confrontation théorie-expérience.

La recristallisation est le résultat de trois processus, la restauration, la germination et la croissance des nouveaux grains. Les textures de recristallisation, plus particulièrement celles des métaux cfc de moyenne et forte énergie de défaut d'empilement sont souvent dominées par la composante cube. L'origine de cette composante est très controversée, c'est-à-dire on ne sait pas si elle est due à la germination de certains grains dans des sites préférentiels ou à la croissance préférentielle de certains grains favorablement désorientés par rapport à la matrice. Parmi les sites préférentiels de germination, on peut citer les bandes de transition. De ce fait une bonne connaissance de la microstructure de déformation permettra une bonne étude des mécanismes de recristallisation ainsi que des stades ultérieurs dans des monocristaux d'aluminium préalablement déformés en compression plane. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux rôles des bandes de transition dans la formation de ces textures. Les résultats obtenus seront confrontés aux théories courantes de la recristallisation.



# **CHAPITRE II**

## **TECHNIQUES EXPERIMENTALES**





## II.1 - ELABORATION DES ECHANTILLONS

Les barreaux d'aluminium monocristallins, utilisés au cours de de cette étude, sont élaborés à partir d'aluminium de haute pureté 99.993% à 99.996%. Les principaux éléments d'impuretés sont le cuivre et le fer ( Cu : 0,0021 à 0,0031 % ; Fe : 0,0010 à 0,0016 % ). La méthode d'élaboration est la solidification dirigée en nacelle horizontale. Cette méthode consiste à solidifier dans une direction donnée un lingot métallique fondu et préalablement soudé à un germe d'orientation connue.

Pour obtenir des éprouvettes ayant une orientation donnée et une forme parallélépipédique de dimension : 5,1 x 5,1 x 12,1 mm, nous avons utilisé une tronçonneuse de type Mayer et Burger munie d'une platine goniométrique. La précision de cette dernière est de 0,5 degré. Dans le cas de l'aluminium pur, le tronçonnage provoque un écrouissage superficiel très faible que nous éliminerons par polissage manuel au papier 1200. Nous terminerons la préparation des échantillons par un polissage électrolytique ( acide acétique : 9 vol.; acide perchlorique : 2 vol.), qui permet d'avoir d'une part les dimensions exactes voulues ( 5 x 5 x 12 mm ), et d'autre part un bon état de surface poli miroir pour nos échantillons.

## II.2 - ESSAI DE COMPRESSION PLANE A L'AMBIANTE

Le dispositif utilisé permet d'imposer une déformation homogène de compression suivant l'axe X3 à un échantillon qui s'allonge dans la direction X2, en empêchant tout déplacement selon X1 ( fig II 1 (a) ). Dans ces conditions, le monocristal peut cisailer librement le long du couloir. L'amplitude des deux cisaillements libres est fonction de l'orientation de l'échantillon et de la déformation imposée ( fig II.1 (b) ).

L'appareil utilisé ( fig II.2 ), est en acier pratiquement indéformable ( 90 MCV 8, trempé à l'huile à 800°C et revenu à 150°C ). C'est un appareillage similaire à celui décrit par Chin, Nesbitt et Williams ( 1966 ), comportant une matrice et un poinçon. Ce dispositif est fixé sur une machine de traction-compression électromécanique INSTRON ( modèle 1186 ), piloté par ordinateur et utilisée à vitesse de déplacement de la traverse imposée ( 0,2 mm/mm ).

Pour réduire les frottements échantillon-matrice-poinçon, l'échantillon est enveloppé d'un film de téflon ( 0,05 mm d'épaisseur ). La déformation rationnelle  $\varepsilon$  pour la compression plane est définie par :

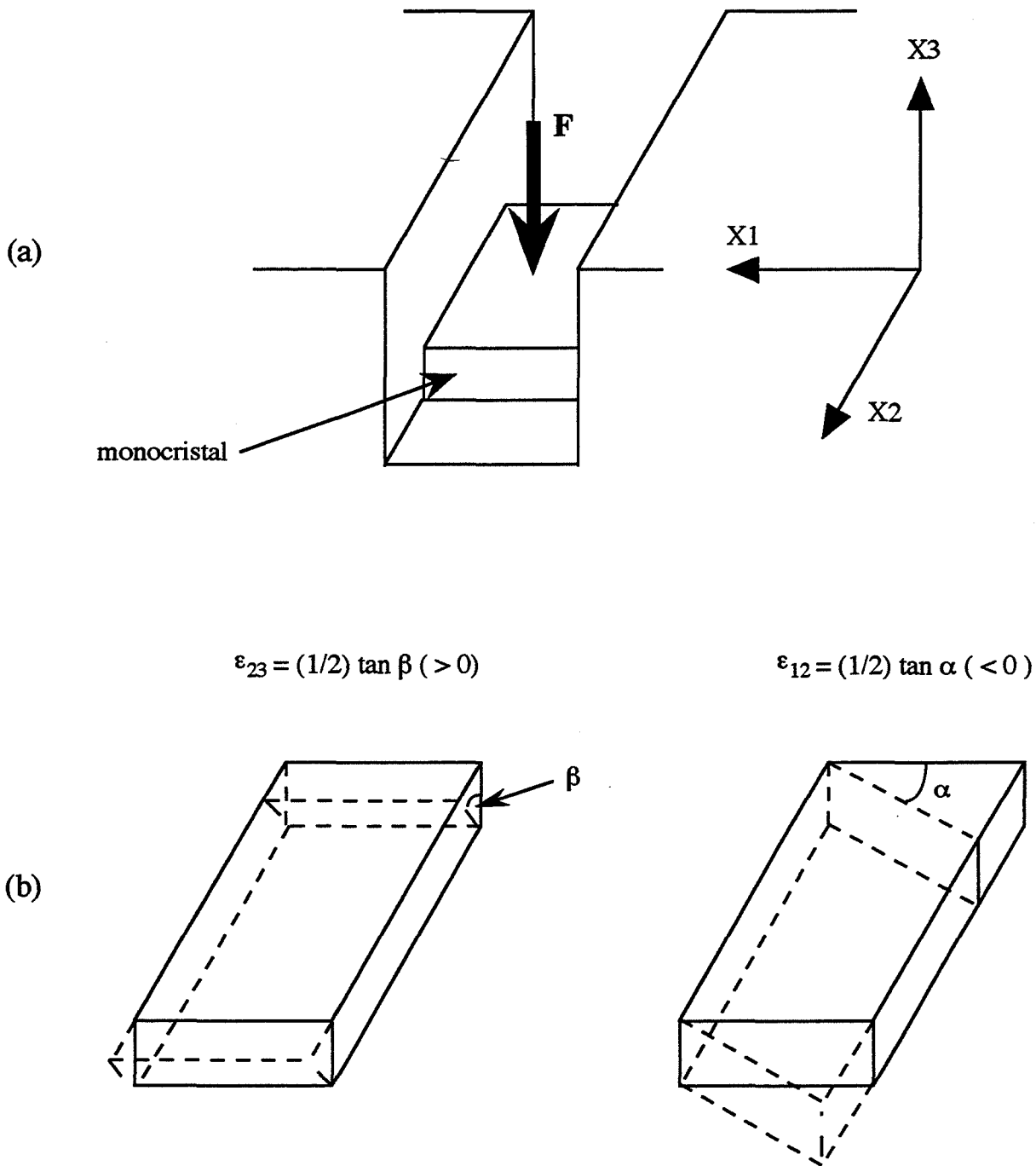


Figure II.1 : Schéma de l'essai de compression plane d'un monocrystal partiellement encastré;  
 (a) Schéma du dispositif de compression plane,  
 (b) possibilités de cisaillement en compression plane.

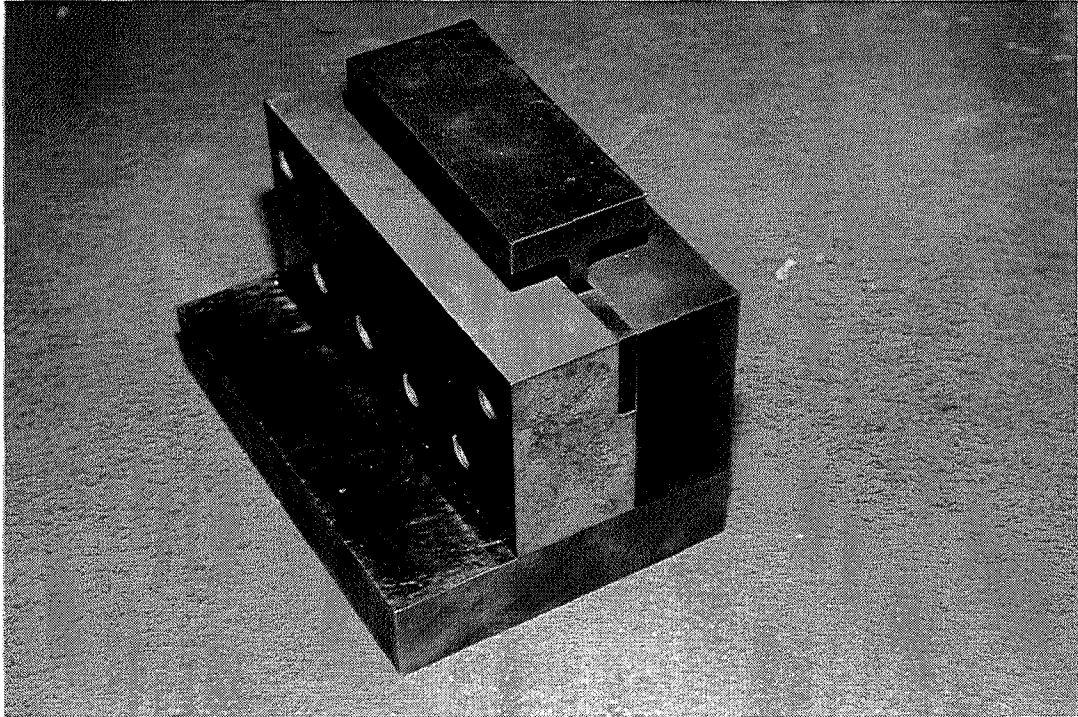


Figure II.2 : Dispositif de compression plane à l'ambiante.



$$\varepsilon = \varepsilon_{22} = -\varepsilon_{33} = \text{Ln} \left( \frac{e_0}{e} \right) = \text{Ln} \left( \frac{l}{l_0} \right)$$

$e_0$  et  $l_0$  étant respectivement l'épaisseur et la longueur initiale de l'échantillon,  $e$  et  $l$  son épaisseur et sa longueur en cours de déformation.

Après chaque réduction de 10 % environ l'essai est interrompu, les dimensions de l'échantillon sont mesurées avec précision ( $\varepsilon_{11}$  est toujours  $< 0,02$ ), et le téflon est renouvelé afin d'assurer en permanence une bonne lubrification. Cette interruption peut permettre, en outre, l'observation des lignes de glissement ou la détermination des rotations cristallines. Dans certains cas, l'apparition de forts cisaillements  $\varepsilon_{12}$  et  $\varepsilon_{23}$  introduit un état de contrainte inhomogène. Pour rendre la déformation plus homogène, nous effectuons si nécessaire, un polissage mécanique pour ramener l'échantillon à une forme parallépipédique (en éliminant les bords cisailés). Dans certains cas, afin de rendre compte de l'hétérogénéité de déformation (cas de l'orientation cube), une grille est tracée avant déformation parallèlement aux axes X1, X2 et X3 sur l'une des faces de compression et transverse. Cette grille est tracée à l'aide d'un micro-duromètre muni d'un diamant à rayures. L'espacement est de 1 mm. L'évolution des cisaillements  $\varepsilon_{12}$  et  $\varepsilon_{23}$  au cours de la déformation nous a ainsi permis de caractériser l'hétérogénéité de déformation.

Les courbes contrainte  $\sigma_{33}$ -déformation  $\varepsilon_{22}$ , sont obtenues à partir des données enregistrées force - déplacement de l'échantillon par les relations :

$$\sigma_{33} = F / S \quad ; \quad \varepsilon_{22} = \text{Ln} \left( \frac{e_0}{e} \right)$$

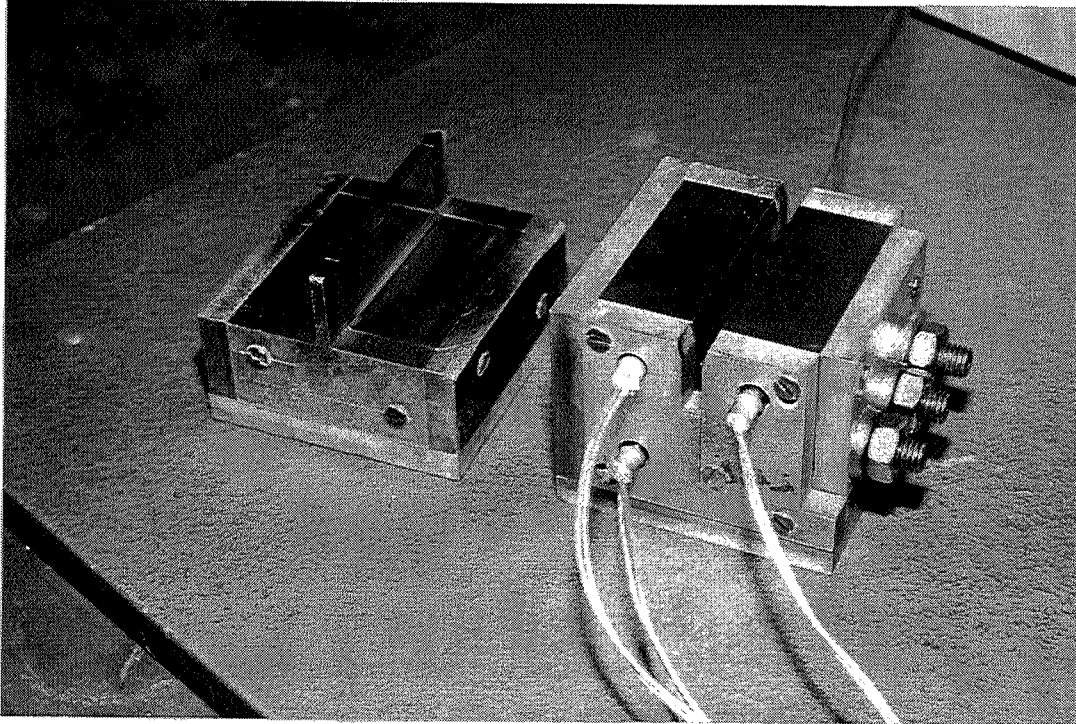
où  $S$  est la surface de la face de compression en cours d'essai.

## II.3 - ESSAI DE COMPRESSION A CHAUD

### II.3.1 - Dispositif de compression plane à chaud

La plupart des essais en compression plane sont réalisés à la température ambiante. Ils constituent une bonne simulation du laminage à cette température. Ces essais ont permis de mieux comprendre les mécanismes de formation des textures de laminage à froid dans les métaux cfc et cc (voir par exemple Driver et *al.*, 1983, Orleans-Joliet, 1989 et Hammelrath et *al.*, 1991). En ce qui concerne le laminage à chaud, le peu de résultats disponibles semble

(a)



(b)

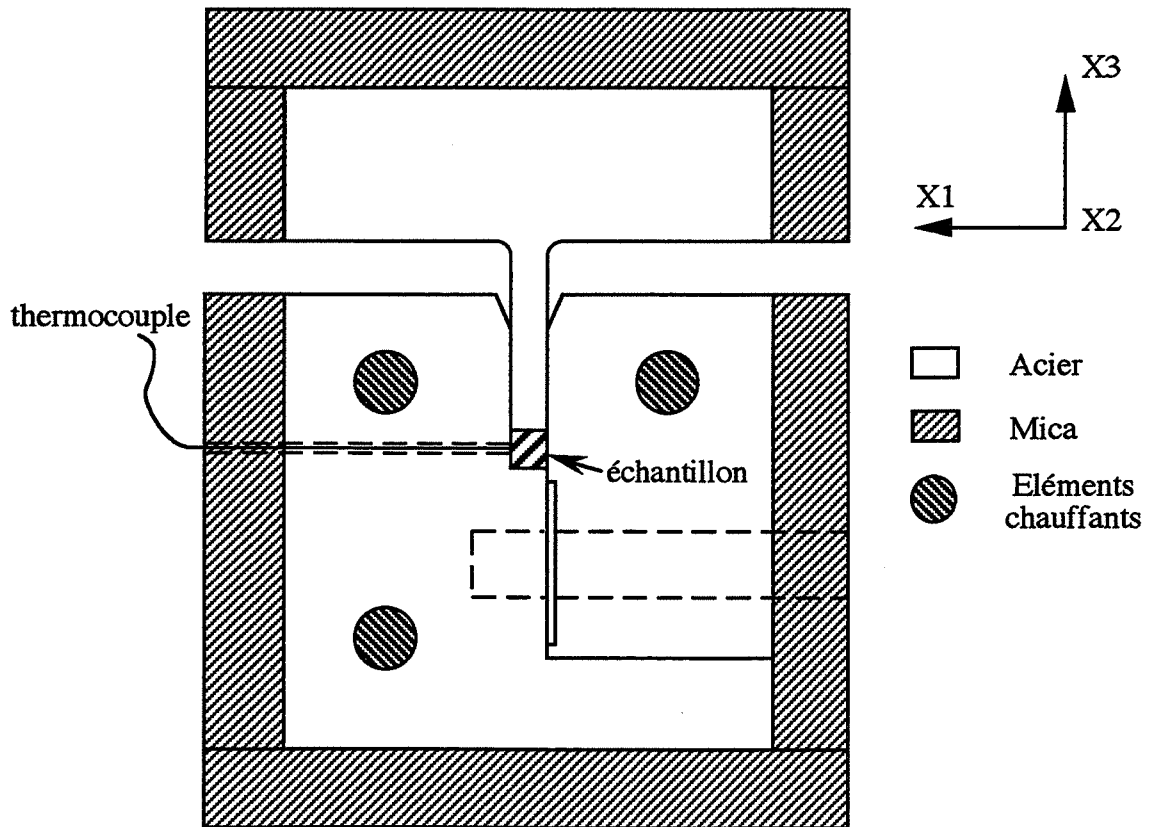


Figure II.3 : Dispositif de compression plane à chaud,  
(a) matrice de compression,  
(b) schéma du dispositif de compression.

indiquer une évolution de la texture initiale des métaux et alliages cfc vers une texture de type Laiton ( voir par exemple Hirsch, 1990 ). Les mécanismes de déformation et la formation des textures de laminage à chaud sont mal connus. En effet, lors du laminage à haute température il est difficile d'avoir une température uniforme et constante durant les passes successives. De même, il est difficile d'avoir une bonne reproductibilité des résultats à cause des forces de frottement imposées par les cylindres du laminoir. En revanche, le dispositif de compression plane à chaud que nous avons mis au point et dont nous allons donner la description ci-dessous, permet de simuler le laminage à chaud dans des conditions de déformation et de température bien contrôlées.

Le dispositif de compression plane à chaud consiste en une adaptation du dispositif utilisé à l'ambiante. Comme on peut le constater sur la figure II.3, ce dispositif permet aussi d'imposer une déformation homogène suivant l'axe de compression, en empêchant l'allongement suivant la direction transverse. Le chauffage de l'ensemble ( échantillon-matrice-poinçon ), se fait par l'intermédiaire de résistances à base de carbone d'une puissance de 220 Watts chacune. Ces résistances, sous forme de doigts chauffants, sont placées à l'intérieur du métal formant la matrice de manière à assurer une répartition homogène de la chaleur. La température de l'échantillon est connue à toute instant grâce au thermocouple placé dans la matrice au voisinage de l'échantillon. Les résistances chauffantes et le thermocouple sont reliés à un régulateur programmeur géré par microprocesseur. La température maximale admissible avec ce modèle est de l'ordre de 500 °C.

En égard aux efforts mis en jeu en cours de la déformation, le matériau composant la matrice et le poinçon doit être résistant à haute température. De plus, ce matériau, doit être un bon conducteur de la chaleur car le chauffage de l'échantillon est assuré par un transfert de chaleur de la matrice vers l'échantillon par le biais des surfaces en contact. Pour la réalisation de notre appareil de compression nous avons utilisé un acier inoxydable pouvant supporter des contraintes élevées à chaud ( EZ6 NCT 25, mise en solution 1 heure à 980°C, trempé à l'huile et vieilli 16 heures à 725°C suivi d'une trempe à l'air; dureté 300 HB ). Afin d'éviter de fortes pertes de chaleur du dispositif au contact de l'air, nous l'avons isolé à l'aide de feuilles de mica imprégnées de résine. Ces feuilles ont une épaisseur de l'ordre de 10 mm et sont caractérisées par une haute résistance à la compression à chaud. Nous utilisons la même machine que celle utilisée pour les essais à l'ambiante.



TEMPERATURE (deg)

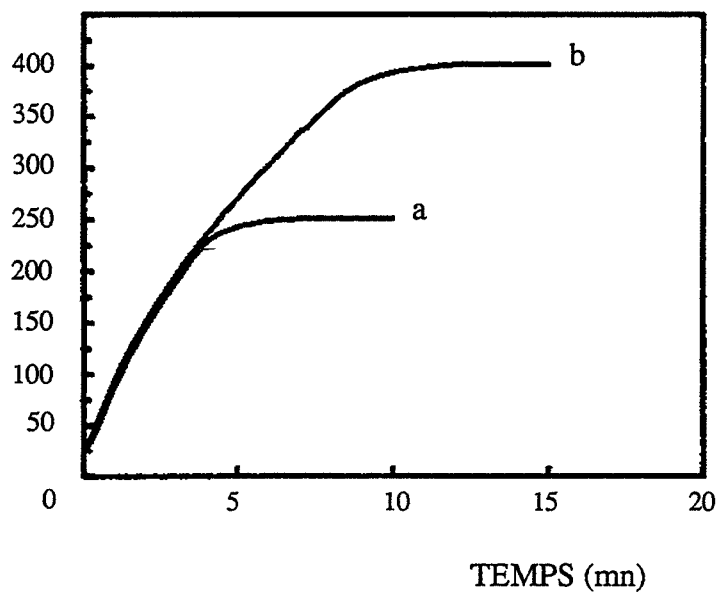


Figure II.4 : Courbes de montée en température de cristaux déformés à chaud : (a) 250 °C, (b) 400 °C.

CONTRAINTE (MPa)

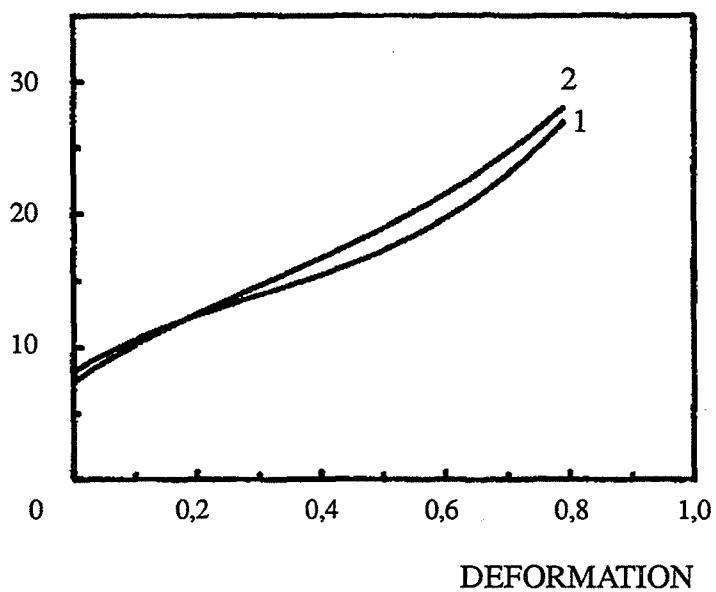


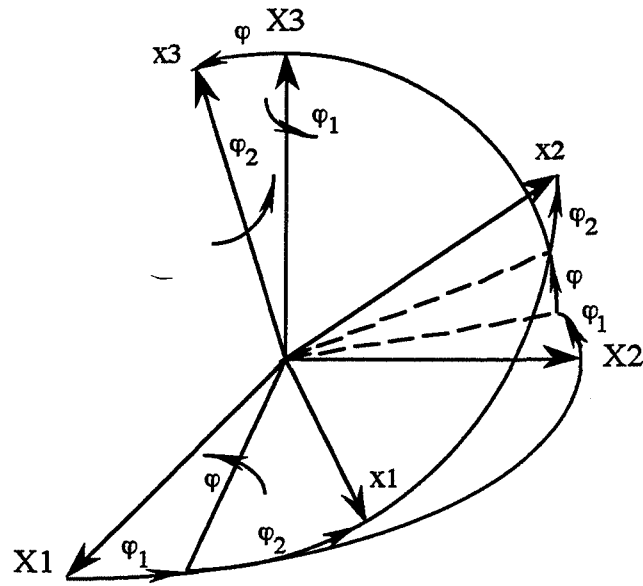
Figure II.5 : Influence de la taille des échantillons monocristallins d'orientation initiale cube sur les courbes  $\sigma(\epsilon)$  ;  
(1) dimensions initiales : 5 x 5 x 5 mm,  
(2) dimensions initiales : 5 x 5 x 7 mm.

### II.3.2 - Conditions expérimentales

La montée en température de l'échantillon se fait en même temps que celle de la matrice de compression. La vitesse de montée est d'environ 50 degrés/minute. Sur la figure II.4, nous présentons les courbes de montée en température enregistrées pour les températures de consigne 250 °C et 400 °C. Elles ont été obtenues en plaçant un thermocouple au coeur de l'échantillon. Ces deux températures correspondent à nos températures d'essais. Leur choix a été fait de telle manière que nous ayons une bonne représentativité des températures utilisées à l'échelle industrielle.

Une fois le palier de température de consigne atteint, les échantillons sont déformés en une seule fois à la vitesse nominale de  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$  jusqu'à la déformation voulue et trempés à l'eau le plus rapidement possible ( environ 30 secondes ). Les courbes contrainte-déformation sont obtenues de la même manière que dans l'essai à température ambiante. A ce propos, notons que le programme de pilotage livré avec la machine n'était pas fiable. Dans ces conditions, il a été nécessaire de procéder à certains changements en vue de le rendre fiable et de l'adapter à nos essais en tenant compte de l'effet de la température ( dilatation de l'échantillon ). La principale modification consiste en une régulation de la position de la traverse au cours de la montée en température, de manière à éviter l'écrasement de l'échantillon quand il se dilate. Lorsque la force dépasse un certain seuil imposé, la traverse est remontée jusqu'à ce que la force redevienne nulle.

Afin de réduire les frottements échantillon-matrice-poinçon, nous avons utilisé un lubrifiant à base de graphite sous pression ( "Graphite Spray" ). Le lubrifiant est déposé par vaporisation sous forme d'une mince couche sur toutes les surfaces en contact. Sachant que le frottement peut jouer un rôle important, nous avons cherché à évaluer son influence en faisant varier la surface de compression. Pour cela, nous avons testé en compression plane à 400 °C deux échantillons de même orientation et de longueurs différentes. La figure II.5, montre que les deux courbes de compression ainsi obtenues sont proches l'une de l'autre. Ceci traduit le fait que la surface de l'échantillon déformé et donc le frottement est un paramètre mineur en deça de taux de déformations de l'ordre de 0,8. Par la suite et afin de réduire le frottement au delà de 0,8 , les échantillons auront une longueur initiale la plus petite possible, soit 5 à 6 mm.



(a) angles d'Euler (  $\varphi_1$  ,  $\varphi$  ,  $\varphi_2$  ), d'après Bunge (1969)

$$P = \begin{pmatrix} \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 & -\cos\varphi_1 \sin\varphi_2 & \sin\varphi_1 \sin\varphi \\ -\sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\varphi & -\sin\varphi_1 \cos\varphi_2 \cos\varphi & \sin\varphi_1 \cos\varphi \\ \sin\varphi_1 \cos\varphi_2 & -\sin\varphi_1 \sin\varphi_2 & -\cos\varphi_1 \sin\varphi \\ +\cos\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\varphi & +\cos\varphi_1 \cos\varphi_2 \cos\varphi & \cos\varphi_1 \cos\varphi \\ \sin\varphi_2 \sin\varphi & \cos\varphi_2 \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix}$$

(b) indices de Miller (hkl) [uvw]

$$P = \begin{pmatrix} u & v & w \\ kw - lv & lu - hw & hv - ku \\ h & k & l \end{pmatrix}$$

Figure II.6 : Représentation d'une orientation cristalline ;  
 ( O, X1, X2, X3 ), repère macroscopique,  
 ( O,x1, x2, x3 ), repère lié aux axes du cristal.

## II.4 - TECHNIQUES D'ANALYSES ET D'OBSERVATION

### II.4.1 - Détermination des orientations cristallines

Tout au long de notre étude, chaque orientation sera caractérisée par les angles d'Euler (  $\varphi_1, \phi, \varphi_2$  ), (fig.II.6), et par la notation  $(hkl) [uvw]$  où  $h, k, l$  sont les cosinus directeurs de la normale au plan de compression X3, et  $u, v, w$  ceux de la direction d'allongement X2 dans le repère du cube. Selon les cas, nous avons utilisé 3 techniques pour déterminer les orientations cristallines : les rayons X, l'ECP et l'EBSD.

#### a) Rayons X

Avant déformation, l'orientation initiale de chaque échantillon monocristallin est déterminée par la méthode de Laue en retour ( la précision est de l'ordre du degré ). Pour des déformations supérieures à 10 %, les orientations cristallines sont déduites des figures des pôles  $\{220\}$  ou  $\{111\}$  dont la précision est de  $\pm 1^\circ$  à  $\pm 5^\circ$  selon la largeur des pics de diffraction. Les figures des pôles sont mesurées sur un diffractomètre à rayons X, le DOSOPHATEX. La mesure de l'orientation est effectuée en plusieurs points de l'échantillon ( sur les faces de compression et transverse ), afin de s'assurer de l'homogénéité ( ou de l'hétérogénéité ) de déformation. Dans certains cas, les figures des pôles sont aussi utilisées pour déterminer globalement les orientations d'échantillons restaurés ou recristallisés.

#### b) Electron Channeling Pattern ( ECP )

Cette technique repose sur le phénomène de canalisation des électrons dans un réseau cristallin. Il a été observé pour la première fois par COATES ( 1967 ), et expliqué théoriquement par Hirsch et Humphreys ( 1970 ), en utilisant la théorie dynamique de l'image en microscopie électronique. La canalisation des électrons peut être expliquée qualitativement à l'aide de la figure II.7 (a). Suivant la valeur de l'angle d'incidence, si le faisceau électronique rencontre une grande densité d'atomes, nous aurons une grande probabilité de rétrodiffusion des électrons. Dans le cas contraire, le faisceau d'électrons peut pénétrer relativement loin dans le cristal via le "vide" interatomique. Il en résulte une diminution des électrons rétrodiffusés et une augmentation du courant échantillon. Le comportement du faisceau d'électrons à l'intérieur du cristal peut être décrit mathématiquement comme une superposition d'ondes de BLOCH( fig II 7 (b) ). L'amplitude maximale de l'onde de type I se situe à mi-distance de deux rangées réticulaires. Le maximum de l'onde du type II correspond aux rangées

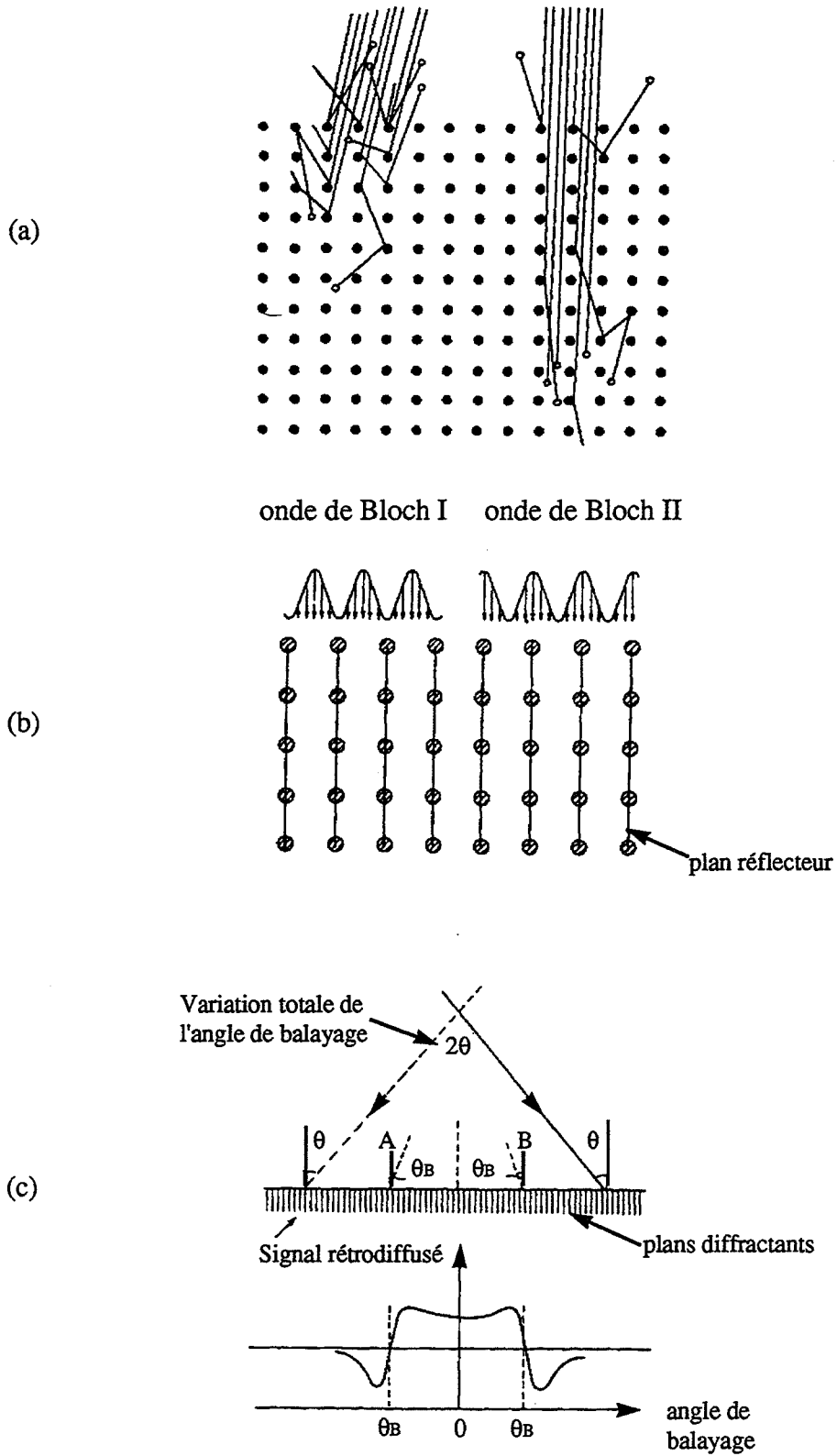


Figure II.7 : D'après Joy, Newbury et Davidson (1982) ;  
 (a) schéma de diffusion et de canalisation des électrons,  
 (b) représentation du flux électronique par des ondes de BLOCH,  
 (c) variation de l'intensité rétrodiffusé en fonction de l'angle d'incidence.

réticulaires elle-mêmes. De plus, l'amplitude de ces ondes peut être reliée à l'intensité du courant électronique de l'échantillon ( Hirsch et Humphreys, 1970 ).

L'effet E.C.P. se caractérise par une variation brusque de l'intensité du courant rétrodiffusé, au passage de certaines orientations du faisceau électronique par rapport au réseau cristallin. Ces orientations critiques satisfont la loi de Bragg donnée par :

$$n \lambda = 2 d \sin \theta_B$$

où  $n$  est l'ordre de la diffraction,  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau,  $d$  est la distance interatomique des plans réflecteurs et  $\theta_B$  est l'angle de Bragg. La variation brusque de l'intensité du courant ( contraste ), au voisinage de ces angles se traduit, moyennant une analyse différentielle de l'intensité, par des pics et des creux d'intensités ( fig II.7 (c) ). Pratiquement ce phénomène peut se produire pour plusieurs familles de plans. Ceci donne lieu à la formation de bandes caractéristiques de l'orientation du réseau par rapport à un repère extérieure.

Le phénomène de canalisation des électrons peut être utilisé en microscopie électronique à balayage de deux façons différentes :

- La première consiste à obtenir une image en contraste d'orientation. Ceci se produit pour des polycristaux à petits grains quand l'angle de balayage du faisceau est supérieur à  $2 \theta_B$  (  $\approx 2^\circ$  à 30 kv ). Dans ce cas, les grains de l'échantillon "voient" le faisceau avec approximativement la même incidence. L'intensité du signal rétrodiffusé varie lorsqu'il y a variation du réseau cristallin .

- La seconde est d'obtenir les bandes caractéristiques de l'orientation du réseau. Ceci peut se produire sous deux conditions. La première est une superposition des images du grain et de la figure ECP. C'est ce qu'on appelle communément l'ECP standard se trouvant dans la plupart des MEB. Le faisceau électronique incident effectue un balayage spatial et angulaire pouvant aller jusqu'à  $\pm 8^\circ$  ( tension 30 kv ). Cette façon d'obtenir les figures ECP est limitée. En effet, elle est valable dans le cas de monocristaux à gros grains, de taille moyenne supérieure à 100  $\mu\text{m}$ . Il existe une deuxième manière, beaucoup plus intéressante, qui permet de sélectionner de petites surfaces à analyser ( SACP ), par l'intermédiaire d'un module complémentaire du MEB. Par cette technique, le faisceau incident effectue un balayage angulaire de l'aire sélectionnée. La taille minimale de la surface à analyser peut atteindre 5  $\mu\text{m}$  environ.

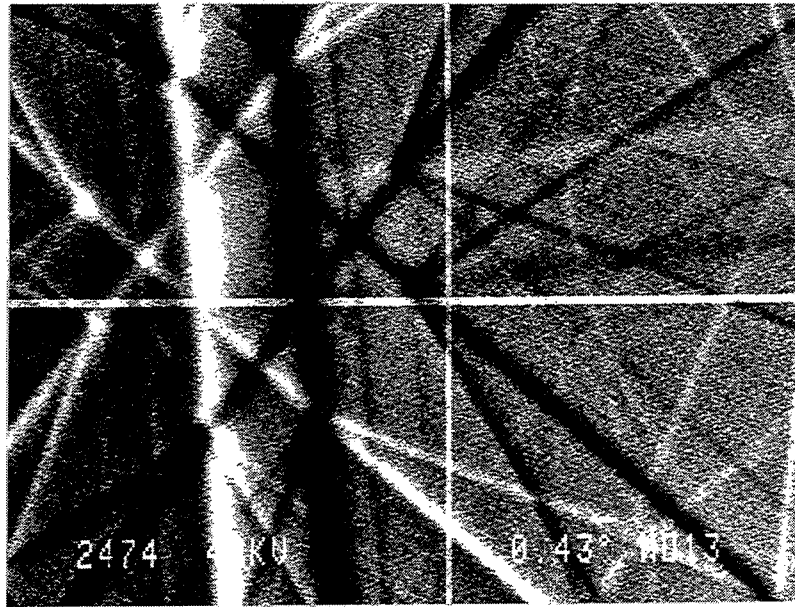


Figure II.8 : Image ECP ; orientation d'un grain proche de cube.

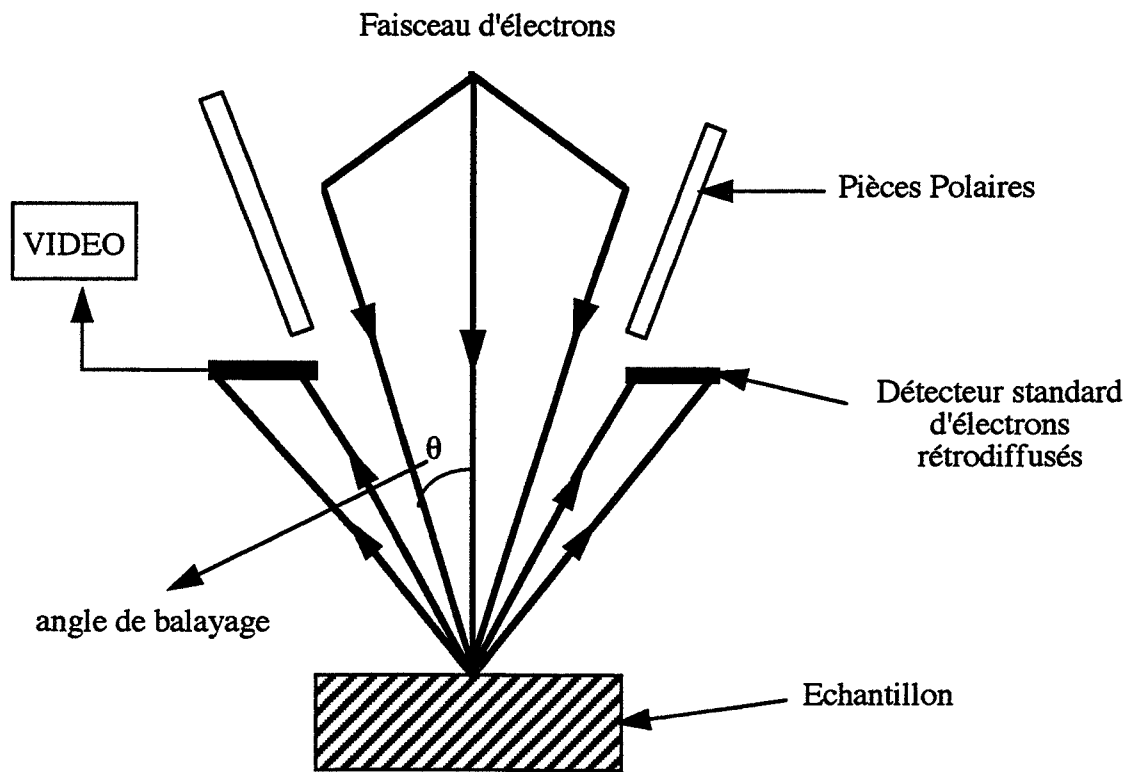


Figure II.9 : Principe de fonctionnement en ECP ( SACP ).

La technique ECP nous a permis d'analyser les orientations grain par grain ( fig II.8 ), des échantillons recristallisés, étant donné que la taille des grains recristallisés est normalement supérieure à 5  $\mu\text{m}$ . Nous avons utilisé deux types de MEB, le Jeol JSM-840 et le Jeol JSM-6400. Le module utilisé pour travailler en aire sélectionnée est le SACP 40. Il permet de réduire la surface à analyser de 100  $\mu\text{m}$  ( ECP standard ) à 5  $\mu\text{m}$ . Le principe de fonctionnement en ECP est donné sur la figure II.9. Le faisceau électronique incident effectue un balayage angulaire de part et d'autre de la normale à l'échantillon. Les tensions accélératrices utilisées sont 20 kv, 30 kv ou 40 kv. La tension d'accélération des électrons est choisie en fonction de la qualité de l'image voulue et de l'état de surface de l'échantillon. A ce propos, notons que l'état de surface à analyser constitue un point capital. En effet, la surface des échantillons à analyser doit être parfaitement plane, sans écrouissage superficiel et dépourvue de couche d'oxyde. La préparation des échantillons se fait de la même manière que celle indiquée à la paragraphe II.1, sauf que entre le polissage mécanique et électrolytique, nous procédons à un polissage à la pâte diamanté 6  $\mu\text{m}$ , 3 $\mu\text{m}$  et 1 $\mu\text{m}$ .

Le dépouillement des diagrammes ECP, se fait de façon semi automatique par un logiciel pour ordinateur ( Schmidt et Oleson, 1989 ), relié au moniteur image SACP. A partir de deux à trois bandes du diagramme expérimental, le logiciel simule ce diagramme. La solution est bonne quand les images simulée et expérimentale sont identiques. Le résultat est stocké sous forme de matrice de rotation entre le repère outil et le repère du cristal. Notons que avant de procéder à l'analyse de nos échantillons, nous avons étalonné le système ECP en utilisant des monocristaux et un tricristal d'orientations connues. Le résultat de cette étude est présenté en Annexe 1.

### **c) Electron Back Scattered Diffraction ( EBSD )**

La technique de l'EBSD, développé initialement par Venables et Harland ( 1973 ), repose sur le principe physique de la diffraction des électrons, diffusés inélastiquement, par le réseau cristallin. Un schéma de principe de l'EBSD est présenté sur la figure II.10. Contrairement à la technique ECP où l'angle d'incidence du faisceau est relativement faible, l'EBSD se caractérise par un grand angle d'incidence (  $70^\circ$  ) par rapport à la normale à l'échantillon. Les électrons rétrodiffusés sont collectés par l'intermédiaire d'un écran au phosphore dont la normale fait un angle de  $90^\circ$  avec le faisceau électronique incident. Les figures EBSD ainsi formées sont transmises à un moniteur télévision par une caméra ultrasensible placée derrière l'écran au phosphore. Une figure EBSD consiste en un réseau de bandes représentant chacun une famille de plans donnée. Le dispositif EBSD est monté dans



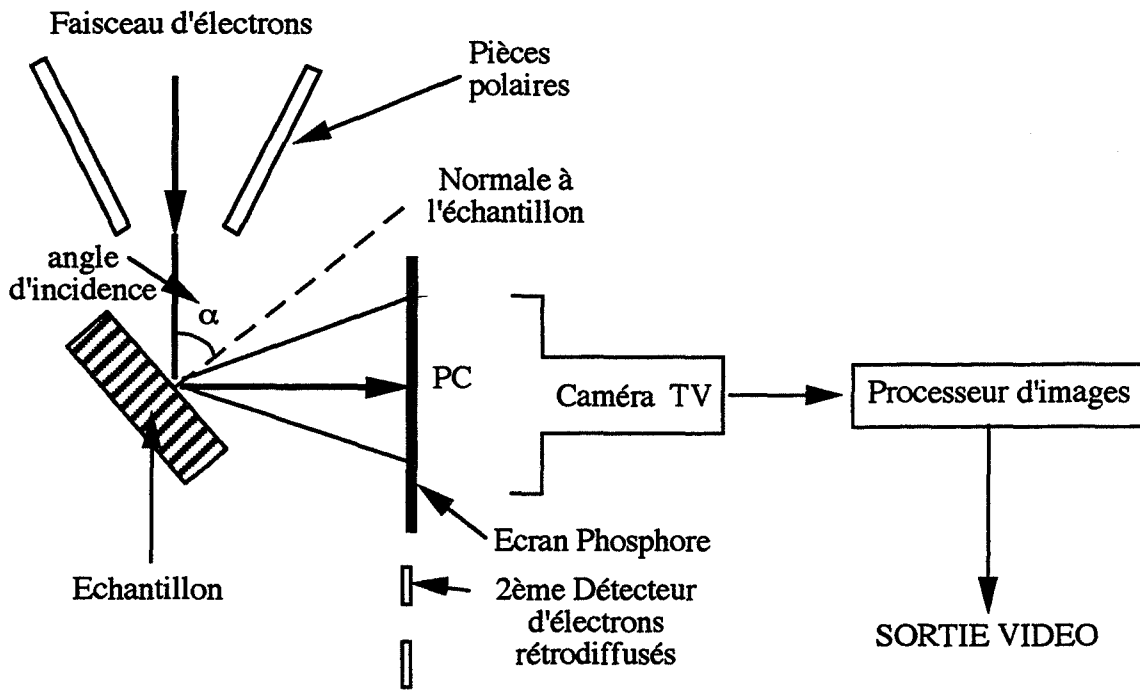


Figure II.10 : principe de fonctionnement en EBSP.

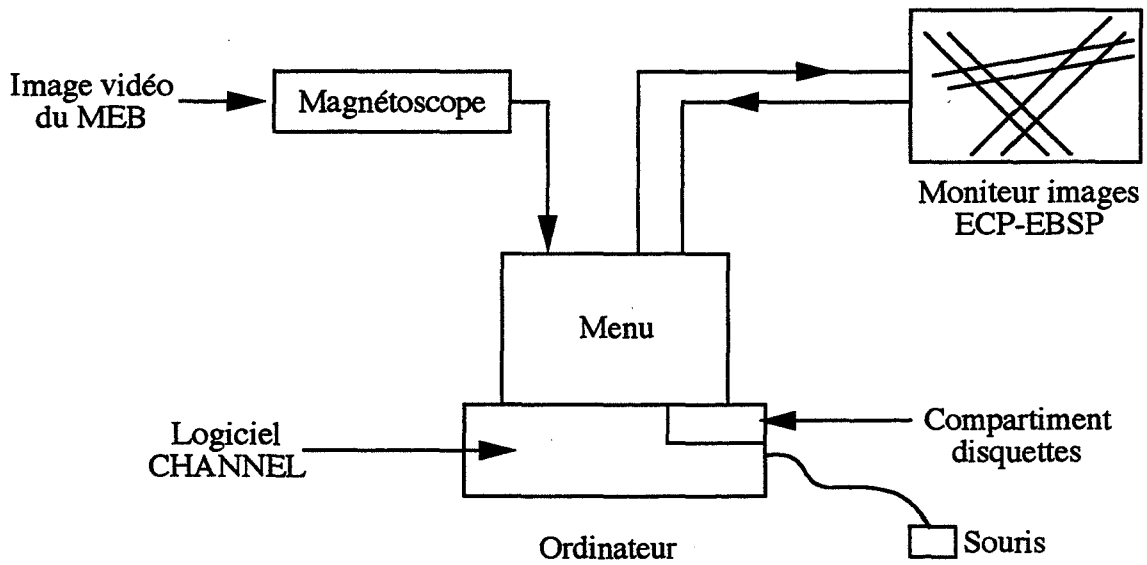


Figure II.11 : Principe d'aquisition et de dépouillement des données ( ECP-EBSP ).

un MEB ( Jeol JSM 6400 ), équipé d'un système de mise en mémoire de l'image (Framestore). La tension accélératrice de travail est 20 kv. La qualité des diagrammes EBSD dépend essentiellement des réglages électroniques et de l'état de surface de l'échantillon. Pour cette dernière, la préparation a été faite avec le même soin que pour les échantillons analysés en ECP. La technique EBSD, permet de déterminer l'orientation d'une zone de taille de 1 à 2  $\mu\text{m}$ , d'où son utilité pour étudier des échantillons restaurés ou les premiers stades de la recristallisation.

Le dépouillement des diagrammes EBSD, se fait également semi-automatiquement par le même logiciel que pour l'ECP en tenant compte de la nouvelle géométrie de l'échantillon et du détecteur. Sur la figure II.11, nous présentons schématiquement le principe d'acquisition et de dépouillement des diagrammes ECP et EBSD. Du fait que les bandes sont très rapprochées, la simulation des diagrammes EBSD se fait à partir de lignes parallèles aux bandes expérimentales et situées à l'intérieur de celles-ci. Les résultats sont stockés dans des fichiers sous forme de matrices de rotation.

## II.4.2 - Observations par microscopie optique

### a) Lignes de glissement

Les lignes de glissement sont analysées par microscopie optique en contraste interférentiel à partir des traces observées sur les faces transverse et de compression des monocristaux déformés. Pour révéler clairement les traces des plans de glissement correspondant à un taux de déformation donné, l'échantillon est repoli électrolytiquement puis recomprimé légèrement ( $\approx 5\%$ ). Les traces des plans de glissement observées sont comparées aux traces théoriques des 4 plans  $\{111\}$  par une simple évaluation des angles  $\theta$  et  $\chi$  mesurés et calculés ( fig II.12 ). Dans le calcul, nous prenons en compte le changement de l'orientation cristalline en cours de déformation. Notons que l'observation d'un plan  $\Pi$  ne permet pas de définir les directions de glissement **b**.

### b) Microstructure

La méthode de préparation utilisée pour observer les échantillons déformés est l'oxydation anodique. Le but de l'oxydation anodique est de faire croître une couche d'oxyde en relation d'épitaxie avec la structure cristalline sous-jacente. L'alumine étant bi-réfringente,

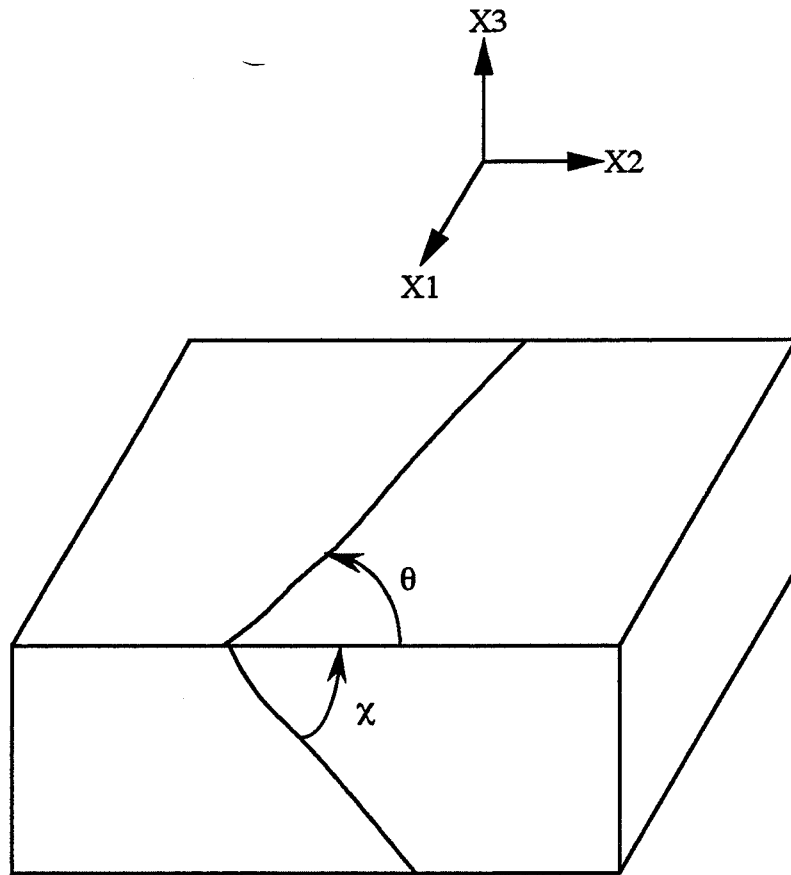


Figure II.12 : Représentation schématique des traces d'un plan de glissement sur deux faces d'indices connus X3 et X1.

l'observation en lumière polarisée de la surface ainsi préparée conduit à une coloration des grains qui varie en fonction de leur orientation cristallographique. La composition de la solution est 1,18 % de  $\text{HBF}_4$  dans de l'eau. La cathode est en aluminium raffiné, l'anode est l'échantillon à attaquer. On préregle la tension à vide à 30 Volts et on immerge l'échantillon dans la solution agitée. La solution est refroidie par une circulation d'eau et la durée de l'attaque est de 2 minutes ou plus. En plus des observations microstructurales, la technique de l'oxydation anodique nous a permis de faire une étude préliminaire sur des polycristaux et des monocristaux d'aluminium déformés à  $\epsilon = 1$  et recuits à différentes températures pendant différents temps. Nous avons ainsi pu déterminer l'ordre de grandeur du temps de recuit à  $250^\circ\text{C}$  et à  $400^\circ\text{C}$ , pouvant donner des états partiellement recristallisés.

## II.5 - TRAITEMENTS THERMIQUES

Les recuits que nous avons effectués après compression plane sont tous des recuits isothermes à  $120^\circ\text{C}$ ,  $250^\circ\text{C}$  et  $400^\circ\text{C}$ . Le recuit des échantillons est immédiatement suivi d'une trempe à l'eau. Pour les temps de recuit court et intermédiaire ( 1 seconde à 3 heures ), nous avons utilisés des fours à bain de sel . La température du bain ne varie pas de plus de  $1^\circ\text{C}$ . Pour des temps de recuit longs, nous avons utilisés des fours à résistances ( ADAMEL ). La variation de la température n'excède pas  $2^\circ\text{C}$ . La température des fours est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé au même niveau que l'échantillon.



# **CHAPITRE III**

## **COMPRESSION PLANE DE MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM**



### III.1 - NOTATIONS ET FRONTIERE D'ECOULEMENT

Décrire le comportement d'un solide cristallin se déformant par glissements cristallographiques, consiste à déterminer à chaque instant la vitesse de glissement  $\dot{\gamma}^g$  de chaque système  $g$  possible. En effet, le glissement cristallographique peut être caractérisé par une vitesse de cisaillement ayant toujours lieu dans le sens de la cission résolue  $\tau_g$  appliquée. De ce fait, chaque système de glissement peut être actif dans les deux sens. Par commodité, on décomposera artificiellement chaque système de glissement ( fig III.1 ) en deux systèmes de direction opposée dans le même plan de glissement de façon à travailler sur des quantités positives.

La contrainte  $\sigma$ , appliquée au cristal, est définie par un tenseur symétrique (  $3 \times 3$  ), mais comme nous supposons que la pression hydrostatique  $\sigma_p = 1/3 (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$ , n'a pas d'influence sur la déformation plastique, nous utilisons le tenseur déviateur des contraintes  $\mathbf{S}$  ( $[\mathbf{S}] = [\sigma] - \sigma_p [\text{Id}]$ ), pour lequel, seulement 5 composantes sont indépendantes. De même, le tenseur symétrique (  $3 \times 3$  ) des vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}$  représentant l'état courant du matériau est réduit à 5 composantes indépendantes dans le cas d'un cristal incompressible ( Volume constant ),  $\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22} + \dot{\epsilon}_{33} = 0$ .

En 1986, Lequeu a proposé une représentation vectorielle d'un tenseur symétrique  $\chi$  de trace nulle. Elle consiste à associer à  $\chi$ , un vecteur  $\mathbf{X} = (x_1, x_2, x_3, x_4, x_5)$  de  $\mathbb{R}^5$  tel que :

$$\mathbf{X} = \left( \frac{\chi_{22} - \chi_{11}}{\sqrt{2}}; \sqrt{\frac{3}{2}} \chi_{33}; \sqrt{2} \chi_{23}; \sqrt{2} \chi_{13}; \sqrt{2} \chi_{12} \right) \quad (\text{III.1})$$

Par cette notation, nous associons au tenseur déviateur des contraintes  $\mathbf{S}$  et au tenseur vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$ , deux vecteurs de l'espace à 5 dimensions notés  $\mathbf{s}$  et  $\dot{\epsilon}$ . De même, on peut associer un vecteur  $\mathbf{m}^g$  au tenseur  $\mathbf{M}^g$  des facteurs généralisés de Schmid donné par :

$$M_{ij}^g = \frac{1}{2} \left( b_i^g n_j^g + b_j^g n_i^g \right) \quad (\text{III.2})$$

où  $\mathbf{n}^g$  et  $\mathbf{b}^g$  sont les vecteurs unitaires normal au plan de glissement et parallèle à la direction de glissement du système  $g$  respectivement. Notons que le tenseur  $\mathbf{M}^g$  est de trace nulle car



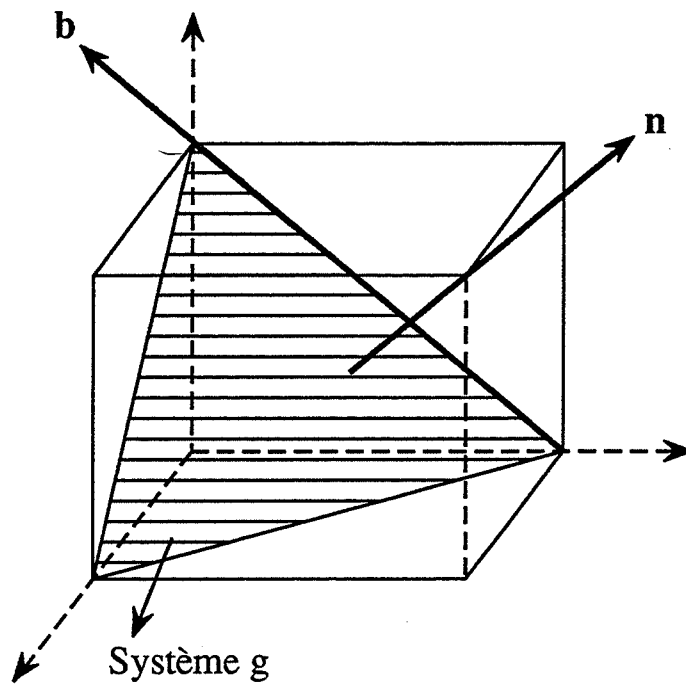


Figure III.1 : Système de glissement  $g$ ,  $n$  est la normale au plan de glissement,  $b$  est la direction de glissement.

l'orthogonalité des vecteurs  $\mathbf{n}^g$  et  $\mathbf{b}^g$  est conservée en cours de déformation ( partie élastique négligée ). L'avantage de cette notation, réside dans le fait que le produit de deux tenseurs (  $3 \times 3$  ) devient un produit scalaire des deux vecteurs associés dans un repère orthonormé de  $\mathbb{R}^5$ .

Dans l'hypothèse d'une déformation rigide-plastique, la déformation plastique se produit dans un cristal quand la cission résolue sur au moins un des systèmes de glissement  $g$ , donnée par :

$$\tau^g = M_{ij}^g \sigma_{ij} = \mathbf{m}^g \mathbf{s} \quad (\text{III.3})$$

atteint une valeur critique  $\tau_c^g$  qu'elle ne peut dépasser ( Schmid et Boas, 1935 ). Ceci se traduit par des inégalités du type :

$$\mathbf{m}^g \mathbf{s} \leq \tau_c^g \quad (\text{III.4})$$

Ces inégalités définissent un volume dans l'espace associé aux composantes indépendantes de  $\mathbf{s}$ . La surface extérieure de ce volume est la frontière d'écoulement du cristal appelée aussi polyèdre critique. Notons que, dès qu'une égalité du type ( III.4 ) est satisfaite pour un système de glissement donné, celui-ci sera dit critique, et il peut y avoir glissement sur ce système entraînant un écoulement plastique du cristal.

Dans le cas où l'on suppose que la déformation plastique du matériau est sensible à la vitesse de déformation, nous utiliserons la loi d'évolution pseudoplastique introduite par Pierce, Asaro et Needleman ( 1983 ), ( équation I.5 ). Dans ces conditions, il n'y a plus de notion de surface d'écoulement, il y a glissement sur un système et donc écoulement plastique du cristal dès que la cission appliquée est non nulle.



### III.2 - METHODES DE CALCULS

Dans cette partie, nous allons exposer les méthodes de calculs utilisées au cours de notre étude pour simuler le comportement des cristaux cfc, en compression plane partiellement imposées à différentes températures. Dans l'hypothèse rigide plastique, nous utiliserons une généralisation de la théorie de Taylor-Bishop-Hill, aux conditions mixtes, proposée par Renouard et Wintenberger ( 1976 ). Afin de tenir compte de l'effet de la température, nous avons également mis au point un programme de calcul des rotations cristallines basé sur la loi d'écoulement pseudo-plastique ( I.5 ).

Pour chaque déformation donnée, nous cherchons à déterminer l'état des contraintes, les amplitudes de glissement des systèmes actifs, les rotations cristallines, ainsi que les cisaillements finis.

#### III.2.1 - Cas de la compression plane. Conditions mixtes.

Le dispositif utilisé pour l'essai de compression plane ( Fig II.1 ), empêche les déplacements dans la direction transverse X1, et ne permet qu'un déplacement homogène dans la direction de compression X3. Ceci a pour effet d'annuler les composantes  $\dot{D}_{11}$ ,  $\dot{D}_{12}$ ,  $\dot{D}_{13}$ ,  $\dot{D}_{31}$  et  $\dot{D}_{32}$  du tenseur gradient des vitesses de déplacement macroscopique notée  $\dot{\mathbf{D}}$ . Dans ces conditions, les tenseurs des gradients des vitesses de déplacements  $\dot{\mathbf{D}}$  et des vitesses de déformations macroscopiques  $\dot{\mathbf{E}}$  sont données dans le repère outil par :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \dot{D}_{21} & -\dot{D}_{33} & \dot{D}_{23} \\ 0 & 0 & \dot{D}_{33} \end{pmatrix} \quad \text{(III.5)}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & \dot{\epsilon}_{12} & 0 \\ \dot{\epsilon}_{12} & \dot{\epsilon} & \dot{\epsilon}_{23} \\ 0 & \dot{\epsilon}_{23} & -\dot{\epsilon} \end{pmatrix} \quad \text{(III.6)}$$

$$\text{avec } \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} (\dot{D}_{ij} + \dot{D}_{ji}).$$



Les conditions aux limites macroscopiques appliquées au cristal, sont schématisées par trois composantes de  $\dot{\epsilon}$  connues ( $\dot{\epsilon}_{11} = 0$ ,  $\dot{\epsilon}_{22} = \dot{\epsilon}$ ,  $\dot{\epsilon}_{13} = 0$ ). Les deux composantes  $\dot{\epsilon}_{12}$  et  $\dot{\epsilon}_{23}$  résultent des déplacements libres de la face X1X3. La dernière composante  $\dot{\epsilon}_{33}$  est fixée par le déplacement de la traverse et la conservation du volume du cristal.

La face X1X3 de l'échantillon étant libre, les trois composantes de l'état de contrainte  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{22}$  et  $\sigma_{23}$  associées à cette face sont nulles. De ce fait, le tenseur déviateur des contraintes associé au tenseur  $\dot{\epsilon}$ , peut être exprimé sous la forme,

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{3} (2 \sigma_{11} - \sigma_{33}) & 0 & \sigma_{13} \\ 0 & -\frac{1}{3} (2 \sigma_{11} + \sigma_{33}) & 0 \\ \sigma_{13} & 0 & \frac{1}{3} (-\sigma_{11} + 2 \sigma_{33}) \end{pmatrix} \quad (\text{III.7})$$

En utilisant la notation vectorielle ( équation III.1 ), les conditions de sollicitation macroscopique peuvent être schématisées par :

$$\dot{\epsilon} \equiv \left( \frac{\dot{\epsilon}}{\sqrt{2}}, -\sqrt{\frac{3}{2}} \dot{\epsilon}, \dot{\epsilon}_3, 0, \dot{\epsilon}_5 \right) \quad (\text{III.8})$$

$$\mathbf{s} \equiv (s_1, s_2, 0, s_4, 0) \quad (\text{III.9})$$

où  $\dot{\epsilon}$  est un scalaire connu représentant la vitesse de déformation du cristal dans sa direction d'allongement. En utilisant une mesure logarithmique, la vitesse de déformation s'écrit :

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{l}}{l}$$

où  $l$  est la longueur courante de l'échantillon dans la direction X2.



Au vue des vecteurs  $\dot{\mathbf{e}}$  et  $\mathbf{S}$  ( équations III.8 et III.9 ), associés respectivement aux tenseurs  $\dot{\mathbf{E}}$  et  $\mathbf{S}$ , nous constatons que nous sommes bien en conditions mixtes de contrainte-déformation. En effet pour chaque indice  $i$ , on impose soit la composante  $\dot{e}_i$ , soit la composante  $s_1$ . Le calcul itératif consiste à déterminer les composantes inconnues  $s_1, s_2, s_4, \dot{e}_3$  et  $\dot{e}_5$  après chaque incrément de déformation.

En ce qui concerne l'état de contrainte  $\sigma_{ij}$  il se distribue sur les systèmes de glissement sous la forme de contraintes de cisaillement données par :

$$\tau^g = m_i^g s_i \quad (\text{III.10})$$

où les  $m_i^g$  sont les composantes du vecteur  $\mathbf{m}^g$  associées au tenseur des facteurs généralisés de Schmid ( équation III.2 ). Ils caractérisent l'orientation du système de glissement  $g$  par rapport à la sollicitation  $\sigma_{ij}$ .

Signalons le paradoxe mis en évidence par Sue et Havner ( 1984 ), concernant la contrainte de cisaillement  $\sigma_{13}$ . Ces auteurs ont donné une valeur nulle à cette composante en raison de la lubrification des surfaces de contact qui empêche toutes forces tangentielles d'être appliquées au cristal. Mais comme l'a montré Fortunier ( 1987 ), la condition  $\sigma_{13} = 0$  pour un cristal homogène permet un cisaillement  $\epsilon_{13}$  non nul, ce qui est incompatible avec les conditions aux limites et les observations expérimentales ( Skalli, 1984 et Orleans-Joliet, 1989 ). Une solution admissible est que  $\sigma_{13}$  soit non nulle dans le volume et tend vers zéro à la surface de l'échantillon ( Fortunier, Driver et Wintenberger, 1985 - 1986 ). Dans la mesure où l'on s'intéresse au comportement en volume du cristal, il semble raisonnable, du moins pour le calcul de l'état des contraintes, de prendre la valeur de  $\sigma_{13}$  calculée en volume. Cependant, quand le cristal se déforme en zones de façon hétérogène, rien n'empêche  $\sigma_{13}$  d'être nulle dans les zones même à coeur de l'échantillon. En effet, les différentes zones dans le volume peuvent cisailer librement ( voir plus loin paragraphe III.3 ). Dans ce cas les conditions aux limites seront les mêmes que celles exprimées par Sue et Havner ( 1984 ).





### III.2.2 - Application du modèle généralisé de Taylor-Bishop-Hill au cas de la compression plane

Les différents états de contraintes possibles peuvent être représentés par les sommets d'un polyèdre critique dans un sous espace  $s_1, s_2, s_4$  (ou  $\sigma_{11}, \sigma_{13}, \sigma_{33}$ ) de l'espace des contraintes. La surface d'écoulement du cristal est obtenue en résolvant 3 par 3 les équations :

$$m_1^g s_1 + m_2^g s_2 + m_4^g s_4 = \tau_c^g \quad (\text{III.11})$$

Pour les cristaux cfc, 24 équations sont nécessaires pour les 12 systèmes de glissement possibles et leurs opposés ( $\{111\}\langle 110\rangle$ ). Chaque solution ( $s_1, s_2, s_4$ ), correspond à un sommet possible du polyèdre critique. Parmi tous les sommets possibles, nous ne conservons que ceux appartenant à l'enveloppe intérieure des plans définis par les équations III.11. Notons qu'une facette du polyèdre correspond généralement à un système de glissement sauf pour certaines orientations dites de haute symétrie où elle peut correspondre à plusieurs systèmes.

Pour déterminer les systèmes de glissement à l'état critique correspondant à une orientation donnée du monocristal, nous utilisons la méthode de Renouard et Wintenberger (1976), qui est une généralisation de la méthode de Taylor-Bishop-Hill. La solution réelle rend maximal le travail des forces extérieures non imposées ou rend minimal le travail interne des glissements sous l'action des cissions non imposées.

Dans notre cas, l'expression du travail des forces extérieures non imposées lors d'un incrément de déformation  $\Delta\varepsilon$  est donnée comme suit :

$$\Delta W = \frac{1}{\sqrt{2}} (s_1 - \sqrt{3} s_2) \Delta\varepsilon \quad (\text{III.12})$$

$$\Delta W = -\sigma_{33} \Delta\varepsilon$$

Maximiser cette expression, équivaut à rechercher dans le sous espace ( $s_1, s_2$ ), de l'espace à 5 dimensions, le sommet de la surface d'écoulement pour lequel  $|s_1 - \sqrt{3} s_2|$ , est maximale (ou  $|\sigma_{33}|$  est maximal, car  $\sigma_{33} < 0$ ). Les systèmes à l'état



critique sont alors obtenus directement à partir des facettes du polyèdre qui constituent ce sommet d'énergie maximale.

Les amplitudes de glissement sur les systèmes actifs, c'est à dire ceux pour lesquels la cission résolue vaut  $\tau_c$ , sont déterminées à partir des relations existantes entre les vitesses de déformation imposées et les facteurs de Schmid des systèmes à l'état critique :

$$\dot{\epsilon}_i = m_i^g \dot{\gamma}^g \quad (\text{III.13})$$

Dans le cas présent, le nombre des composantes indépendantes imposées du tenseur des vitesses de déformation est 3. Si le nombre des systèmes de glissement actifs est supérieur à 3, alors il y a indétermination sur les amplitudes de glissement. Pour lever l'indétermination, plusieurs méthodes ont été proposées. Kallend et Davies ( 1972 ), sélectionnent une solution au hasard, alors que Honnef et Mecking ( 1978 ), prenaient la moyenne sur l'ensemble des solutions possibles. Enfin, Renouard et Wintenberger ( 1981 ), et Havner ( 1981 ), ont proposé un critère d'écroûissage minimum pour lever cette indétermination. Les problèmes numériques associés à ces indéterminations ont été largement discutés par Fortunier ( 1987 ). Le critère de Renouard et Wintenberger et, de Havner, basé sur la minimisation de l'énergie de déformation de second ordre avec l'hypothèse d'un écroûissage isotrope, a été appliqué avec succès à la prévision des rotations cristallines dans le cas d'une indétermination des amplitudes de glissement ( voir par exemple Driver, Skalli et Wintenberger, 1983, 1984 ). En plus, il semble qu'avec ce genre de critère, on peut déterminer les solutions qui pourraient être responsables de la division d'un monocristal en domaine ( voir par exemple Franciosi et Zaoui, 1982 (A), 1982 (B) ). Néanmoins, comme dans le cas de l'orientation cube ( Skalli, 1984 ), la minimisation de l'énergie de second ordre est insuffisante. Il est possible, dans ces cas d'orientations de haute symétrie, que l'écroûissage latent joue un rôle, même pour l'aluminium en grandes déformations. Notons que récemment, le critère d'écroûissage minimum a été discuté en grandes déformations élasto-plastique pour une matrice d'écroûissage quelconque ( Franciosi et Zaoui, 1991 ).

Pour ce qui nous concerne, nous proposerons une analyse basée sur une sélection locale des systèmes de glissement. Comme nous le verrons plus loin ( paragraphe III.3.4 ), quand une répartition spatiale hétérogène des systèmes de glissement est clairement mise en évidence, cette sélection locale permettra de lever les indéterminations dans le cas de certaines orientations de haute symétrie telle que l'orientation cube. Cependant, pour deux cas particuliers



( lors d'une déformation relativement homogène ), nous utiliserons la moyenne des valeurs obtenues pour les amplitudes des systèmes de glissement actifs.

### III.2.3 - Effet de la température

Lors de l'analyse précédente nous avons adopté, comme critère d'activation des systèmes de glissement, la loi de Schmid. Cela suppose que le comportement mécanique du matériau soit insensible à la vitesse de déformation. L'effet de la température se traduit par une sensibilité du matériau à la vitesse de déformation. L'expression que nous allons utiliser pour calculer les amplitudes de glissement  $\dot{\gamma}^g$  est une loi viscoplastique en puissance de  $\tau_c$  ( voir équation I.5 ). C'est la même expression utilisée par Hutchinson ( 1976 ), et par Pierce, Asaro et Needleman ( 1983 ). La vitesse de glissement, sur un système g donné, est reliée à la cission résolue  $\tau_c$  qui lui est appliquée par :

$$\dot{\gamma}^g = \dot{\gamma}_r^g \left( \frac{\dot{\gamma}^g}{\dot{\gamma}_r^g} \right) \left( \left| \frac{\tau^g}{\tau_r^g} \right| \right)^{\left( \frac{1}{m} - 1 \right)} \quad (\text{III.14})$$

où  $\tau_r^g$  et  $\dot{\gamma}_r^g$  sont respectivement une cission résolue et une vitesse de glissement de référence du système g. Dans notre calcul, nous considérons que les cissions résolues et les vitesses de glissement de référence sont identiques sur tous les systèmes ( écrouissage isotrope ). L'exposant  $1/m$ , caractérise la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation.

Avec cette formulation, tous les systèmes sont potentiellement actifs. De plus, il n'est plus nécessaire de considérer un système et son opposé car le signe est inclus dans l'équation III.14. Aussi, il est permis à  $\dot{\gamma}^g$  d'être négatif, si la valeur de  $\tau^g$  est négative. Notons que dans notre calcul, les systèmes de glissement pris en compte sont les 12 systèmes  $\{111\}\langle 110 \rangle$  et leurs opposés.

En utilisant les équations III.11 et III.14, l'état de contrainte appliqué au cristal est obtenue par résolution des systèmes d'équations non linéaires en  $s_1, s_2, s_4$ , donnés par les relations III.13. En vue d'études ultérieures de déformation à chaud, nous avons mis au point un programme Fortran qui permet de résoudre ces systèmes d'équations par la méthode de Newton-Raphson. Nous avons pris comme état de contrainte initial, celui calculé à partir du modèle de Taylor-Bishop-Hill. Connaissant l'état de contrainte, nous calculons par la suite les cissions résolues sur les 12 systèmes de glissement à partir des équations III.14.

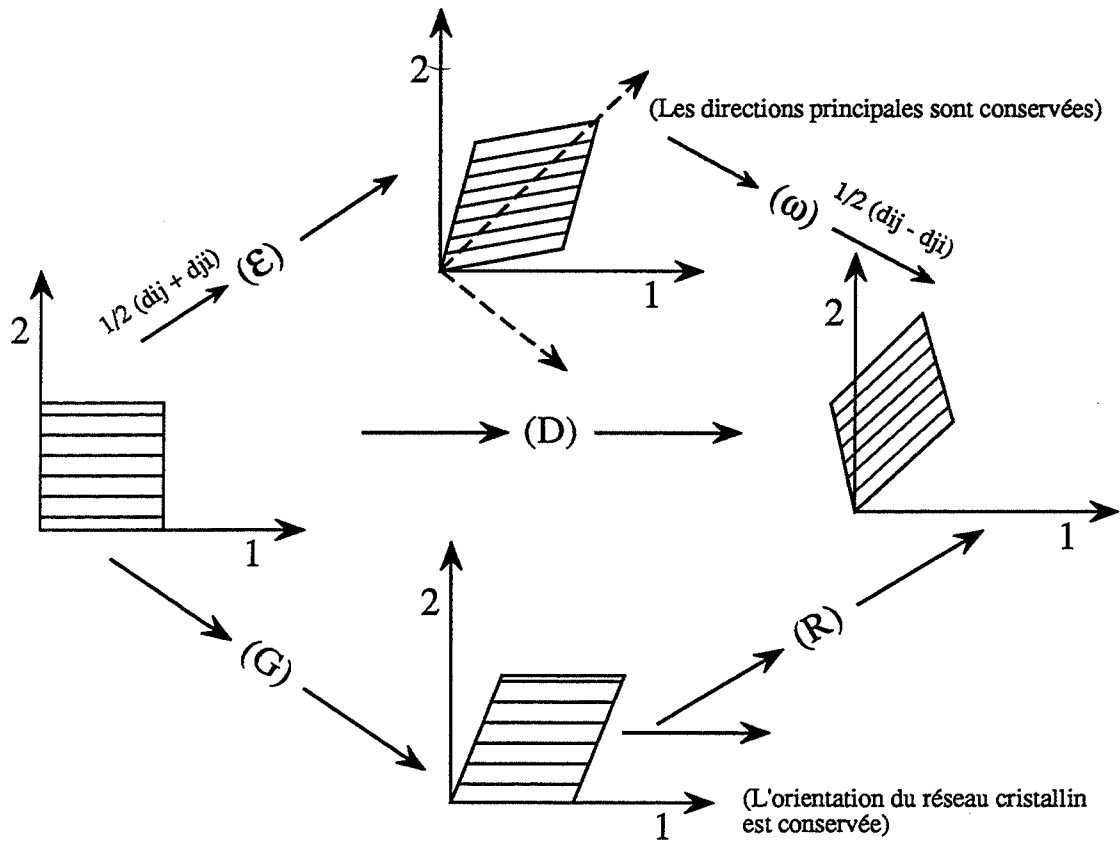


Figure III.2 : Rotation cristalline  $[R] = [D] - [G]$ .

### III.2.4 - Calcul de la rotation cristalline

Un test important, pour un modèle de comportement de cristaux en cours de déformation plastique, est la comparaison entre les prévisions théoriques et les mesures expérimentales de la rotation du réseau cristallin.

Connaissant les systèmes de glissement à l'état critique et leurs vitesses de glissement en cours de déformation, nous sommes maintenant en mesure de calculer les vitesses de rotation cristallines. Les déplacements  $\dot{\mathbf{D}}$  imposés au cristal sont accommodés par des glissements cristallographiques, caractérisés à chaque instant par une vitesse  $\dot{\gamma}^g$ . Soit  $\dot{\mathbf{G}}$  le tenseur gradient des vitesses de déplacement dû aux glissements cristallographiques. La différence entre le tenseur  $\dot{\mathbf{D}}$  et  $\dot{\mathbf{G}}$  est un tenseur antisymétrique noté  $\dot{\mathbf{R}}$ , qui définit la vitesse de rotation des axes cristallographiques ( fig III.2 ). Dans ces conditions, les composantes  $\dot{R}_{ij}$  de la matrice vitesse de rotation sont données par :

$$\dot{R}_{ij} = \dot{D}_{ij} - \dot{G}_{ij} \quad (\text{III.15})$$

et

$$[\dot{\mathbf{R}}_{ij}] = \begin{pmatrix} 0 & -\dot{r}_3 & \dot{r}_2 \\ \dot{r}_3 & 0 & -\dot{r}_1 \\ -\dot{r}_2 & \dot{r}_1 & 0 \end{pmatrix}$$

Avec les conditions aux limites pour la compression plane ( $\dot{D}_{12} = \dot{D}_{13} = \dot{D}_{31} = \dot{D}_{32} = 0$ ), nous avons :

$$\begin{aligned} \dot{r}_1 &= \dot{\theta} R_1 = \sum_g \left( -b_3^g n_2^g \dot{\gamma}^g \right) \\ \dot{r}_2 &= \dot{\theta} R_2 = \sum_g \left( -b_1^g n_3^g \dot{\gamma}^g \right) \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

$$\dot{r}_3 = \dot{\theta} R_3 = \sum_g \left( b_1^g n_2^g \dot{\gamma}^g \right)$$

et

$$\dot{\theta} = \left( \dot{r}_1^2 + \dot{r}_2^2 + \dot{r}_3^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.17})$$





$\mathbf{R} \equiv (R_1, R_2, R_3)$ , est le vecteur rotation normalisé du réseau cristallin, donné dans le repère outil.  $\theta$  est la vitesse de rotation du réseau cristallin dans le repère outil.

Pour un incrément de déformation  $\Delta\epsilon$ , la nouvelle orientation du cristal est obtenue à l'aide de la matrice de rotation finie  $[\mathbf{R}]$ , définie à partir du vecteur  $\mathbf{R}$  et de l'angle  $\Delta\theta$ , de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} R_1^2(1 - \cos \Delta\theta) + \cos \Delta\theta & R_1 R_2(1 - \cos \Delta\theta) - R_3 \sin \Delta\theta & R_1 R_3(1 - \cos \Delta\theta) + R_2 \sin \Delta\theta \\ R_1 R_2(1 - \cos \Delta\theta) + R_3 \sin \Delta\theta & R_2^2(1 - \cos \Delta\theta) + \cos \Delta\theta & R_2 R_3(1 - \cos \Delta\theta) - R_1 \sin \Delta\theta \\ R_1 R_3(1 - \cos \Delta\theta) - R_2 \sin \Delta\theta & R_2 R_3(1 - \cos \Delta\theta) + R_1 \sin \Delta\theta & R_3^2(1 - \cos \Delta\theta) + \cos \Delta\theta \end{pmatrix} \quad (\text{III.18})$$

### III.3 - MODELE DE DECOMPOSITION EN BANDES

La compression plane de monocristaux cubiques à faces centrées a donné lieu à de nombreuses recherches ( voir par exemple Chin, Nesbitt et Williams, 1966, Hosford, 1966, Kocks, 1970, Kocks et Chandra, 1982, Driver et Skalli, 1982, Driver, Skalli et Wintenberger, 1983, 1984, Franciosi, 1984 et, Fortunier, 1987 ). Lors de ces études, on constate que la plupart des cristaux se déforment de façon relativement homogène, c'est-à-dire que les systèmes de glissement et l'orientation cristalline ne dépendent pas de la position dans l'échantillon. Or, certains cristaux d'orientations particulières, comme par exemple les monocristaux d'aluminium d'orientations (001)[010], ( Skalli, 1984 ), et (001)[110], ( Butler et Hu, 1989 ), se déforment de manière hétérogène. Le cristal se décompose en deux ou plusieurs régions d'orientations différentes. Chaque région se déforme par des systèmes de glissement qui lui sont propres ( bandes de déformation ). Ces bandes de déformation sont séparées par des "interfaces" appelées bandes de transition ( Hu, 1963 ). Bien que le frottement puisse avoir une influence sur cette décomposition, il ne semble pas que le frottement en soit la cause. En effet, Wonsiewicz et Chin ( 1970 ), ont constaté que les cristaux de Cu-8% Al et d'Ag-4% Sn, de faible énergie de faute d'empilement et d'orientation voisine de (111)  $[11\bar{2}]$ , se décomposent en deux régions distinctes et d'orientations différentes. La même décomposition a été rapporté par Orleans-Joliet, Akef et Driver ( 1990 ), après une étude sur les cristaux d'aluminium à forte énergie de faute d'empilement et de même orientation.

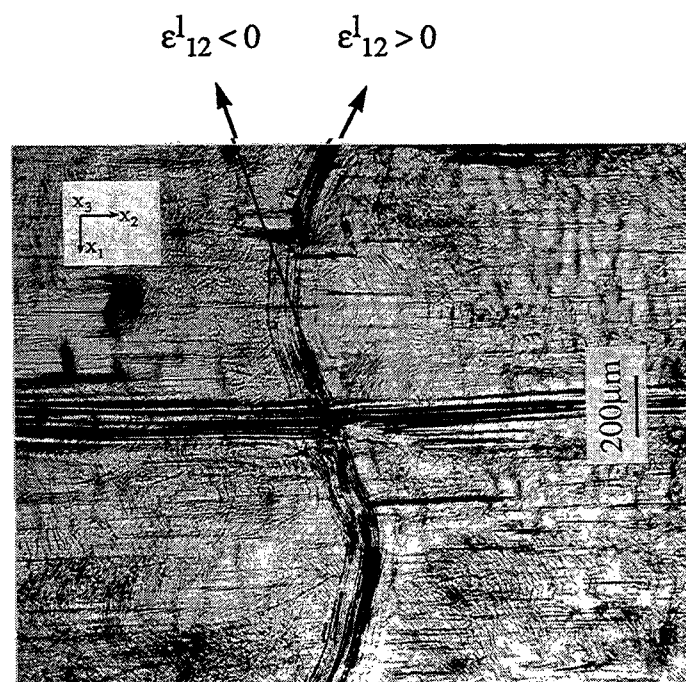


Figure III.3 : Cisaillements locaux sur la face de compression d'une orientation cube déformée à  $\varepsilon = 1$ .

Dans cette partie de notre travail, nous allons caractériser par des essais de compression plane la formation des bandes de déformation dans trois orientations monocristallines ( (001)[010], (001)[250], (001)[110] ), composantes d'une texture de fibre  $\langle 100 \rangle$ . Le comportement en compression plane des grains d'orientations  $\{001\}\langle uv0 \rangle$ , est particulièrement intéressant en raison des problèmes rencontrés lors du laminage des métaux de texture cube. De plus, comme nous l'avons rappelé au premier chapitre, les bandes de transition séparant les bandes de déformation semblent jouer un rôle important dans la formation de la texture de recristallisation cube.

Dillamore et Katoh ( 1974 ), ont proposé une théorie basée sur le modèle de Taylor FC ( déformation complètement imposé ), pour expliquer la formation des bandes de transition. D'après ces auteurs, dans différentes régions d'un même grain, l'activation de différents systèmes de glissement capables d'accommoder la même déformation, peut conduire localement à des rotations divergentes du réseau cristallin. Ils appliquent cette idée au cas des métaux cubiques centrés avec des glissements sur les systèmes du type  $\{hkl\}\langle 111 \rangle$ , "pencil glide".

Les résultats prévus par ce modèle dans le cas des métaux cubiques à faces centrées sont incompatibles avec les observations expérimentales. Ainsi, pour une orientation proche de  $\{001\}\langle 100 \rangle$ , le modèle de Dillamore et Katoh prévoit une légère rotation autour de la direction de laminage et une décomposition de cette orientation en deux composantes autour de la direction normale. En revanche, le laminage de monocristaux de cuivre d'orientation cube ( Malin, Huber et Hatherly, 1981 et, Köhlhoff, Krentsher et lücke, 1984 ), et la compression plane de cristaux d'aluminium ( Skalli, 1984 et, Butler et Hu, 1989 ), montrent que la décomposition se fait autour de la direction transverse.

A notre avis, l'erreur commise par Dillamore et Katoh dans leur analyse concernant les cristaux cfc de haute symétrie déformés par compression plane, provient des hypothèses faites sur les systèmes de glissements et sur le mode de déformation. En particulier, l'hypothèse d'une déformation complètement imposée dans toutes les régions du cristal ( modèle FC ), n'est pas vérifiée, comme on peut le constater à la figure III.3, pour un monocristal d'aluminium d'orientation initiale (001)[010], (  $\epsilon \approx 1$  ). La distorsion de la grille de référence montre que la déformation n'est pas homogène dans le cristal et qu'elle n'est pas complètement imposée. Les bandes de déformation peuvent cisailer dans un sens ou dans l'autre.

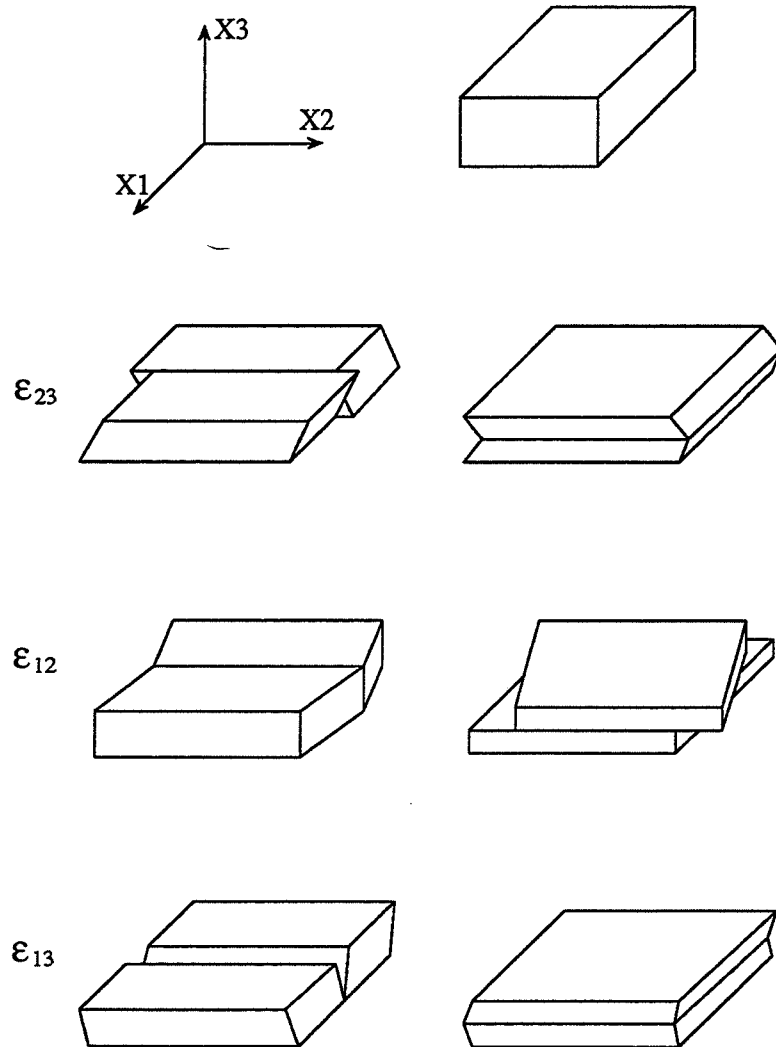


Figure III.4 : Mécanismes d'accommodation des vitesses de cisaillement microscopiques.

### III.3.1 - Définition du modèle

Dans notre analyse ( Akef et Driver, 1991 ), nous supposons que dans les différentes régions du cristal, le tenseur vitesse de déformation est tel que seules les composantes normales sont imposées en tout point du cristal. Elles sont les mêmes que celles imposées macroscopiquement. Cependant, localement ces régions peuvent cisailer dans des sens opposés suivant la direction d'allongement et la direction transverse. Les vitesses de cisaillement locales ou microscopiques sont notées  $\dot{\epsilon}_{ij}^1$ . Leurs valeurs sont généralement différentes de celles des vitesses de cisaillement macroscopiques. Ceci consiste à traiter ces régions déformées par compression plane avec un modèle de Taylor relâché ( RC ).

Les cisaillements locaux de sens opposés vont induire des problèmes d'accommodation plastique particulièrement importants dans les zones de transition qui séparent les régions de cisaillements opposés. La figure III.4, schématise ce problème d'accommodation ainsi que les arrangements spatiaux qui permettent de minimiser les dimensions des zones de transition susceptibles d'être formées dans les 3 orientations étudiées. On suppose que ces dispositions topologiques se matérialisent par la création d'interfaces dans le plan X2X3 ou dans le plan X1X2. Si on pose  $\Delta\dot{\epsilon}_{ij}^1 = \dot{\epsilon}_{ij}^{1+} - \dot{\epsilon}_{ij}^{1-}$  ( différences des vitesses de cisaillements locales positives et négatives ), alors de grandes valeurs  $\Delta\dot{\epsilon}_{13}^1$  et  $\Delta\dot{\epsilon}_{23}^1$  peuvent être accommodées par la formation de bandes alternées, sous forme de couches empilées dans l'épaisseur selon la direction X3. De même, de grandes valeurs  $\Delta\dot{\epsilon}_{12}^1$  nécessitent la disposition de bandes alternées dans la largeur, suivant la direction X1. Rappelons que X1 est la direction transverse, X2 la direction d'allongement et X3 la direction normale de compression.

Comme nous l'avons indiqué auparavant, les composantes  $\dot{D}_{11}$ ,  $\dot{D}_{12}$ ,  $\dot{D}_{13}$ ,  $\dot{D}_{31}$  et  $\dot{D}_{32}$  du tenseur gradient des vitesses de déplacement macroscopique  $\dot{\mathbf{D}}$  sont nulles. Soit  $\dot{\mathbf{d}}$  le tenseur gradient des vitesses de déplacement microscopique ou local. Dans le cas d'une déformation relativement homogène, le tenseur  $\dot{\mathbf{d}}$  est identique en tout point du cristal au tenseur  $\dot{\mathbf{D}}$ , de ce fait  $\dot{d}_{11}$ ,  $\dot{d}_{12}$ ,  $\dot{d}_{13}$ ,  $\dot{d}_{31}$  et  $\dot{d}_{32}$  sont nulles. Mais dans le cas où le cristal se déforme de façon hétérogène par la formation de régions pouvant cisailer, le tenseur  $\dot{\mathbf{d}}$  est forcément différent du tenseur  $\dot{\mathbf{D}}$  dans le volume. Certaines composantes ne sont pas nécessairement nulles, c'est le cas du déplacement  $d_{13}$  quand les bandes sont empilées dans l'épaisseur selon X3, et du déplacement  $d_{31}$  lorsque les bandes sont disposées dans la largeur dans le sens de X1.

Dans ces conditions, et en utilisant la notation introduite par Lequeu ( 1986 ), ( équation III.1 ), les vecteurs  $\dot{\mathbf{e}}^1$  et  $\mathbf{s}^1$  associés respectivement au tenseur des vitesses des



déformations microscopiques et au tenseur déviateur des contraintes locales sont données comme suit :

$$\dot{\mathbf{e}}^1 \equiv \left( \frac{\dot{\mathbf{e}}}{\sqrt{2}}, -\sqrt{\frac{3}{2}} \dot{\mathbf{e}}, \dot{\mathbf{e}}_3^1, \dot{\mathbf{e}}_4^1, \dot{\mathbf{e}}_5^1 \right) \quad (\text{III.19})$$

$$\mathbf{s}^- \equiv (s_1, s_2, 0, 0, 0) \quad (\text{III.20})$$

où  $\dot{\mathbf{e}}_3^1$ ,  $\dot{\mathbf{e}}_4^1$ ,  $\dot{\mathbf{e}}_5^1$ ,  $s_1$  et  $s_2$  sont inconnus. Notons que nous sommes toujours en conditions mixtes et que le critère d'activation des systèmes de glissement est la loi de Schmid.

En utilisant la relation III.15 à l'échelle locale, les composantes  $\dot{r}_{ij}$  de la matrice vitesse des rotations cristallines sont données par :

$$\dot{r}_{ij} = \dot{d}_{ij} - \dot{g}_{ij} \quad (\text{III.21})$$

où  $\dot{g}_{ij}$  sont les composantes de la matrice vitesses des déplacements dus aux glissements des systèmes actifs dans la région considérée.

Dans la plupart des cas, en compression plane, les composantes du vecteur rotation dans le repère outil sont données comme suit :

$$\begin{aligned} \dot{r}_1 &= -\sum_{\mathbf{g}} b_3^{\mathbf{g}} n_2^{\mathbf{g}} \dot{\gamma}^{\mathbf{g}} \\ \dot{r}_2 &= -\sum_{\mathbf{g}} b_1^{\mathbf{g}} n_3^{\mathbf{g}} \dot{\gamma}^{\mathbf{g}} \\ \dot{r}_3 &= \sum_{\mathbf{g}} b_1^{\mathbf{g}} n_2^{\mathbf{g}} \dot{\gamma}^{\mathbf{g}} \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

où la sommation est seulement étendue aux systèmes actifs dans la région, ou la bande, considérée. Notons que dans le cas où les bandes sont empilées dans l'épaisseur selon X3, il est plus commode de mettre  $\dot{r}_2 = \sum_{\mathbf{g}} b_3^{\mathbf{g}} n_1^{\mathbf{g}} \dot{\gamma}^{\mathbf{g}}$  car  $d_{13}$  n'est pas nécessairement égale à zéro.



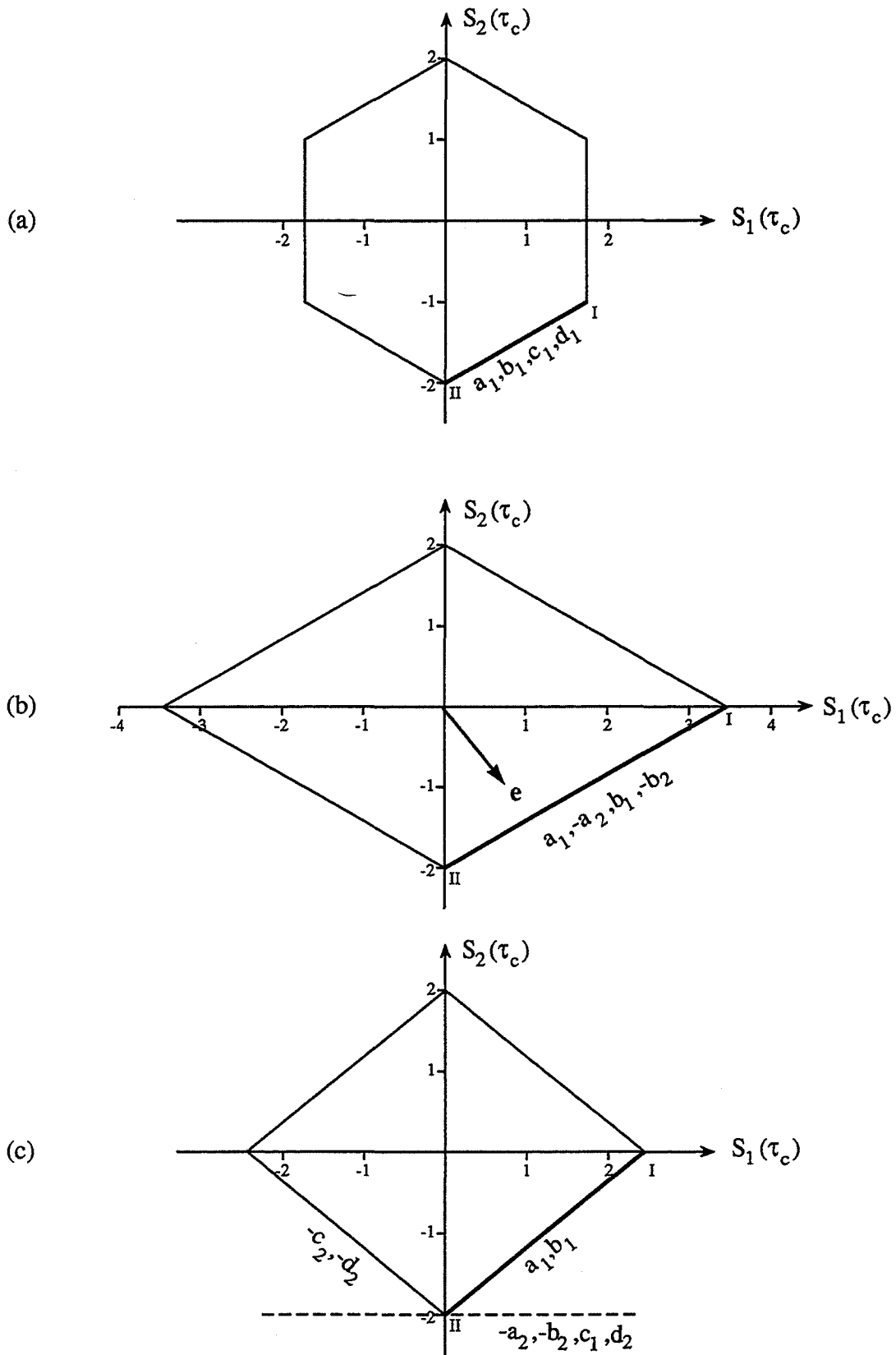


Figure III.5 : Surfaces d'écoulement des orientations :  
 (a) (0 ; 0 ; 0) ; (b) (0 ; 0 ; 45) ; (c) (0 ; 0 ; 22,5).

### III.3.2 - Application aux cristaux cfc d'orientations $\{001\}\langle uv0\rangle$

L'étude du comportement des polycristaux de texture de fibre  $\langle 100\rangle$ , en compression plane, nécessite une analyse complète et détaillée de toutes les orientations ayant comme plan de compression le plan (001). Dans notre étude, nous nous sommes limités à l'étude de 3 orientations, à savoir les deux orientations extrêmes (001)[010], (001)[110], et l'orientation intermédiaire (001)[250]. Dans ce qui suit, les orientations seront décrites par les angles d'Euler, en notation de Bunge  $(\phi_1; \phi; \phi_2)$ , c'est-à-dire respectivement  $(0; 0; 0)$ ,  $(0; 0; 45)$  et  $(0; 0; 22,5)$ .

#### III.3.2.1 - Orientations exactes $(0; 0; 0)$ , $(0; 0; 45)$ et $(0; 0; 22,5)$

Avec les conditions aux limites définies par les équations III.19 et III.20, la surface d'écoulement est obtenue en ne conservant que l'enveloppe intérieure des plans définis par les équations :

$$\tau_c^g = m_1^g s_1 + m_2^g s_2$$

Les surfaces d'écoulement des orientations  $(0; 0; 0)$ ,  $(0; 0; 45)$  et  $(0; 0; 22,5)$  sont présentées sur la figure III.5, dans l'espace  $s_1, s_2$ . L'état de contrainte réelle est celle qui maximise la puissance  $\dot{W}$  des contraintes externes non imposées.

Pour les orientations  $(0; 0; 0)$ ,  $(0; 0; 45)$ , les états de contraintes possibles sont indiqués par les sommets (I) et (II), sur la figure III.5. Les deux sommets ont la même valeur  $\dot{W}$  et l'état de contrainte réel est indéterminé le long de la ligne entre les deux sommets (I) et (II). Pour chaque sommet, 8 systèmes de glissement sont à l'état critique, impliquant une indétermination des  $\dot{\gamma}^g$  (rappelons que selon notre modèle, le nombre de composantes indépendantes imposées du tenseur des vitesses de déformation, est seulement 2). Mais comme l'a montré Skalli (1984), pour certaines orientations de haute symétrie, l'application des équations III.13, pour ces deux composantes de  $\dot{\epsilon}$ , montre que les  $\dot{\gamma}^g$  qui ne sont pas communs aux deux sommets sont nulles. En d'autres termes seuls les 4 systèmes de glissement, communs aux deux sommets, peuvent glisser. Soient les systèmes  $a_1, b_1, c_1, d_1$  pour l'orientation  $(0; 0; 0)$ , et les systèmes  $a_1, -a_2, b_1, -b_2$ , pour l'orientation  $(0; 0; 45)$ . Par conséquent, l'application des équations III.13 et III.22, conduit aux résultats suivants :



$$\begin{array}{ccccccc}
 \varphi_1 & \varphi & \varphi_2 & \sum_g \dot{\gamma}^g & & \dot{r}_1 & \\
 0 & 0 & 0 & \sqrt{6} \dot{\epsilon} & & \frac{1}{\sqrt{6}} \left( \dot{\gamma}_{a_1} + \dot{\gamma}_{c_1} - \dot{\gamma}_{b_1} - \dot{\gamma}_{d_1} \right) & \\
 0 & 0 & 45 & \sqrt{6} \dot{\epsilon} & & \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \dot{\gamma}_{a_1} + \dot{\gamma}_{a_2} - \dot{\gamma}_{b_1} - \dot{\gamma}_{b_2} \right) & 
 \end{array} \quad \text{(III.23)}$$

avec  $\dot{r}_2 = \dot{r}_3 = 0$ .

L'analyse de ces résultats montre que :

- Seules les rotations autour de la direction transverse X1, sont possibles.
- Selon le choix des vitesses de glissement, la vitesse de rotation  $\dot{r}_1$  peut être positive ou négative entre deux valeurs limites.  $\dot{r}_1$  peut prendre toutes les valeurs comprises entre  $-\dot{\epsilon}$  et  $\dot{\epsilon}$  pour l'orientation (0 ; 0 ; 0), et entre  $-\sqrt{2} \dot{\epsilon}$  et  $\sqrt{2} \dot{\epsilon}$  pour l'orientation (0 ; 0 ; 45). Notons que si tous les systèmes de glissement sont actifs dans la même région et avec la même vitesse de glissement, alors la rotation globale qui en résulte est nulle.

En ce qui concerne l'orientation (0 ; 0 ; 22,5), l'état des contraintes est indiqué sur la figure III.5, par le sommet (II). 8 systèmes de glissement sont à l'état critique, soit :  $a_1, b_1, c_1, d_1, -a_2, -b_2, -c_2, -d_2$ . L'application des équations III.13, pour les deux composantes imposées du tenseur vitesse des déformations, ne permet pas de réduire le nombre des systèmes de glissement actifs. En revanche, elle permet de trouver une relation entre les vitesses de glissement de ces systèmes, soit :

$$12 \left( \dot{\gamma}_{a_1} + \dot{\gamma}_{b_1} \right) = 28 \left( \dot{\gamma}_{c_1} + \dot{\gamma}_{d_1} \right) + 30 \left( \dot{\gamma}_{-a_2} + \dot{\gamma}_{-b_2} \right) + 70 \left( \dot{\gamma}_{-c_2} + \dot{\gamma}_{-d_2} \right) \quad \text{(III.24)}$$

On remarque que ce sont les systèmes  $a_1$  et  $b_1$  qui dominent. En utilisant les équations III.22, le calcul des vitesses de rotations pour chaque système de glissement ( tableau 2 ), montre que pour tous les systèmes à l'état critique ( à l'exception des systèmes  $-c_2$  et  $-d_2$  ), la rotation autour de la direction transverse X1, est plus importante que les rotations autour des axes X2 et X3. Ceci est particulièrement vrai pour les systèmes dominant  $a_1$  et  $b_1$ . Notons que, d'après la relation III.24, les vitesses de glissement des systèmes  $-c_2$  et  $-d_2$ , sont très inférieures à celles des autres systèmes et, de ce fait, les rotations autour des 3 axes X1, X2 et X3 associées à ces deux systèmes sont négligeables. On en déduit, que la rotation essentielle de cette orientation est autour de X1, bien que de petites rotations autour de X2 et X3, soient possibles.

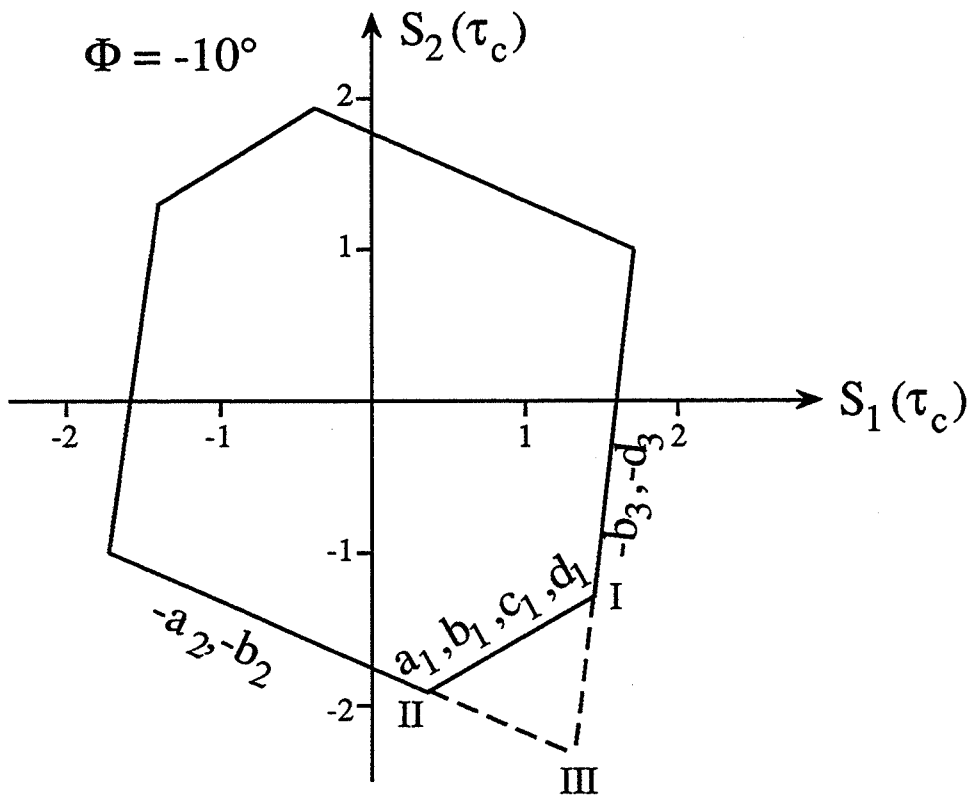
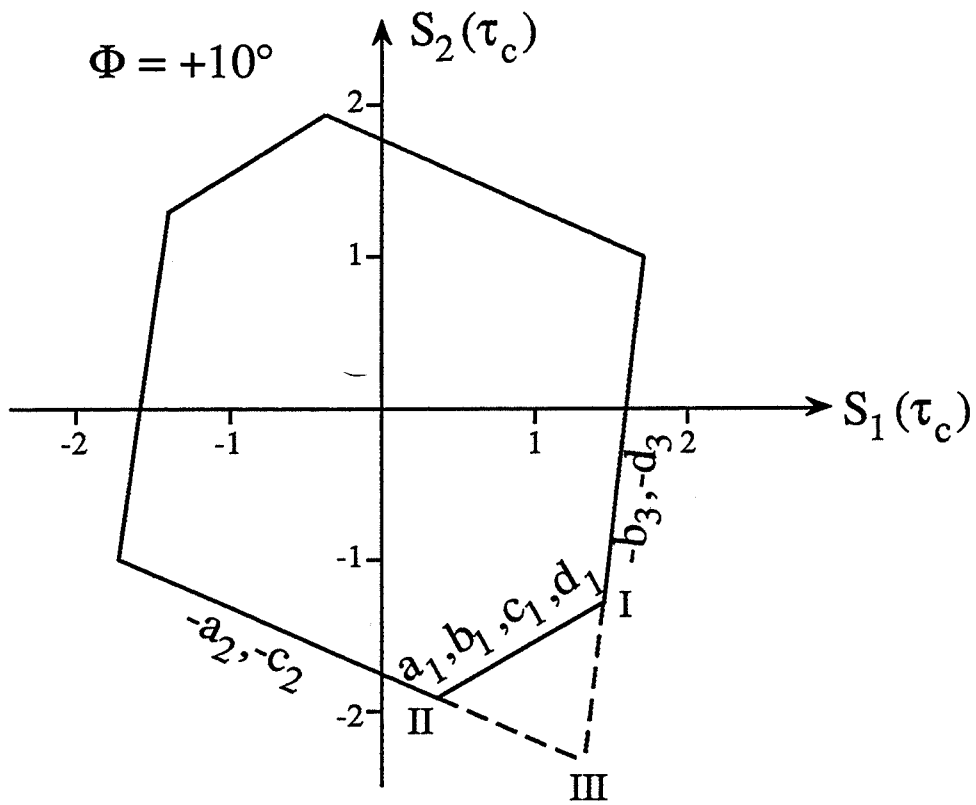


Figure III.6 : Surfaces d'écoulement de l'orientation cube tournée de  $\phi = \pm 10^\circ$  autour de X1.

Les vitesses de rotation les plus importantes et de sens contraire sont associées aux systèmes de glissement  $a_1$  et  $b_1$ .

Système de glissement g	$\dot{r}_1(\dot{\gamma}_g)$	$\dot{r}_2(\dot{\gamma}_g)$	$\dot{r}_3(\dot{\gamma}_g)$
$a_1$	0,53	0,15	- 0,20
$b_1$	- 0,53	- 0,15	- 0,20
$c_1$	0,23	0,15	- 0,03
$d_1$	- 0,23	- 0,15	- 0,03
- $a_2$	0,53	- 0,38	0,49
- $b_2$	- 0,53	0,38	0,49
- $c_2$	0,23	0,38	- 0,21
- $d_2$	- 0,23	0,38	- 0,21

Tableau 2 : Rotations induites par les 8 systèmes à l'état critique à l'instant initial pour l'orientation (001)[250].

En conclusion, nous pouvons dire que la compression plane des orientations (001)[010], (001)[110] et (001)[250], des métaux cfc, peut engendrer une grande divergence de la rotation cristalline dans le sens du modèle de Dillamore et Katoh. Mais selon le présent modèle, les rotations de signe contraire se feront autour de la direction transverse X1. L'objectif de l'analyse qui suit, est l'étude des changements d'orientations à l'intérieur des métaux cfc d'orientation initiale (0 ; 0 ; 0), (0 ; 0 ; 45) et (0 ; 0 ; 22,5). Nous allons faire cette analyse en supposant que localement, il y a formation de régions désorientées par rapport aux orientations exactes, d'un angle  $\varphi$  autour de la direction transverse X1.

### III.3.2.2 - Orientations tournées de $\varphi$ autour de X1 par rapport à leurs positions idéales

Si des régions peuvent tourner d'un angle  $\varphi$  autour de la direction transverse X1, les nouvelles orientations en angles d'Euler sont (0 ;  $\varphi$  ; 0), (0 ;  $\varphi$  ; 45) et (0 ;  $\varphi$  ; 22,5).  $\varphi$  peut être positif ou négatif, selon le choix local des systèmes de glissement. Afin de déterminer les systèmes à l'état critique et leurs amplitudes, ainsi que les vecteurs rotation de chaque région, nous allons utiliser la même analyse que celle développée pour les orientations idéales. Comme

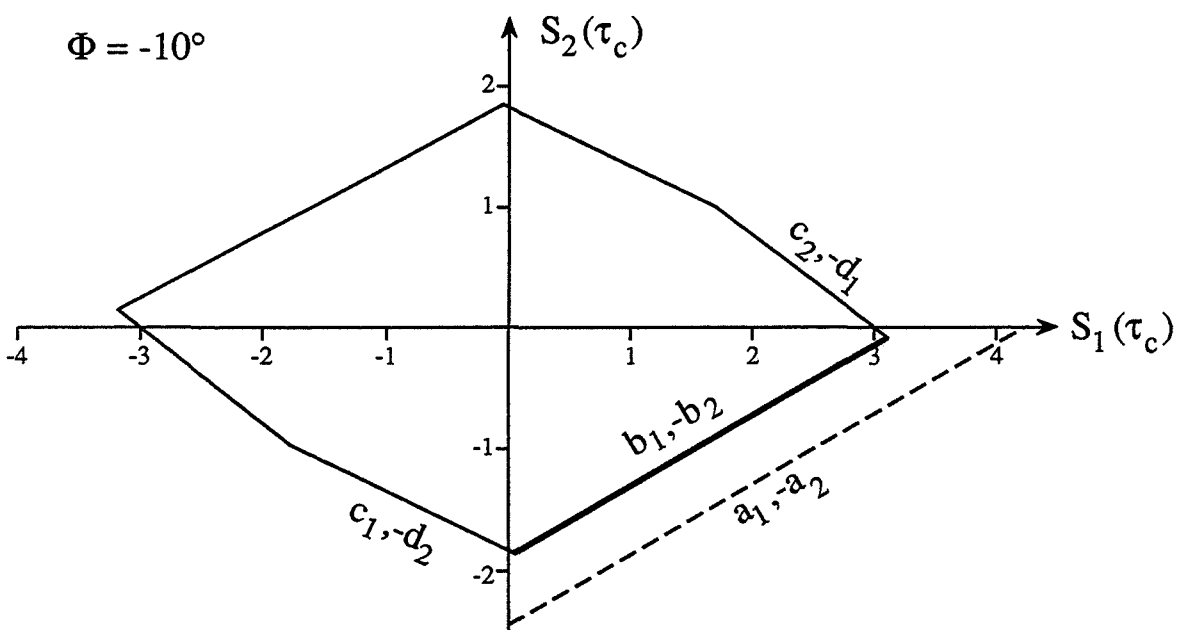
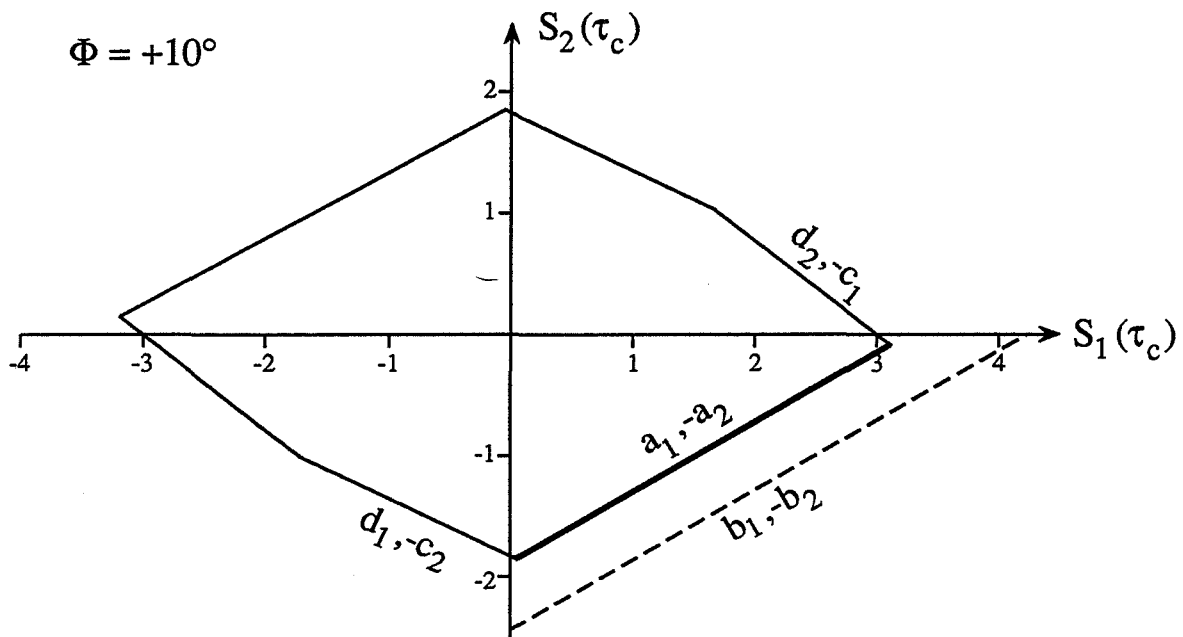


Figure III.7 : Surfaces d'écoulement de l'orientation  $(0; 0; 45)$  tournée de  $\phi = \pm 10^\circ$  autour de  $X_1$ .

nous le verrons, la plupart de ses paramètres peuvent être déterminés analytiquement en fonction de  $\varphi$ .

**a) Orientation (0 ;  $\varphi$  ; 0)**

Les expressions des 5 composantes dans le repère outil, du vecteur  $\mathbf{m}^g$  de l'orientation (0 ;  $\varphi$  ; 0), sont données dans l'annexe 2, en fonction de  $\varphi$  pour tous les systèmes de glissement. Sur la figure III.6, nous présentons les surfaces d'écoulement obtenues pour les orientations à  $\varphi = +10^\circ$  et  $-10^\circ$ . L'analyse de la figure III.6, montre clairement que pour les deux valeurs de  $\varphi$ , les systèmes de glissement à l'état critique sont les mêmes que ceux obtenus pour l'orientation idéale. Par conséquent, les rotations positive et négative autour de la direction transverse peuvent se poursuivre pour les déformations ultérieures. Les systèmes de glissement  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$  et  $d_1$ , restent simultanément à l'état critique jusqu'à des valeurs de  $|\varphi|$  de  $22,5^\circ$ . Cette valeur limite s'obtient aisément en résolvant les systèmes d'équations en  $s_1$ ,  $s_2$ , quand les sommets (I), (II) et (III), sur la figure III.6, sont confondus. La même analyse que celle développée précédemment conduit aux résultats suivants :

$$\begin{aligned} \dot{W} &= (\dot{\gamma}_{a_1} + \dot{\gamma}_{b_1} + \dot{\gamma}_{c_1} + \dot{\gamma}_{d_1}) \tau_c = \frac{\sqrt{6}}{\cos(2\varphi)} \tau_c \dot{\epsilon} \\ \dot{r}_1 &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ (1 - \sin(2\varphi)) (\dot{\gamma}_{a_1} + \dot{\gamma}_{c_1}) - (1 + \sin(2\varphi)) (\dot{\gamma}_{b_1} + \dot{\gamma}_{d_1}) \right\} \quad (\text{III.25}) \\ \dot{r}_2 &= \dot{r}_3 = 0 \end{aligned}$$

Comme dans le cas de l'orientation cube exacte, les vitesses de glissement des 4 systèmes à l'état critique, sont indéterminées. La vitesse de rotation  $\dot{r}_1$  autour de la direction transverse dépend directement du choix et de la répartition spatiale des systèmes de glissement. En supposant que les vitesses de glissement sur les 4 systèmes sont les mêmes, les valeurs de  $\dot{r}_1$  peuvent varier de  $(1 - \sin(2\varphi)) \dot{\epsilon} / \cos(2\varphi)$ , pour des glissements sur  $a_1$  et  $c_1$ , à  $-(1 + \sin(2\varphi)) \dot{\epsilon} / \cos(2\varphi)$  pour des glissements sur  $b_1$  et  $d_1$ , en passant par une vitesse de rotation nulle pour des combinaisons  $(a_1 + b_1)$  ou  $(c_1 + d_1)$ . Les glissements sur  $a_1$  et  $c_1$  et sur  $b_1 + d_1$  créent des rotations respectivement positives ( $\varphi > 0$ ), et négatives ( $\varphi < 0$ ).

**b) Orientation (0;  $\varphi$  ; 45)**

Les surfaces d'écoulement de ces orientations pour  $\varphi = 10^\circ$  et  $-10^\circ$  sont présentées sur la figure III.7. Par comparaison avec la surface d'écoulement obtenue pour l'orientation (0 ; 0 ; 45), nous constatons que le plan pour lequel 4 systèmes de



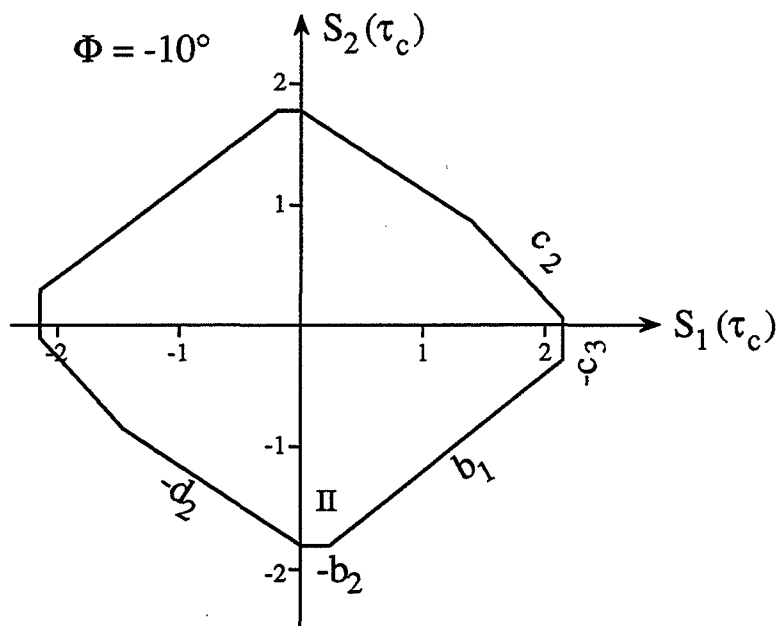
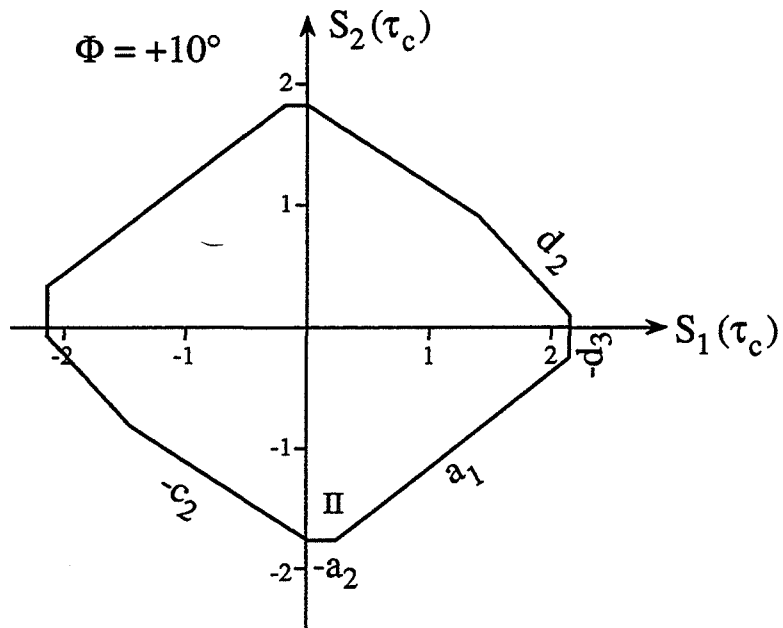


Figure III.8 (a) : Surfaces d'écoulement de l'orientation  $(0 ; 0 ; 22,5)$  tournée de  $\phi = \pm 10^\circ$  autour de  $X_1$ .

glissement étaient actifs se scinde en deux plans parallèles, avec deux systèmes de glissements actifs pour chaque plan. Pour des valeurs de  $\varphi$  positives, les systèmes  $a_1$  et  $-a_2$  sont actifs tandis que les systèmes de glissement  $b_1$  et  $-b_2$  sont actifs pour les valeurs de  $\varphi$  négatives.

En utilisant les équations III.13 et III.22, et les expressions des  $m_1^s$  de l'orientation  $(0 ; \varphi ; 45)$ , données dans l'annexe 2, le calcul de la puissance dissipée et des composantes du vecteur vitesse de rotation, donne les résultats suivants :

systèmes	$\dot{W}(\tau_c, \dot{\epsilon})$	$\dot{r}_1(\dot{\epsilon})$	
$\varphi > 0 \quad a_1, -a_2$	$\frac{4\sqrt{6}}{4 \cos(2\varphi) + \sqrt{2} \sin(2\varphi)}$	$\frac{3 + \cos(2\varphi) - 2\sqrt{2} \sin(2\varphi)}{2\sqrt{2} \cos(2\varphi) + \sin(2\varphi)}$	(III.26)
$\varphi < 0 \quad b_1, -b_2$	$\frac{4\sqrt{6}}{4 \cos(2\varphi) - \sqrt{2} \sin(2\varphi)}$	$\frac{3 + \cos(2\varphi) - 2\sqrt{2} \sin(2\varphi)}{2\sqrt{2} \cos(2\varphi) - \sin(2\varphi)}$	

avec  $\dot{r}_2 = \dot{r}_3 = 0$ .

Notons que l'on suppose dans le calcul, que les glissements sur  $a_1$  et  $-a_2$  d'une part, et sur  $b_1$  et  $-b_2$  d'autre part, ont des valeurs identiques. On en déduit que les glissements sur ces systèmes donnent des rotations de signe opposé autour de la direction transverse. Par comparaison avec l'orientation  $(0 ; \varphi ; 0)$ , les rotations sont complètement déterminées. L'étude de l'évolution des surfaces d'écoulement en fonction de  $\varphi$ , montre que ces surfaces gardent la même forme et les mêmes systèmes de glissement restent à l'état critique pour des valeurs de  $|\varphi| < 35^\circ$ . Notons que, pour  $\varphi = 35^\circ$ , la facette de la surface d'écoulement des systèmes  $a_1$  et  $-a_2$  est confondue avec celle des systèmes  $c_3$  et  $-d_3$ , et que pour  $\varphi = -35^\circ$ , la facette des systèmes  $b_1$  et  $-b_2$  est confondue avec celle des systèmes  $-c_3$  et  $d_3$ .

### c) Orientation $(0 ; \varphi ; 22,5)$

Sur la figure III.8 (a) et III.8 (b), nous présentons les surfaces d'écoulement de ces orientations pour des valeurs de  $\varphi = \pm 10^\circ$  et  $\varphi = \pm 30^\circ$ . Comme pour l'orientation  $(0 ; 0 ; 22,5)$ , l'état de contrainte réel est parfaitement déterminé, il est indiqué par le sommet (II), sur la figure III.8 (a). Cependant, le nombre de systèmes de glissement à l'état critique dans chaque bande de déformation se réduit à 2. Les systèmes  $a_1$  et  $-a_2$  sont susceptibles d'être actifs dans les zones de  $\varphi > 0$ , et les systèmes  $b_1$  et  $-b_2$  sont à l'état critique pour les régions de  $\varphi < 0$ . Comme pour les orientations  $(0 ; \varphi ; 45)$ , ces systèmes restent à l'état

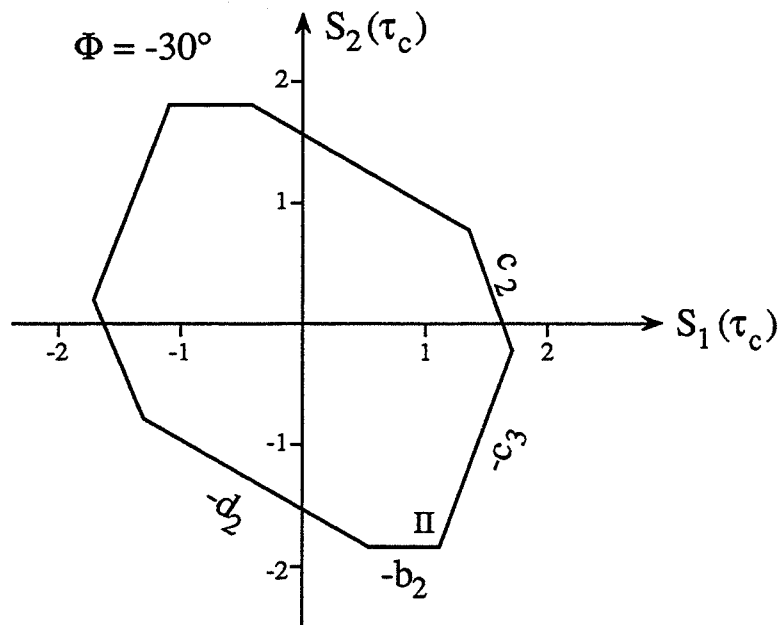
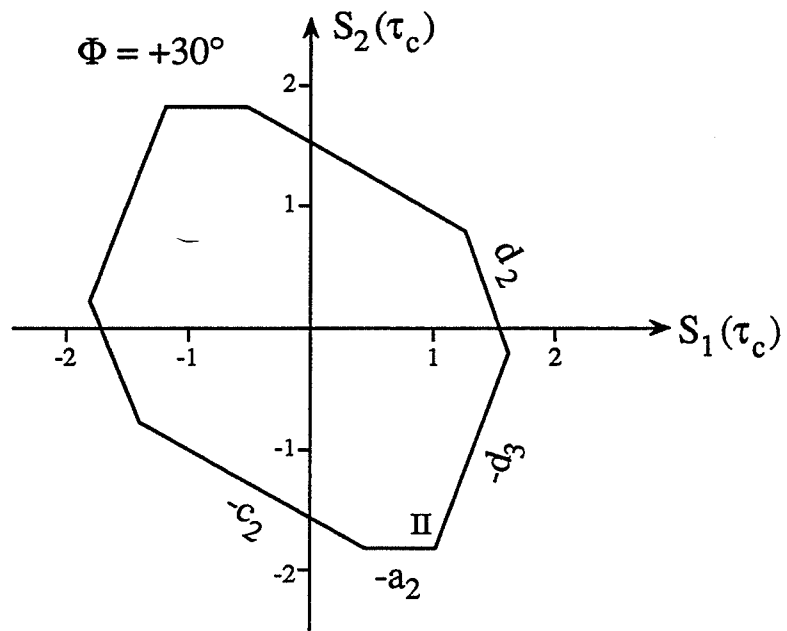


Figure III.8 (b) : Surfaces d'écoulement de l'orientation  $(0; 0; 22,5)$  tournée de  $\phi = \pm 30^\circ$  autour de  $X_1$ .

critique pour toutes les valeurs de  $|\varphi| < 28,2^\circ$ . Au delà de cette valeur limite, les systèmes de glissement  $a_1$  et  $b_1$  sont remplacés par les systèmes  $-d_3$  et  $-c_3$ . Ceci est clairement montré sur la figure III.8 (b), où sont présentées les surfaces d'écoulement des orientations  $(0 ; \varphi ; 22,5)$ , pour des valeurs de  $\varphi = \pm 30^\circ$ , légèrement au delà de la valeur limite.

Dans les différentes régions considérées des orientations  $(0 ; \varphi ; 22,5)$ , (avec  $|\varphi| < 28,2^\circ$ ), l'application des équations III.13, pour les  $\dot{\epsilon}_{ij}$ , permet de déterminer les rapports des vitesses de glissement des systèmes actifs dans chaque bande :

$$\begin{aligned} \varphi > 0 \quad \dot{\gamma}_{a_1} &= \frac{5}{2} \dot{\gamma}_{a_2} \\ \varphi < 0 \quad \dot{\gamma}_{b_1} &= \frac{5}{2} \dot{\gamma}_{b_2} \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

En utilisant les équations III.27, et les expressions de  $m_1^g$  données dans l'annexe 2, un calcul similaire à celui appliqué aux orientations précédentes donne :

systèmes	$\dot{W}(\tau_c, \dot{\epsilon})$	$\dot{\gamma}_1(\dot{\epsilon})$
$\varphi > 0 \quad a_1, -a_2$	$\frac{7\sqrt{6}}{7 \cos(2\varphi) + (10\sqrt{29}) \sin(2\varphi)}$	$\frac{10 \cos(2\varphi) - 7\sqrt{29} \sin(2\varphi) + 39}{7\sqrt{29} \cos(2\varphi) + 10 \sin(2\varphi)}$
$\varphi < 0 \quad b_1, -b_2$	$\frac{7\sqrt{6}}{7 \cos(2\varphi) - (10\sqrt{29}) \sin(2\varphi)}$	$\frac{10 \cos(2\varphi) + 7\sqrt{29} \sin(2\varphi) + 39}{7\sqrt{29} \cos(2\varphi) - 10 \sin(2\varphi)}$

(III.28)

avec  $\dot{\gamma}_2 = \dot{\gamma}_3 = 0$ .

Les résultats obtenus pour l'orientation  $(0 ; \varphi ; 22,5)$ , montrent que les rotations de signe contraire autour de la direction transverse X1, sont les seules permises. Remarquons que les systèmes de glissement à l'état critique sont les mêmes que ceux obtenus pour l'orientation  $(0 ; \varphi ; 45)$ .

En conclusion, il est clair que notre analyse prévoit la possibilité, en grande déformation par compression plane, d'une décomposition des orientations  $(001)[010]$ ,  $(001)[110]$  et  $(001)[250]$ . Cette décomposition ne peut se faire que par des rotations de signe contraire autour de la direction transverse.

Afin de vérifier notre analyse, nous allons étudier le comportement expérimental des trois orientations citées ci-dessus. Rappelons que les vitesses de rotation dépendent directement du choix des systèmes de glissement et de leurs distributions spatiales.

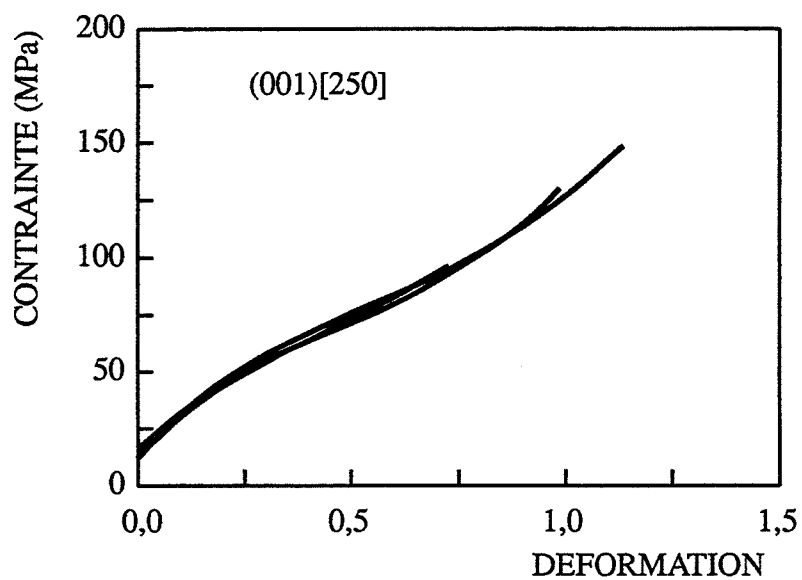
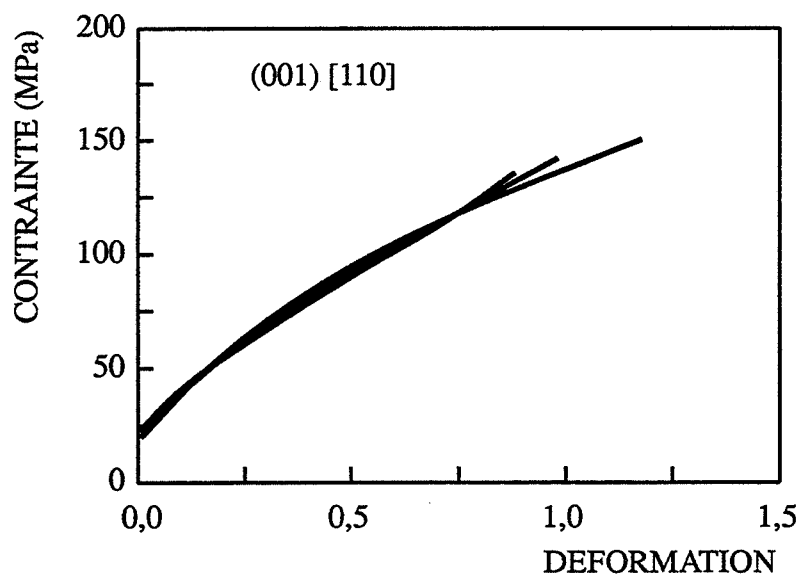
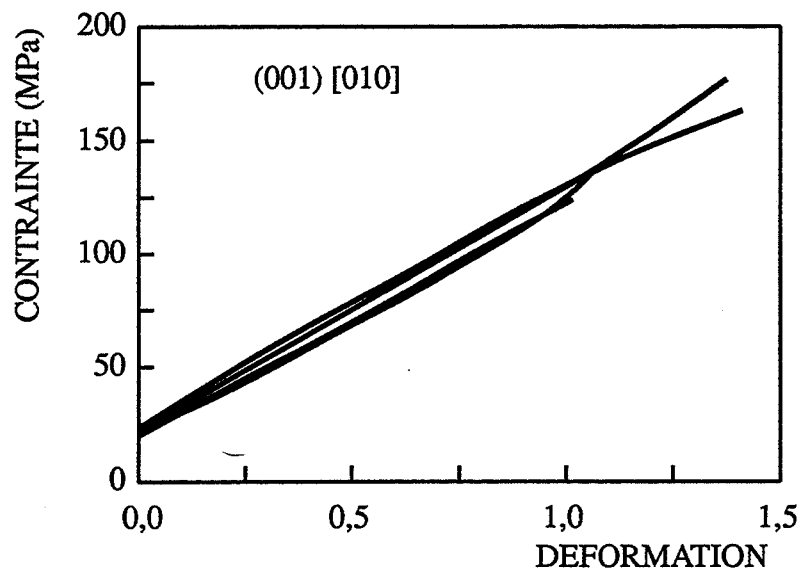


Figure III. 9 : Courbes  $\sigma(\epsilon)$  de monocristaux orientés  $\{001\}\langle uv0\rangle$ .

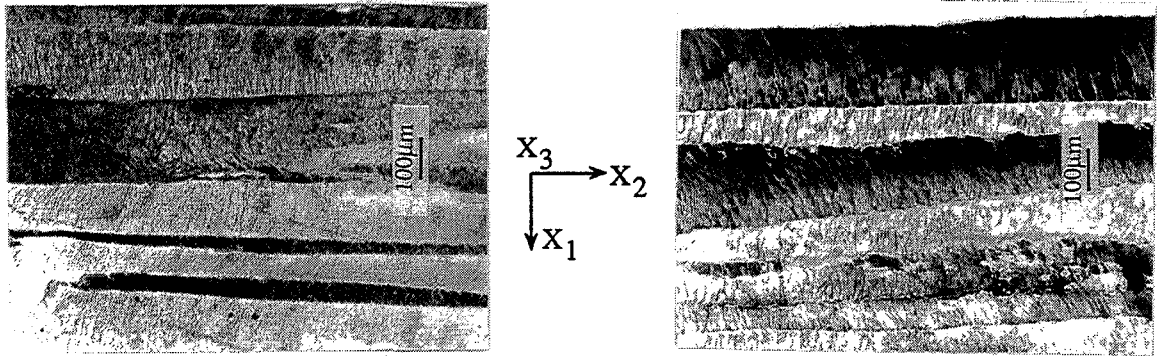


Figure III.10 (a) : Bandes de déformation développées dans les cristaux cube à  $\epsilon = 1$  ; micrographies obtenues après oxydation anodique.

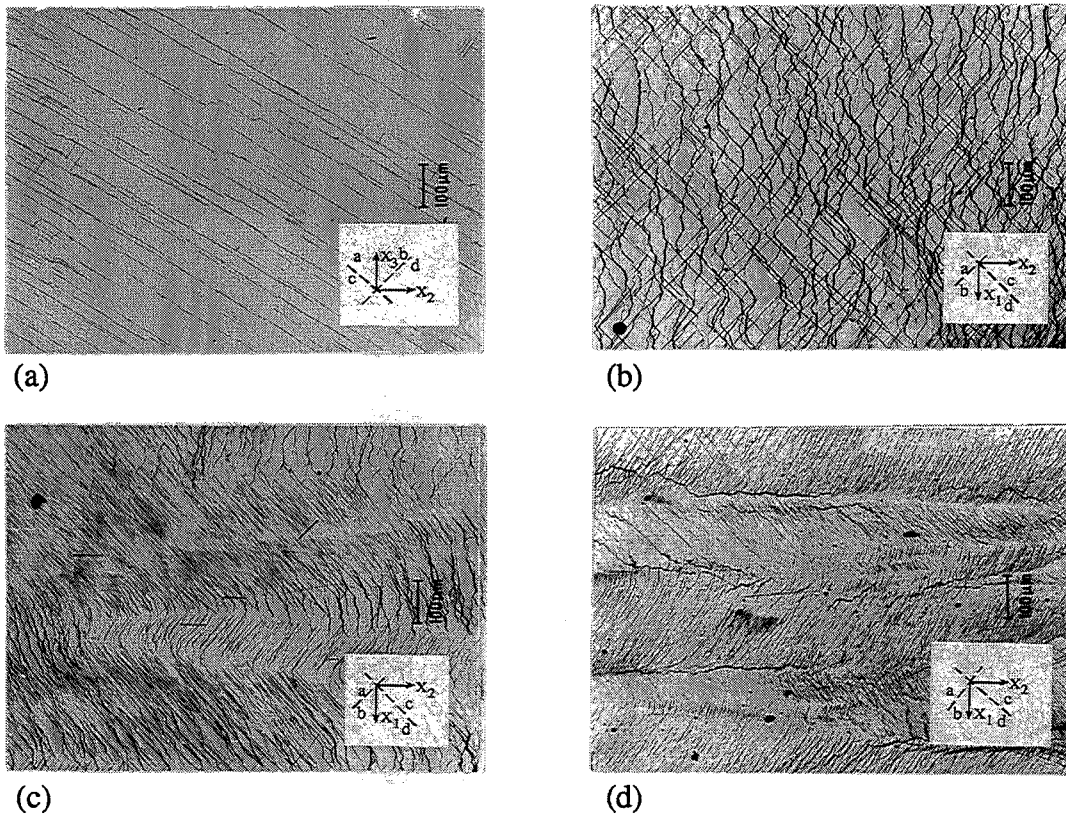
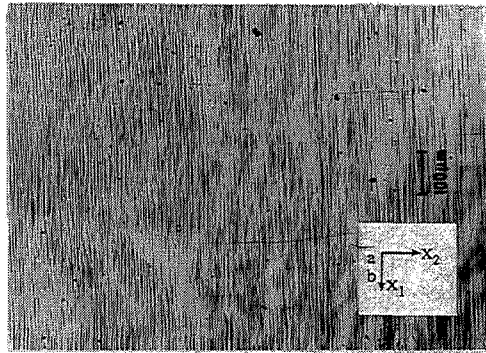
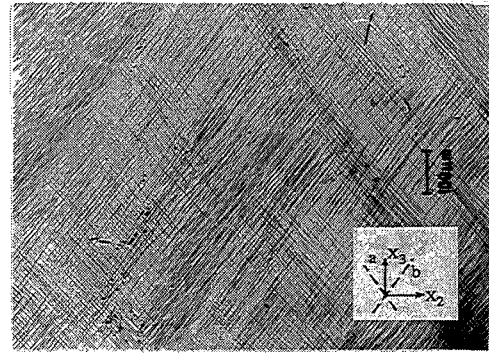


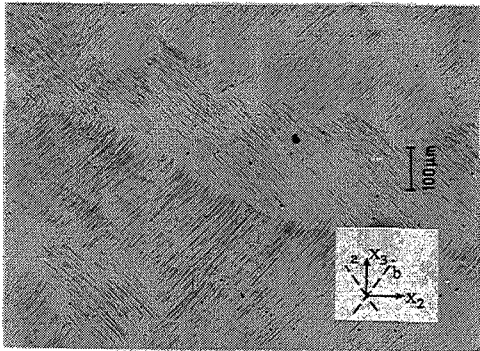
Figure III.10 (b) : Traces des plans de glissement, orientation initiale  $(0 ; 0 ; 0)$  ;  
 (a) face transverse à  $\epsilon = 0,15$  ;  
 (b) à (d) face de compression à  $\epsilon = 0,15 ; 0,30 ; 1$ .



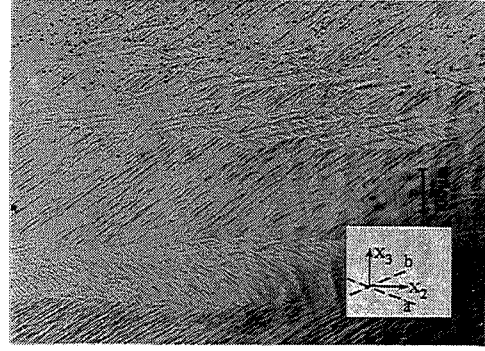
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure III.11 : Traces des plans de glissement, orientation initiale (0 ; 0 ; 45) ;

(a) face de compression à  $\epsilon = 0,5$  ;

(b) à (d) face transverse à  $\epsilon = 0,15$  ;  $0,30$  ;  $1$ .

### III.3.3 - Résultats expérimentaux ( orientations "cube" )

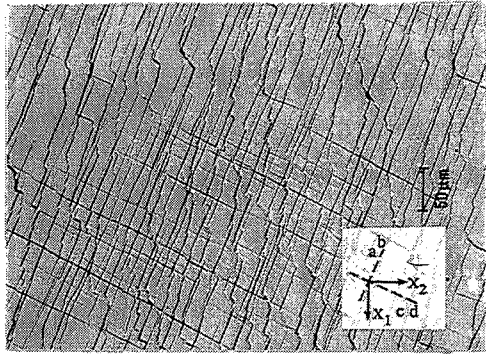
Nous avons testé en compression plane partiellement imposée, et pour des déformations allant jusqu'à 1,5, une quarantaine de cristaux d'orientations initiales (001)[010], (001)[110] et (001)[250]. Les courbes contrainte-déformation pour certains de ces cristaux sont présentées sur la figure III.9. Globalement, pour chaque type d'orientation initiale, tous les cristaux ont un comportement identique. Il est également intéressant de suivre le comportement de ces orientations pour des déformations supérieures à 1,5. Nous avons alors laminé des cristaux après compression plane ( $\epsilon = 1,5$ ), jusqu'à  $\epsilon = 3$ .

L'analyse des micrographies optiques, obtenues pour les différents taux de déformation montre que jusqu'à une certaine déformation critique ( notée  $\epsilon_c$  ), les trois orientations se déforment de manière relativement homogène. Cette homogénéité de déformation se caractérise par une répartition uniforme des systèmes de glissement actifs. Les figures de pôles correspondant à ce stade de la déformation montrent aussi des orientations cristallines uniques. Les déformations critiques, sont de l'ordre de 0,25 à 0,3 pour l'orientation (001)[010], de 0,25 pour (001)[110] et de 0,2 pour (001)[250]. A cette déformation critique, des régions de glissement sur un seul plan apparaissent dans certaines parties de l'échantillon. Pour les déformations supérieures à  $\epsilon_c$ , ces régions envahissent tout l'échantillon.

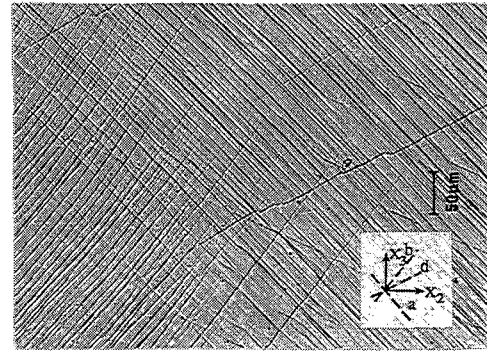
Pour les cristaux d'orientation initiale (001)[010], les premiers stades de glissement hétérogène se produisent sur la face de compression à  $\epsilon = 0,25$ . La décomposition en bandes avec des glissements alternés se termine à  $\epsilon = 0,3$ . Sur la figure III.10 (a), nous présentons les types de bandes développées sur la face de compression, pour des taux de déformation de l'ordre de 1. Ces bandes sont réparties quasi-périodiquement dans la largeur et sont espacées de 30 à 400  $\mu\text{m}$  environ. Les traces des plans de glissement observés sur la face de compression et sur la face transverse ( fig III.10 (b) ), correspondent à des glissements alternés sur des plans (a, b) et (c, d).

Dans le cas des cristaux d'orientation initiale (001)[110], les glissements sont localisés dans les plans a et b. Les traces de plans de glissement observés sur les faces respectivement perpendiculaires aux directions X1 et X3, sont présentées sur la figure III.11. La décomposition en bandes avec des glissements alternés se produit sur la face transverse. Ces bandes sont réparties de façon périodique dans l'épaisseur de l'échantillon. Leurs épaisseurs varient avec le taux de déformation. Elles sont de l'ordre de 10 à 20  $\mu\text{m}$  pour les taux de déformation de l'ordre de 1.

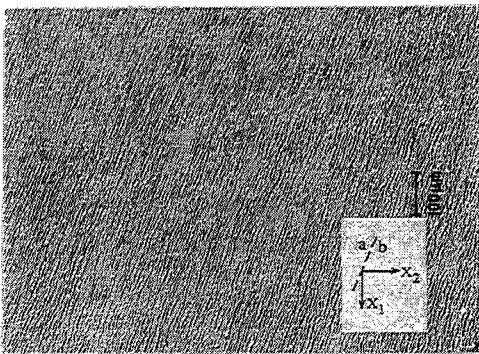




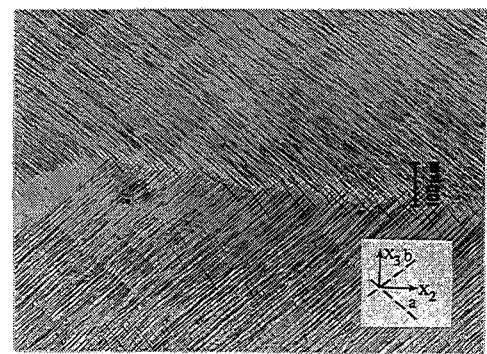
(a)



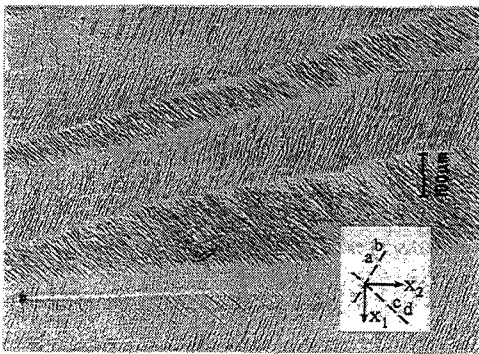
(b)



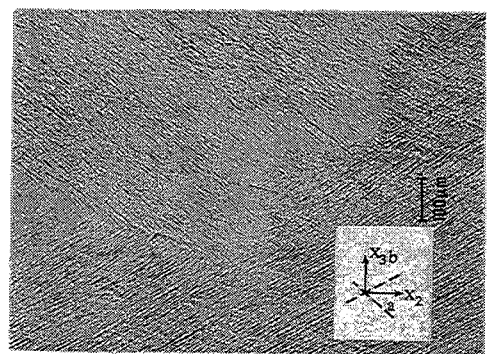
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure III.12 : Traces des plans de glissement, orientation initiale  $(0 ; 0 ; 22,5)$ ;  
 (a), (c) et (e) face de compression à  $\epsilon = 0,15 ; 0,5 ; 1$  ;  
 (b), (d) et (f) face transverse à  $\epsilon = 0,15 ; 0,30 ; 0,75$ .

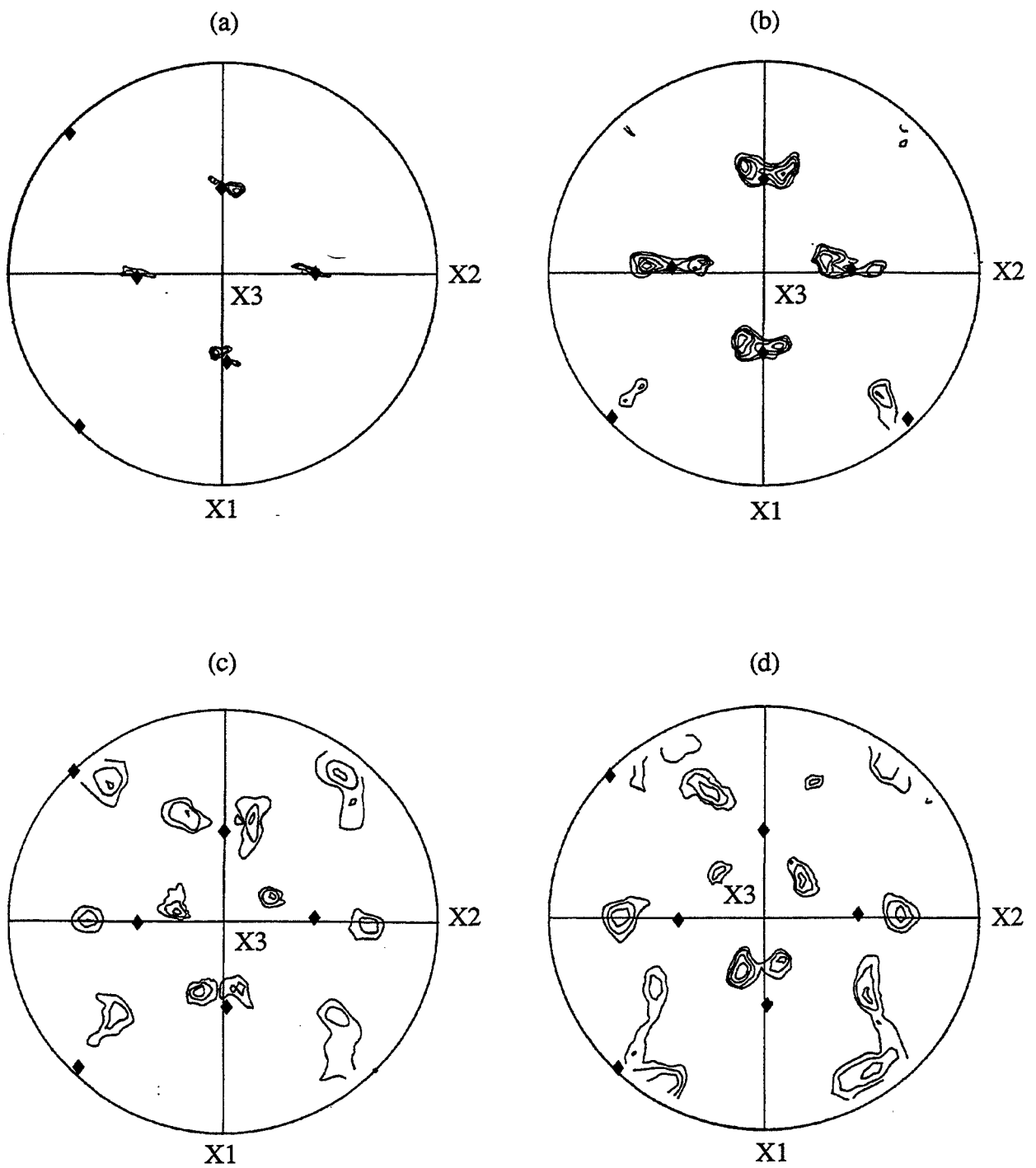


Figure III.13 : Figures des pôles  $\{220\}$  des cristaux  $(001)[010]$  ;

(a)  $\epsilon = 0,3$  ; (b)  $\epsilon = 0,5$  ; (c)  $\epsilon = 1$  ; (d)  $\epsilon = 1,5$  .

◆ indique la position des pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale.

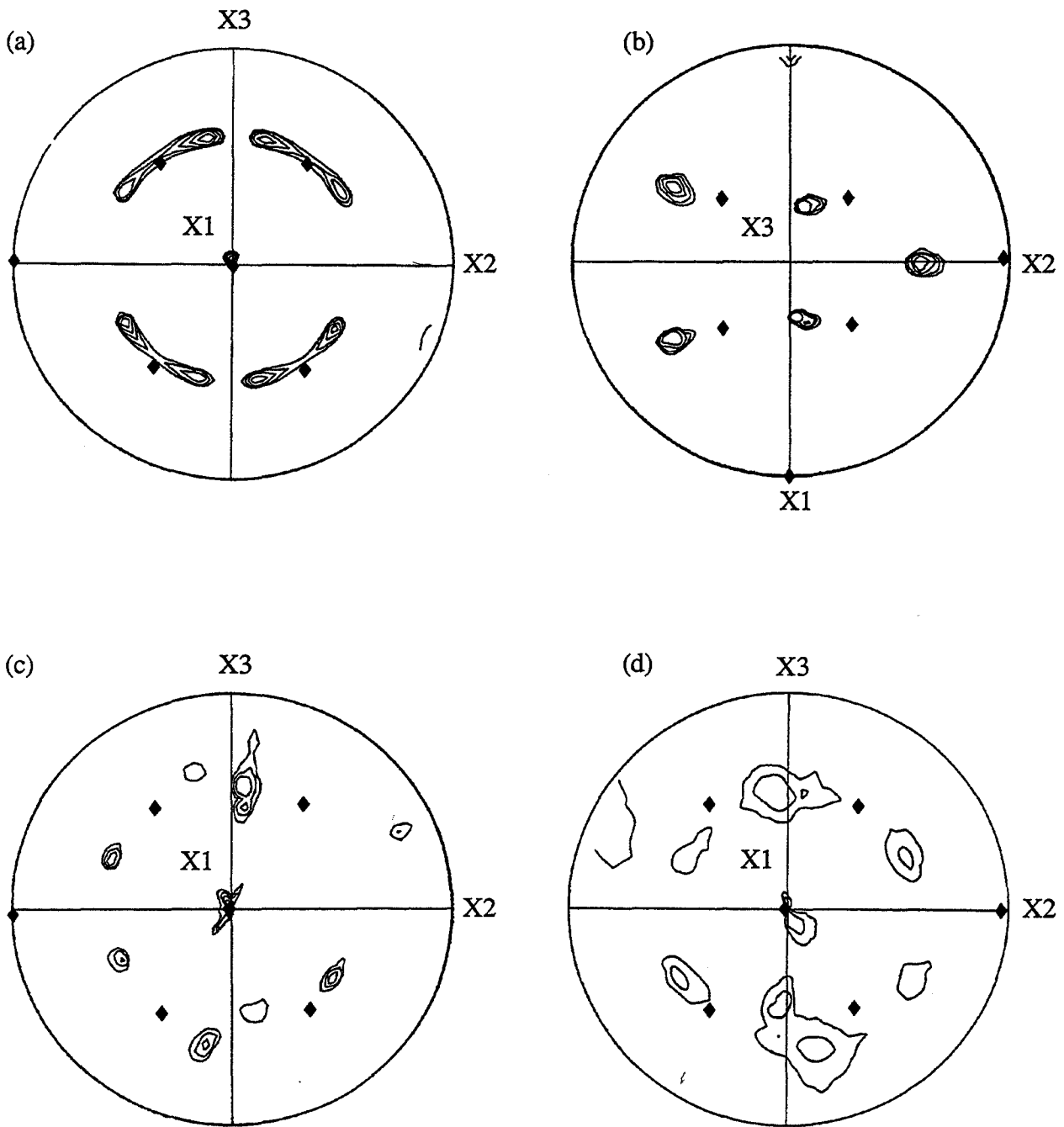


Figure III.14 : Figures des pôles  $\{220\}$  de l'orientation  $(001)[110]$  ;  
 (a)  $\epsilon = 0,5$  ; (b) et (c)  $\epsilon = 0,75$  ; (d)  $\epsilon = 1$ .  
 Les positions des pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale  
 sont indiquées par  $\blacklozenge$  .

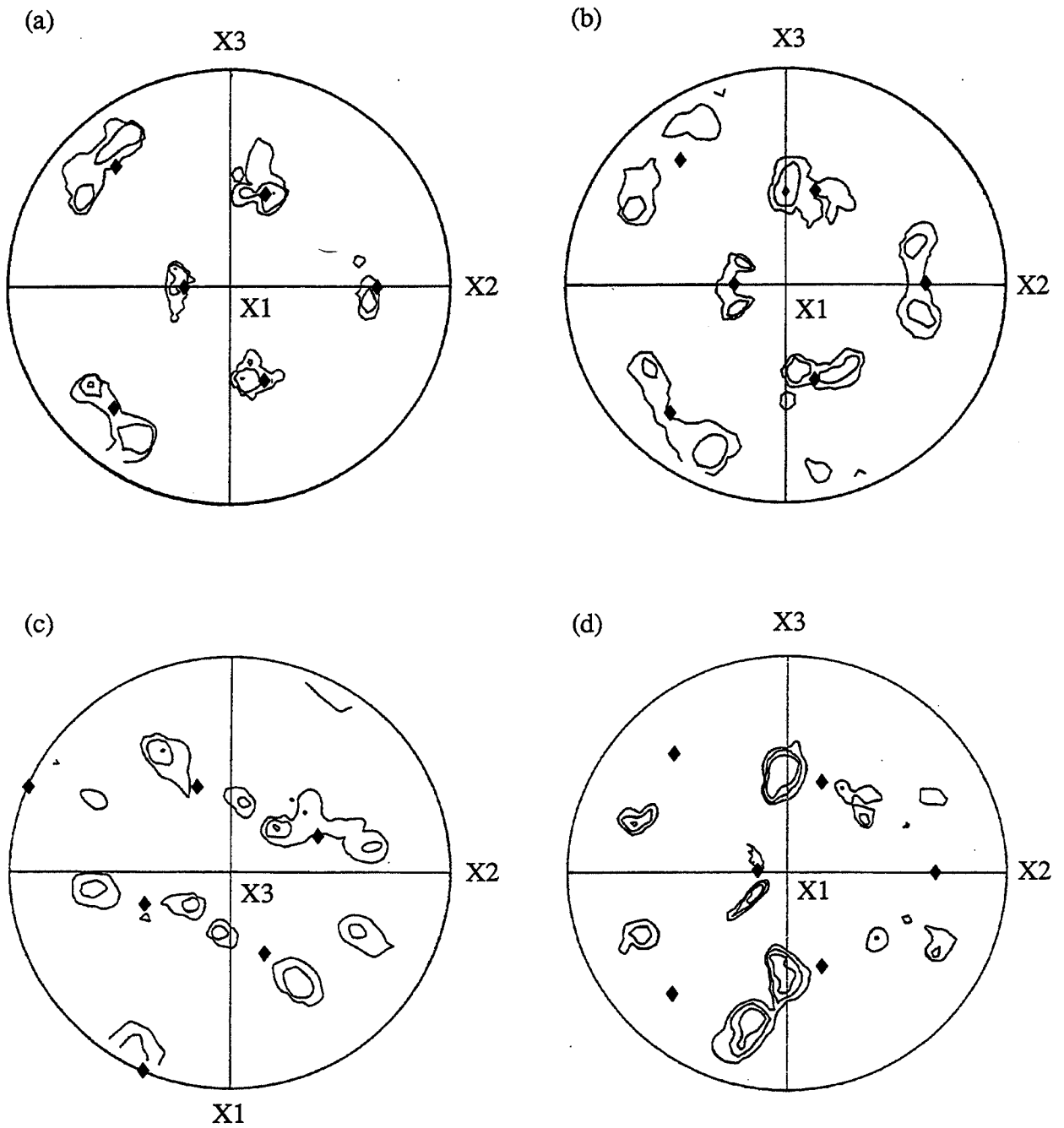


Figure III.15 : Positions des pôles  $\{220\}$  de l'orientation  $(001)[250]$  ;  
 (a)  $\epsilon = 0,3$  ; (b)  $\epsilon = 0,5$  ; (c)  $\epsilon = 0,75$  ; (d)  $\epsilon = 1$ .  
 ♦ positions des pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale.

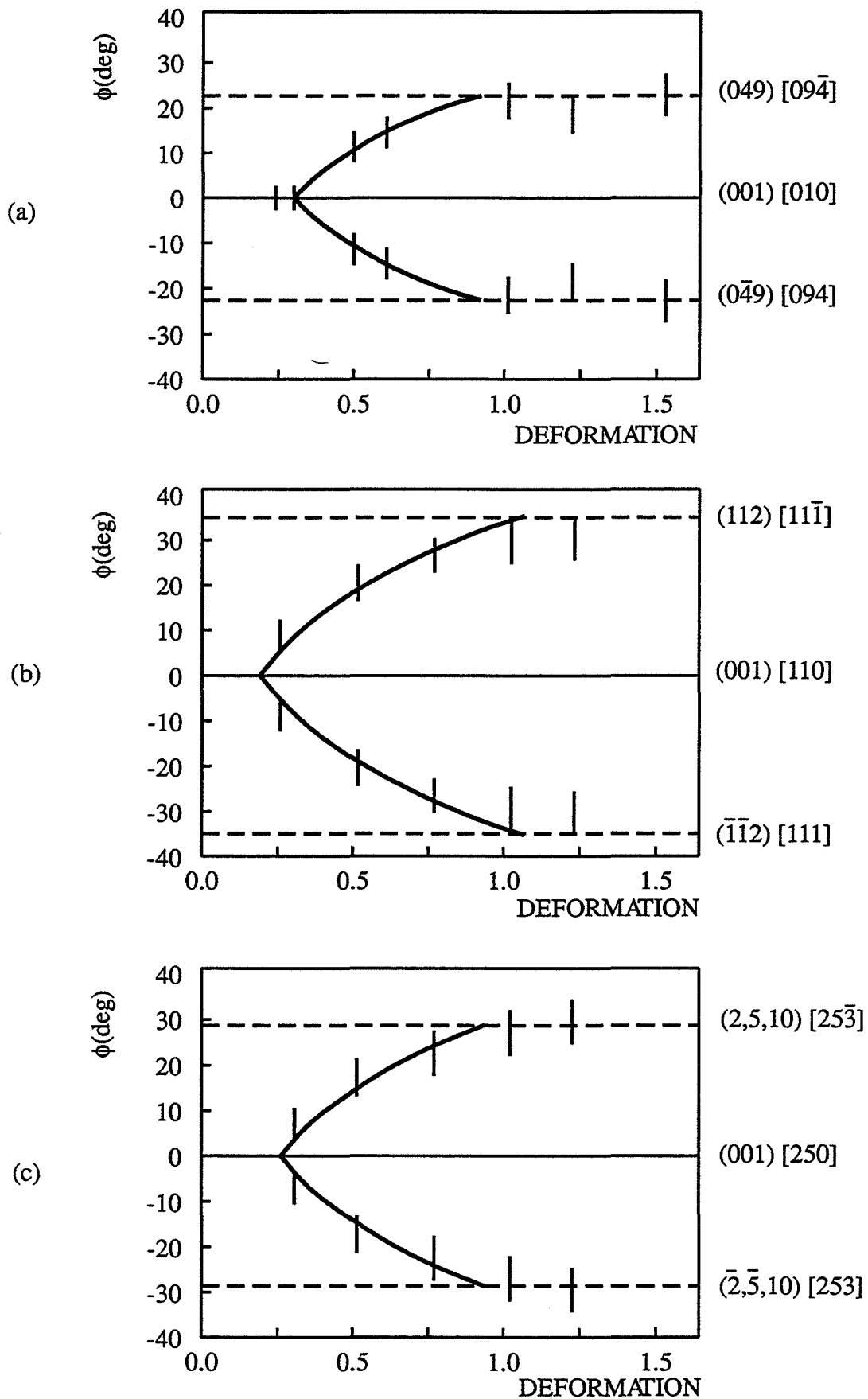


Figure III.16 : Rotations cristallines  $\phi(\epsilon)$  des bandes, dans (a) (001)[010] ;  
 (b) (001)[110] ; (c) (001)[250] ;  
 les barres sont les valeurs moyennes mesurées,  
 les lignes sont les valeurs calculées.

En ce qui concerne l'orientation (001)[250], nous pouvons définir 3 stades ( fig III.12 ). D'abord à  $\epsilon < 0,25$  , on est en présence d'une déformation relativement homogène. Puis pour  $\epsilon$  compris entre 0,25 et 0,9, nous avons formation de bandes dans l'épaisseur de l'échantillon. A ce stade, la décomposition sur la face transverse se caractérise par la formation dans l'épaisseur de deux régions séparées par une zone de transition située en grande partie au milieu de cette face. Notons tout de même que la zone de transition peut présenter une forte courbure dans certaines régions de la face transverse, et de ce fait peut déboucher sur les faces perpendiculaires à X3. Enfin, à  $\epsilon > 0,9$  , nous avons formation de bandes dans la largeur et l'épaisseur de l'échantillon.

Sur les figures III.13, III.14 et III.15, nous présentons les figures des pôles expérimentales obtenues pour les trois orientations à différents taux de déformation. Ces figures montrent qu'à la déformation critique  $\epsilon_c$ , les cristaux se décomposent en deux orientations différentes. Pour des déformations supérieures à  $\epsilon_c$ , une caractéristique de ces figures des pôles est la séparation rapide des pôles {220} par des rotations de signe opposé autour de X1 ( fig III.13 par exemple ). Dans le cas de l'orientation initiale (001)[110], une figure des pôles sur la face de compression ( fig III.14 (b) ), révèle la présence d'une seule composante. Ceci est en accord avec notre analyse qui prévoit une décomposition en bandes de déformation dans l'épaisseur. Une figure de pôles sur la tranche ( fig III.14 (c) ), illustre bien la décomposition autour de X1. Pour l'orientation intermédiaire (001)[250], on constate également des rotations de sens opposé autour de X1 ( fig III.15 (a), (b) et (c) ), visualisées sur les figures des pôles réalisées sur la tranche. De plus sur la face de compression à une déformation  $\epsilon = 0,75$  ( fig III 15 (c) ), on remarque une décomposition bien qu'on ne détecte pas de bandes sur cette face à  $\epsilon < 0,9$ . Ceci résulte du fait qu'une zone de transition, normalement dans l'épaisseur, débouche sur la face de compression ( fig III.12 (f) ).

Les orientations principales ( en indices de Miller ), des cristaux d'orientations initiales (001)[010], (001)[110] et (001)[250], sont rassemblées dans l'annexe 2. Sur les figures III.16 (a), III.16 (b) et III.16 (c), nous avons reporté les valeurs moyennes mesurées des rotations autour de la direction transverse X1 (  $\varphi$  ), en fonction de la déformation. Nous constatons qu'il y a un bon accord entre les valeurs déduites des solutions analytiques obtenues et les mesures expérimentales de  $\varphi$  .

L'évolution du facteur de Taylor d'après notre analyse des trois orientations, en fonction de la déformation, est donnée sur la figure III.17. Rappelons que le facteur de Taylor M est définie comme le rapport de la contrainte normale de compression appliquée et de la cisssion critique sur les systèmes de glissement actifs ;  $M = |\sigma_{33}| / \tau_c$  . La figure III.17, indique

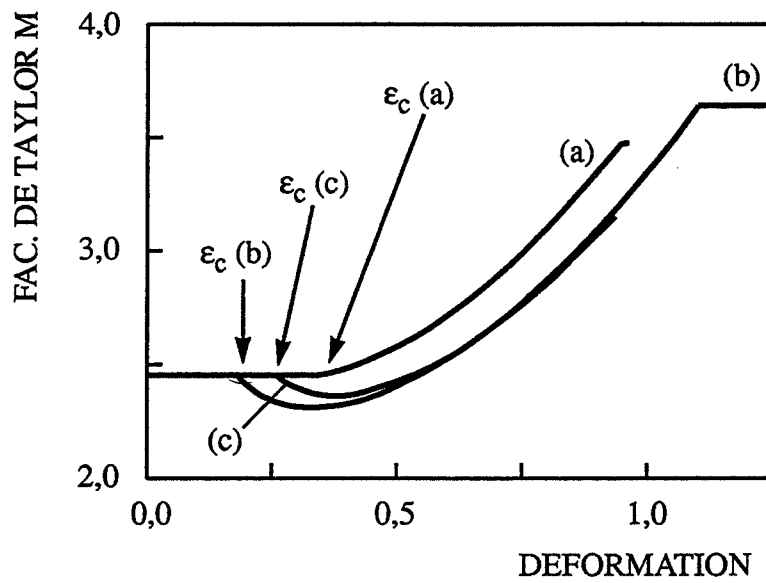


Figure III.17 : Evolution du facteur de Taylor M : (a) (001)[010], (b) (001)[110], (c) (001)[250].

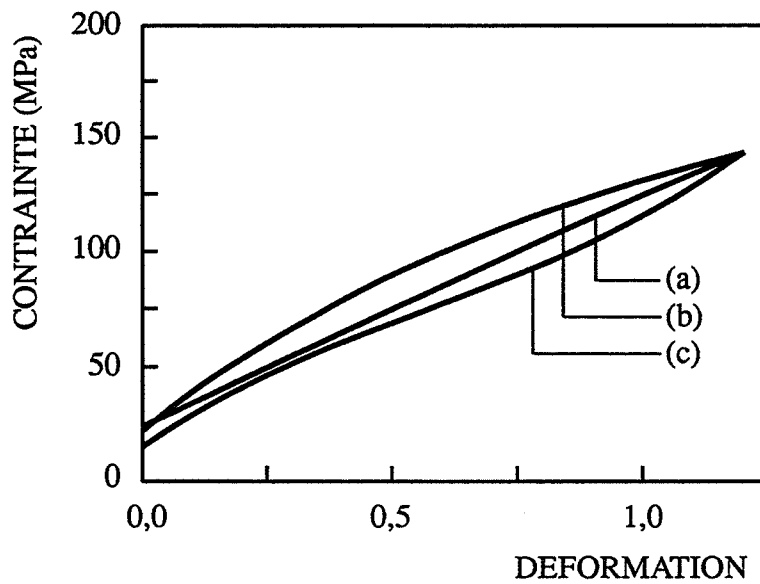


Figure III.18 : Courbes  $\sigma(\epsilon)$  de cristaux d'orientations : (a) (001)[010], (b) (001)[110], (c) (001)[250].

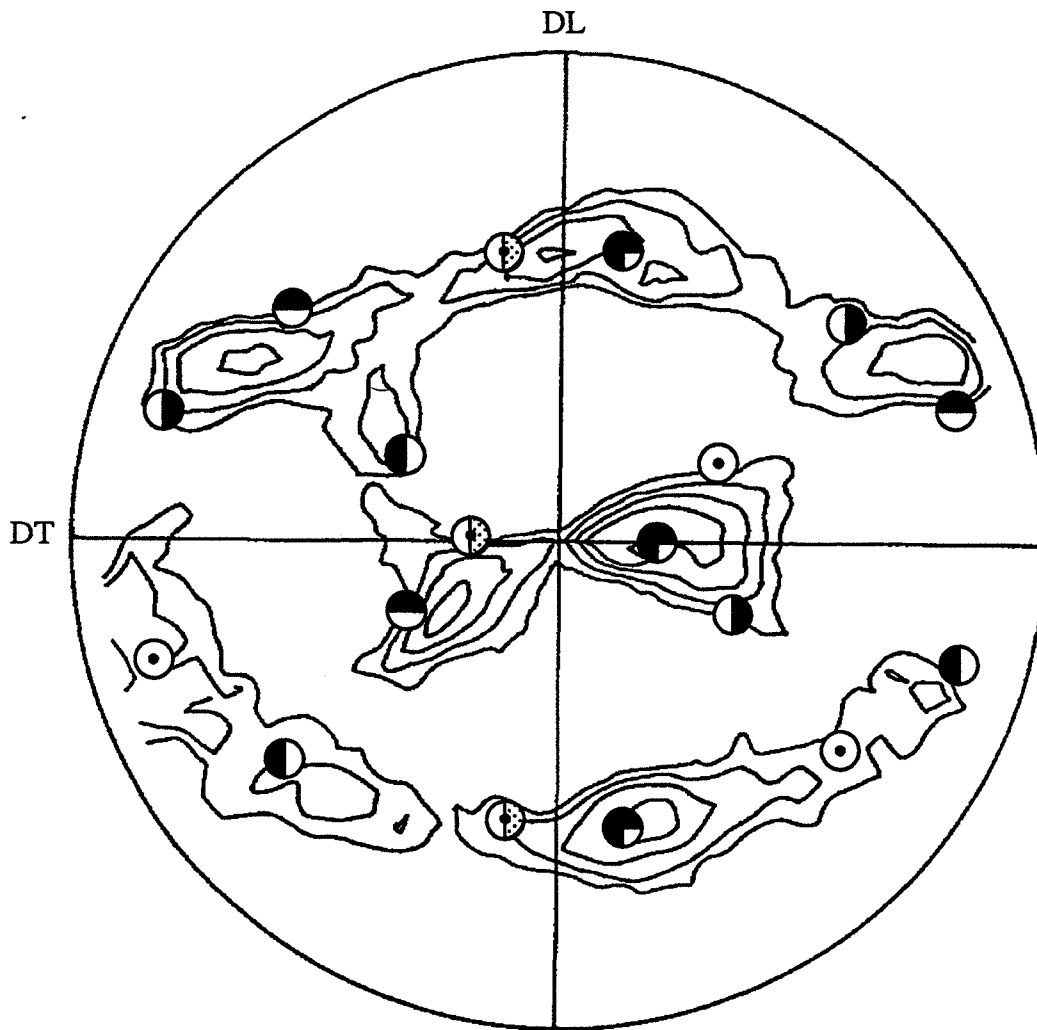


Figure III.19 : Figures des pôles  $\{220\}$  d'un monocristal d'orientation initiale  $(001)[010]$  laminé à 95% de réduction ;  $\odot$   $\ominus$   $\omin�$   $\otimes$  indiquent les positions des pôles  $\{220\}$  des 4 composantes complémentaires  $S_1 \{124\} \langle 211 \rangle$ .

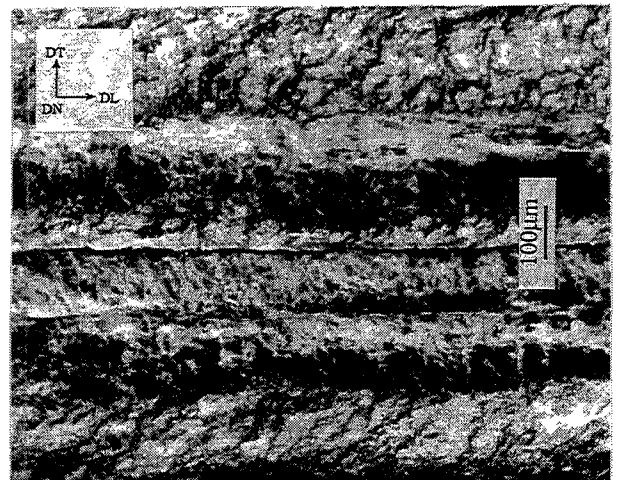
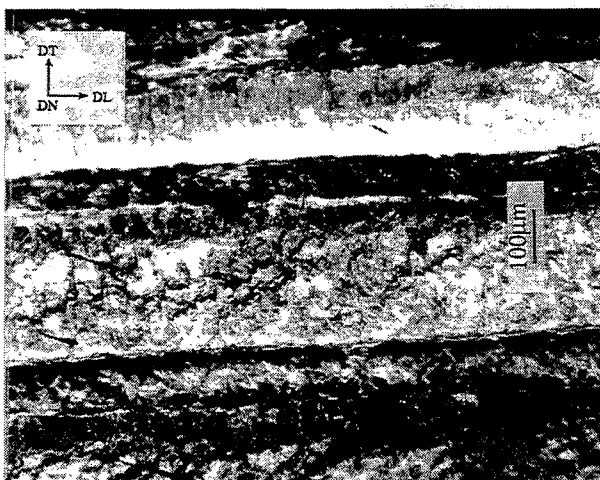


Figure III.20 : Forme des bandes dans un cristal d'orientation initiale  $(001)[010]$  laminé à 95% de réduction, micrographies obtenues après oxydation anodique.



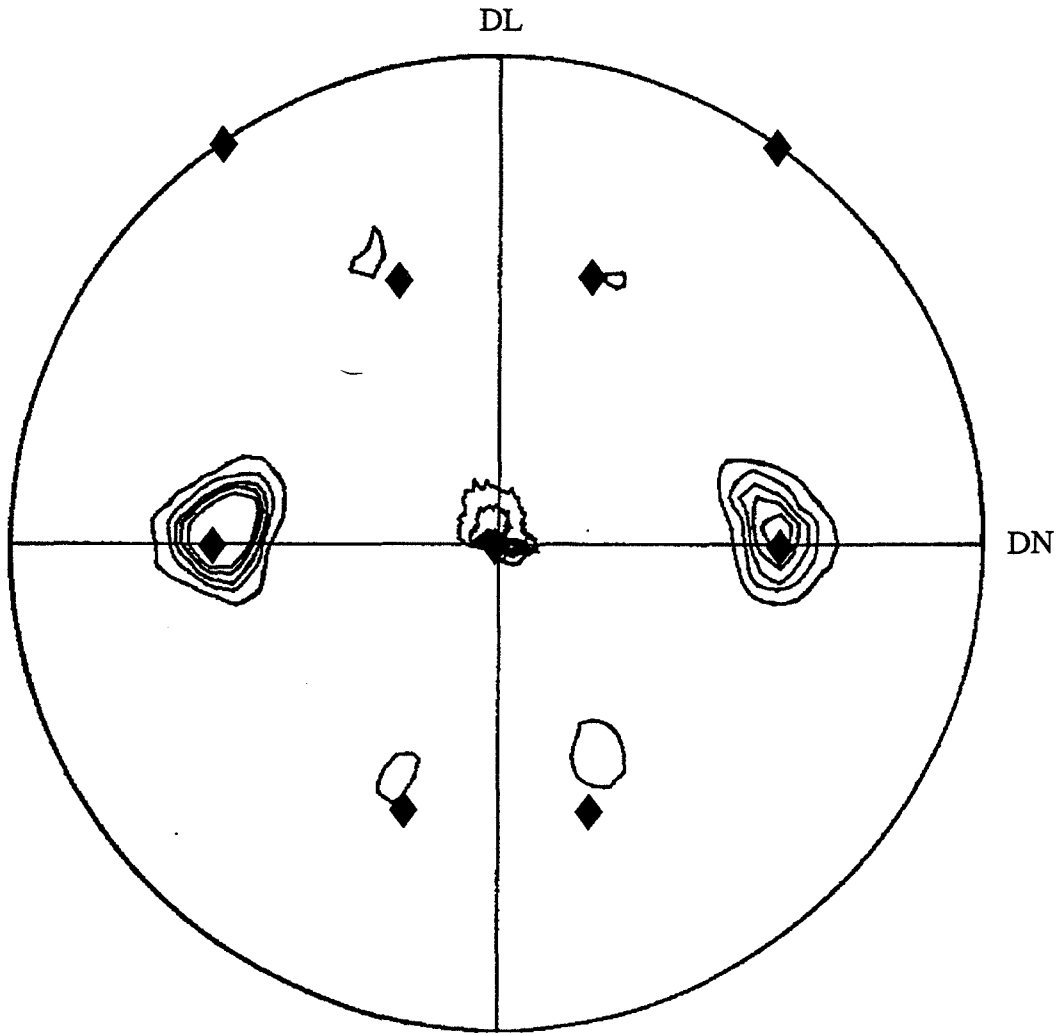
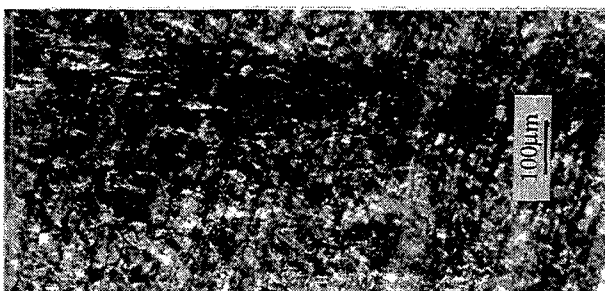
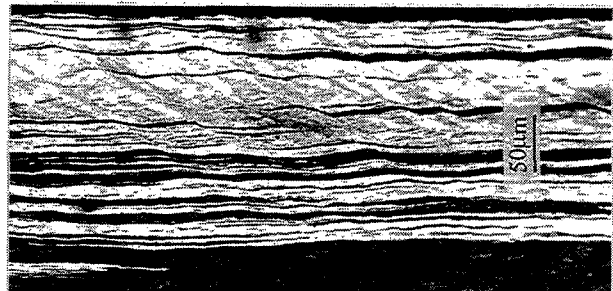
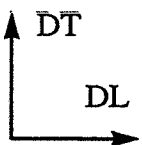


Figure III.21 : Figure des pôles  $\{220\}$ , cristal  $(001)[110]$  laminé à 95% de réduction.

◆ positions des pôles  $\{220\}$  de deux composantes Cuivre  $\{112\}<111>$ .



(a)



(b)

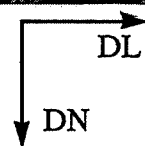


Figure III.22 : Répartition des bandes dans l'épaisseur ; monocristal d'orientation initiale  $(001)[110]$  laminé à 95% de réduction : (a) face de compression ; (b) face transverse ; micrographies obtenues après oxydation anodique.

que les valeurs de  $M$  associées aux trois orientations, sont sensiblement les mêmes ( la différence n'excède pas 10 % ). De même, la comparaison entre les courbes  $\sigma(\epsilon)$ , dont une synthèse pour les trois orientations est présentée sur la figure III.18, montre qu'il n'y a pas de différence marquée.

Notons toutefois que le comportement des cristaux, d'orientations initiales proches du cube, peut être légèrement plus complexe qu'une simple décomposition autour de la direction transverse [100]. En effet, pour les déformations homogènes ( $\epsilon < \epsilon_c$ ), nous avons constaté une faible rotation, reproductible et négative, autour de la direction d'allongement X2. Durant le stade des déformations hétérogènes, la direction d'allongement X2 reste près de [100], mais le cristal se décompose par des rotations autour de X1 en deux composantes complémentaires, d'orientations proches de  $\{012\}\langle 021\rangle$  à  $\epsilon \approx 1$ . Pour des déformations supérieures, les deux types de bandes continuent à s'éloigner de la ligne symétrique  $[0\bar{1}0]$ -[010] par une faible rotation autour de la direction X2. Cette rotation semble être favorisée au départ par l'écart entre l'orientation initiale et la ligne symétrique. A  $\epsilon \geq 1$ , cette rotation autour de X2, s'accélère probablement en raison de l'activation de systèmes de glissement autres que les systèmes initialement actifs dans les bandes ( $a_1, b_1, c_1$  ou  $d_1$ ). Les expériences de laminage après compression plane de ces cristaux, montrent que les deux composantes complémentaires  $\{049\}\langle 094\rangle$ , sont instables. Elles développent 4 composantes d'orientation proche de  $S_1 \{124\}\langle 211\rangle$ . Ceci est bien illustré par la figure III.19, où nous avons reporté la figure des pôles  $\{220\}$  obtenue après laminage à 95 % de réduction. Les micrographies optiques ( fig III.20 ), confirment bien cette décomposition en bandes réparties périodiquement dans la largeur et espacées d'environ 50 à 400  $\mu\text{m}$ .

Pour les cristaux d'orientation initiale (001)[110], les résultats expérimentaux montrent une décomposition rapide autour de la direction transverse X1. L'orientation (001)[110] continue à se décomposer jusqu'à l'établissement de deux composantes complémentaires d'orientations  $\{112\}\langle 111\rangle$ , pour des déformations de l'ordre de 1. La stabilité de ces deux composantes Cuivre est confirmée par laminage après compression plane jusqu'à 95 % de réduction. Les résultats obtenus sont présentés respectivement sur les figures III.21 et III.22, sous forme de figures des pôles et de micrographies optique. La répartition des bandes dans l'épaisseur de l'échantillon est toujours la même. Par contre, leurs épaisseurs après 95 % de réduction varient de 1 à 20  $\mu\text{m}$ .

Enfin pour les cristaux d'orientation initiale (001)[250], nous constatons également une décomposition autour de X1 en deux composantes complémentaires  $\{2,5,10\}\langle 253\rangle$ , atteinte après une déformation de 0,9. Ces deux composantes ne sont pas stables. Les rotations autour de X1 continuent du moins jusqu'à  $\epsilon = 1,2$  ( voir figures III.15 et III.16 (c) ).

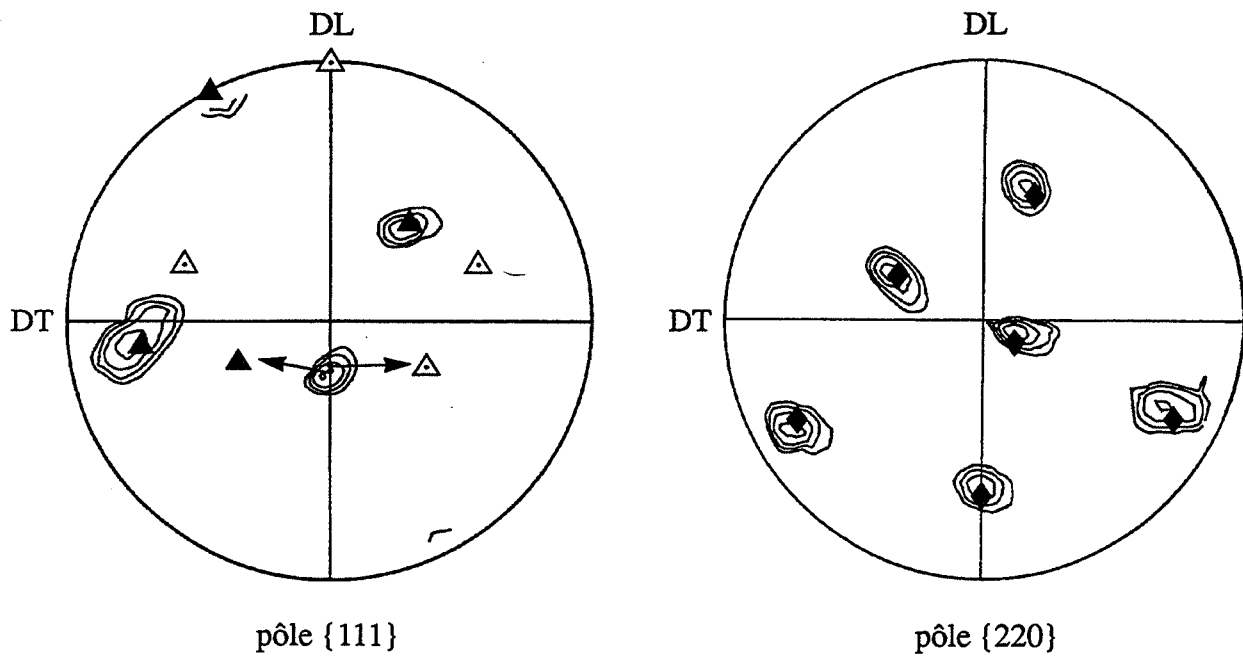
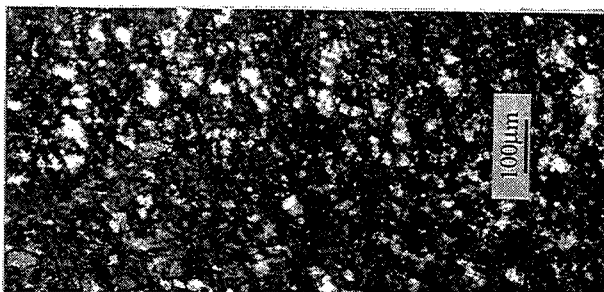


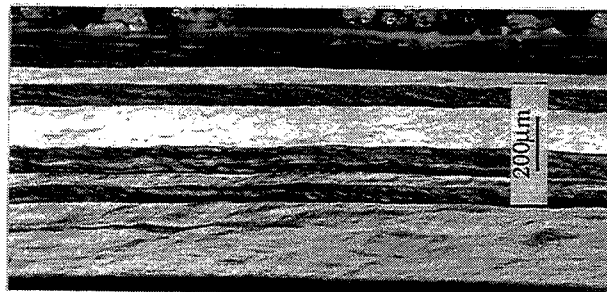
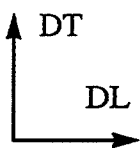
Figure III.23 : Monocristal d'orientation initiale (001)[250] laminé à 95% de réduction.

▲ ◆ indiquent respectivement les positions des pôles {111} et {220} d'une composante  $S_2\{123\}\langle 412\rangle$ .

△ indique la position des pôles {111} d'une composante  $Cu\{112\}\langle 111\rangle$ .



(a)



(b)

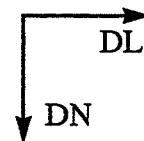


Figure III.24 : Bandes formés dans l'épaisseur, cristal (001)[250] laminé à 95% de réduction ; (a) face de compression ; (b) face transverse ; micrographies obtenues après oxydation anodique.

Théoriquement, au delà de 0,9 les systèmes de glissement  $a_1$  et  $b_1$  ne sont plus critiques (fig III.8), et ils font place aux systèmes -  $c_3$  et -  $d_3$ , dont l'activation ( ajoutée à celle des systèmes -  $a_2$  et -  $b_2$  ), explique bien l'apparition des bandes avec glissements alternées sur la face de compression ( fig III.12 ). Le laminage à 95 % de réduction, après compression plane montre que les deux composantes complémentaires proches de  $\{124\}\langle 253\rangle$ , se transforment en composantes proches de l'orientation  $S_2$   $\{123\}\langle 412\rangle$ . Les figures des pôles  $\{220\}$  et  $\{111\}$ , obtenue sur la face de compression ( fig III.23 ), n'indique qu'une seule composante. Les bandes développées à 95 % de réduction sont empilées dans l'épaisseur de l'échantillon comme le montre la figure III.24. La largeur des bandes développées peut avoir des valeurs comprises entre 40 et 200  $\mu\text{m}$ .

Les résultats expérimentaux, montrent que les principales caractéristiques de toutes nos expériences pour des déformations variant de 0,3 à 1,2 , sont des rotations importantes de signe contraire autour de la direction transverse. Comme nous l'avons indiqué précédemment, les hétérogénéités de déformation dans les orientations étudiées se caractérisent par une répartition spatiale non uniforme des systèmes de glissement. Afin de mieux comprendre ces hétérogénéités, nous allons examiner le choix des systèmes de glissement et les modes de déformation qui conduisent à ce comportement.

### III.3.4 - Sélection locale des systèmes de glissement

Pour les faibles déformations (  $< \epsilon_c$  ), les trois orientations se déforment de manière relativement homogène par l'activation de tous les systèmes de glissement ( voir figures III.10 (b), III.11 et III.12 ), qui accommodent la déformation. La décomposition en bandes après  $\epsilon_c$  se caractérise par une répartition spatiale hétérogène des systèmes de glissement. Cette décomposition se traduit ultérieurement par de grandes rotations autour de la direction transverse. A partir de ces constatations, il est raisonnable de considérer que la répartition spatiale et le choix des systèmes de glissement ont tendance à minimiser les fortes interactions entre les dislocations ainsi que les incompatibilités des vitesses de déformation.

#### III.3.4.1 - Orientation (0 ; $\varphi$ ; 45)

Pour cette orientation, 4 systèmes de glissement accommodent la vitesse normale de déformation imposée. La sélection des systèmes se fait à partir d'une combinaison de ces quatre systèmes. Les types d'interactions entre les dislocations pour ces systèmes sont décrites par la matrice symétrique suivante :



	a <sub>1</sub>	- a <sub>2</sub>	b <sub>1</sub>	- b <sub>2</sub>
a <sub>1</sub>	AE	CP	BH	LC
- a <sub>2</sub>		AE	LC	BH
b <sub>1</sub>			AE	CP
- b <sub>2</sub>				AE

où AE ( auto-écrouissage ), indique l'interaction entre deux dislocations appartenant aux mêmes systèmes, CP ( coplanaire ), décrit l'interaction entre deux systèmes de même plan, BH ( barrière de Hirth ), l'interaction entre deux systèmes de plans différents et de directions orthogonale et LC, l'interaction entre deux systèmes dont l'association va créer une barrière de Lomer-Cottrell. Les interactions fortes, à savoir LC, se produisent entre les dislocations des systèmes a<sub>1</sub> et - b<sub>2</sub> d'une part, et - a<sub>2</sub> et b<sub>1</sub> d'autre part, ( voir par exemple Franciosi et *al.*, 1980 et, Franciosi et Zaoui, 1982 (A) ). Aussi une configuration possible du cristal, est la séparation en bandes avec des glissements alternés sur les deux systèmes a ( a<sub>1</sub>, et - a<sub>2</sub>, dans la bande A ) et les deux systèmes b ( b<sub>1</sub> et - b<sub>2</sub> dans la bande B ). Avec cette solution de double glissement dans chaque bande, l'intégration des relations  $\dot{\gamma}_1$  (  $\dot{\epsilon}$  ) ( équation III.26 ), conduit aux relations entre l'angle de rotation dans chaque bande et la vitesse de déformation normale imposée, soit :

$$\cos (2 \varphi) - 2 \sqrt{2} \sin (2 \varphi) + 3 = 4 \exp \left\{ -2 \left( \epsilon - \epsilon_c \right) \right\}$$

avec des glissements sur a<sub>1</sub> et - a<sub>2</sub>, et (III.29)

$$\cos (2 \varphi) + 2 \sqrt{2} \sin (2 \varphi) + 3 = 4 \exp \left\{ -2 \left( \epsilon - \epsilon_c \right) \right\}$$

avec des glissements sur b<sub>1</sub> et - b<sub>2</sub>.

Ces relations sont reportées graphiquement sur la figure III.16 (b), laquelle montre que les mesures expérimentales concordent avec les prévisions théoriques. Notons que, pour cette orientation, nos résultats sont en bon accord avec les résultats de Becker, Butler, Hu et Lalli ( 1991 ).

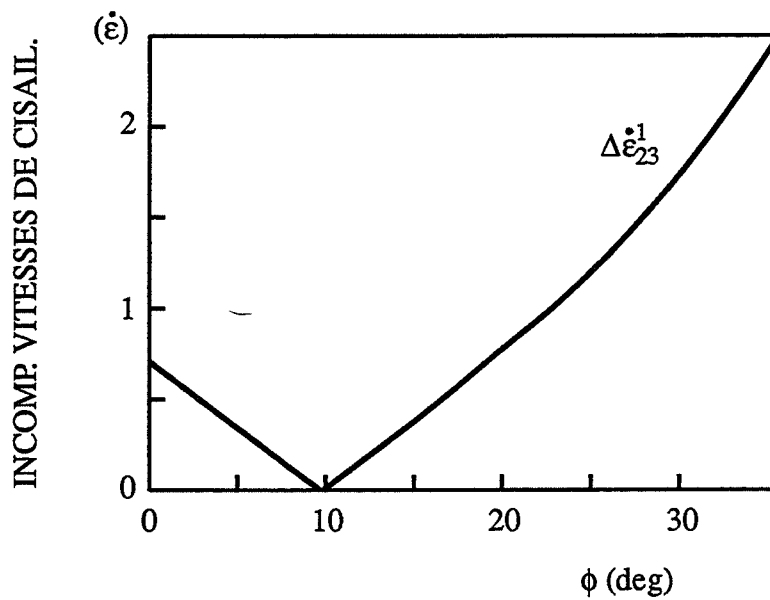


Figure III.25 : Incompatibilités des vitesses de cisaillement pour un mode de glissement double dans les bandes ;  $\Delta \dot{\epsilon}_{12}^1 = \Delta \dot{\epsilon}_{13}^1 = 0$ . Orientation initiale (001)[110].

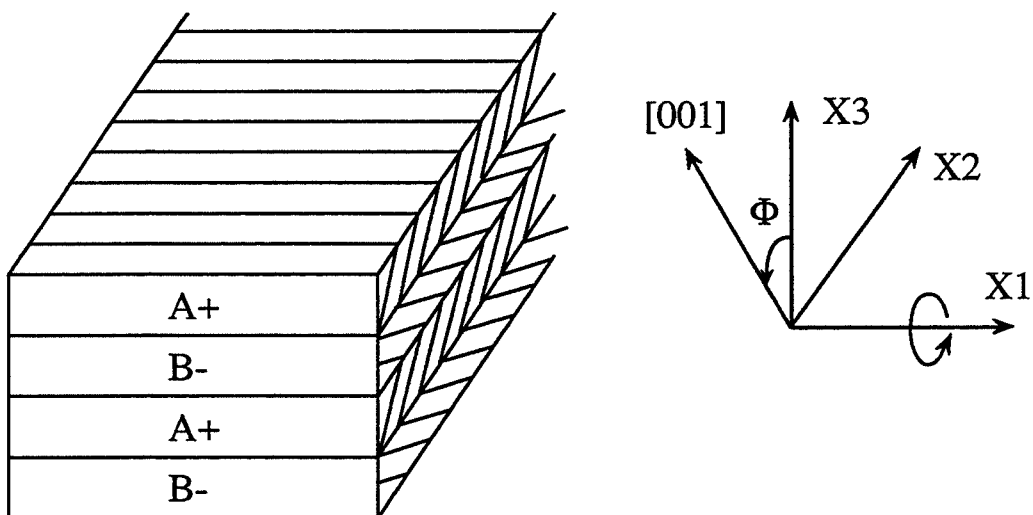


Figure III.26 : Diagramme schématique des bandes de déformation formées dans les cristaux d'orientation initiale (001)[110] ; orientation (0 ;  $\phi$  ; 45).

Pour calculer les rotations cristallines dans les bandes, nous avons supposé que les vitesses de glissement des systèmes actifs dans chaque bande sont identiques. Cette égalité est favorisée par les incompatibilités des vitesses de cisaillement entre les bandes  $\Delta\dot{\epsilon}_{ij}^1$ , fonctions des rapports  $(\dot{\gamma}_{a_1} / \dot{\gamma}_{a_2})$  et  $(\dot{\gamma}_{b_1} / \dot{\gamma}_{b_2})$ . Quand ces rapports sont égaux à 1, les vitesses de cisaillement  $\dot{\epsilon}_{13}$  et  $\dot{\epsilon}_{12}$  sont nulles, ce qui est compatible avec le fait que les bandes sont empilées dans l'épaisseur dans le sens de X3. De plus, si l'on suppose que les vitesses de glissement dans une bande sont différentes, on peut montrer facilement à partir des équations III.22 que  $\dot{\epsilon}_3$  est différent de zéro, en contradiction avec les résultats expérimentaux.

En prenant  $\varphi$  positif, les incompatibilités de cisaillement sont données par :

$$\begin{aligned} \Delta\dot{\epsilon}_{12}^1 &= \Delta\dot{\epsilon}_{13}^1 = 0 \\ \Delta\dot{\epsilon}_{23}^1 &= 2\sqrt{2} \frac{2\sqrt{2} \sin(2\varphi) - \cos(2\varphi)}{4 \cos(2\varphi) + \sqrt{2} \sin(2\varphi)} \dot{\epsilon} \end{aligned} \quad \text{(III.30)}$$

Dans la figure III.25, nous présentons graphiquement la relation  $\Delta\dot{\epsilon}_{23}^1(\varphi)$ . Comme nous l'avons suggéré dans le paragraphe III.3.1, de grandes incompatibilités  $\Delta\dot{\epsilon}_{23}^1$  peuvent être accommodées par la formation dans l'épaisseur de bandes alternées A et B parallèles au plan de compression. La microstructure qui en résulte est illustrée sur la figure III.26. A et B indiquent les types de bandes, + et -, le signe de la rotation du réseau cristallin autour de X1 et les traces des plans de glissement sont dessinées sur la face de compression et sur la face transverse. Ce schéma est conforme à nos observations expérimentales.

#### III.3.4.2 - Orientation (0 ; $\varphi$ ; 22,5)

Pour des taux de déformation supérieurs à  $\epsilon_c$ , les systèmes à l'état critique sont les mêmes que pour l'orientation (0 ;  $\varphi$  ; 45). Aussi, le même type de raisonnement concernant les interactions entre les dislocations pour ces systèmes, permet d'expliquer la séparation entre deux régions avec des glissements sur les deux systèmes (a) d'une part et des glissements sur les deux systèmes (b) d'autre part. De même, l'intégration des équations III.28, permet d'avoir les relations  $\varphi(\epsilon)$  pour chaque région, soit :

$$10 \cos(2\varphi) - 7\sqrt{29} \sin(2\varphi) + 39 = 49 \exp\{-2(\epsilon - \epsilon_c)\}$$



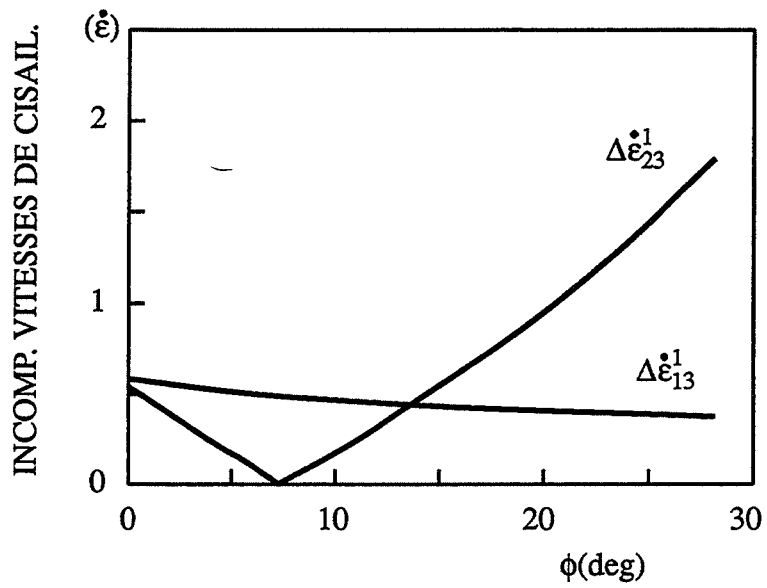


Figure III.27 : Incompatibilités des vitesses de cisaillement pour un mode de glissement double dans les bandes ;  $\Delta \dot{\epsilon}_{12}^1 = 0$ . Orientation initiale (001)[250].

avec des glissements sur  $a_1$  et  $-a_2$ , et (III.31)

$$10 \cos (2 \varphi) + 7 \sqrt{29} \sin (2 \varphi) + 39 = 49 \exp \left\{ -2 \left( \varepsilon - \varepsilon_c \right) \right\}$$

avec des glissements sur  $b_1$  et  $-b_2$ .

Les rotations théoriques  $\varphi$  sont tracées en fonction de  $\varepsilon$  sur la figure III.16 (c). Les prévisions théorique déduites sont en bon accord avec les mesures expérimentales de  $\varphi$ .

Le calcul des incompatibilités de cisaillement résultant des hétérogénéités de déformation donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \Delta \dot{\varepsilon}_{12}^{\cdot 1} &= 0 \\ \Delta \dot{\varepsilon}_{13}^{\cdot 1} &= \frac{-21 \cos (\varphi) + 3 \sqrt{29} \sin (\varphi)}{7 \sqrt{29} \cos (2 \varphi) + 10 \sin (2 \varphi)} \\ \Delta \dot{\varepsilon}_{23}^{\cdot 1} &= \frac{-20 \cos (2 \varphi) + 14 \sqrt{29} \sin (2 \varphi)}{7 \sqrt{29} \cos (2 \varphi) + 10 \sin (2 \varphi)} \end{aligned} \quad \text{(III.32)}$$

avec  $\varphi$  positif.

Dans la figure III.27, nous présentons les incompatibilités des vitesses de cisaillement  $\Delta \dot{\varepsilon}_{13}^{\cdot 1}$  et  $\Delta \dot{\varepsilon}_{23}^{\cdot 1}$  en fonction de l'angle  $\varphi$ . Les grandes incompatibilités de cisaillements locaux sont associées à  $\Delta \dot{\varepsilon}_{23}^{\cdot 1}$ . Ceci suggère que les bandes s'empilent dans l'épaisseur comme dans le cas de l'orientation (001)[110]. Mais ici, les observations expérimentales montrent que le cristal se scinde pratiquement en deux bandes parallèles au plan de compression. Néanmoins, cette configuration permet d'accommoder de grandes incompatibilités  $\Delta \dot{\varepsilon}_{23}^{\cdot 1}$ .

#### III.3.4.3 - Orientation (0 ; $\varphi$ ; 0)

Les figures de pôles (fig III.13 ), montrent clairement que l'orientation cube se décompose en deux orientations symétriques. La décomposition après la déformation critique se traduit par la formation, dans la largeur, de deux types de bandes. Une bande avec des traces de glissement parallèles à  $a$  et  $b$ , et l'autre bande avec des traces de glissement parallèles à  $c$  et  $d$ . Ceci suggère une corrélation directe entre les deux orientations et les deux bandes, c'est-à-dire,



glissement sur  $a_1 + b_1$  dans une bande et sur  $c_1 + d_1$  dans l'autre. Or, l'analyse des rotations ( équation III.25 ), révèle que cela est impossible. En effet, les rotations positives sont liées aux glissements sur  $a_1$  et  $c_1$ , et les rotations négatives sont liées aux glissements sur  $b_1$  et  $d_1$ . Une combinaison  $a_1 + b_1$  avec des vitesses de glissement identiques dans une bande, conduit nécessairement à des rotations nulles du réseau cristallin. Mais, les mesures expérimentales des rotations cristallines correspondent aux plus grandes valeurs possibles de  $\dot{\gamma}_1$ . Aussi, nous proposons que les bandes de déformation développées dans l'orientation cube sont en fait des régions de glissement simple sur  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$  et  $d_1$ . Par conséquent, 4 bandes que nous noterons A, B, C, D sont présentes. Dans ces conditions, la relation III.25, entre la vitesse de déformation et la vitesse de rotation du réseau cristallin devient :

$$\dot{\gamma}_1 = \frac{(1 - \sin(2\varphi))}{\cos(2\varphi)} \dot{\epsilon} \quad \text{avec des glissements sur } a_1 \text{ ou } c_1 \quad (\text{III.33})$$

$$\dot{\gamma}_1 = \frac{-(1 + \sin(2\varphi))}{\cos(2\varphi)} \dot{\epsilon} \quad \text{avec des glissements sur } b_1 \text{ ou } d_1$$

et par intégration, la variation de  $\varphi$  en fonction de la déformation est donnée par :

$$2\varphi = \arcsin[1 - \exp\{-2(\epsilon - \epsilon_c)\}] \quad \text{pour des glissements sur } a_1 \text{ ou } c_1 \quad (\text{III.34})$$

$$2\varphi = \arcsin(-[1 - \exp\{-2(\epsilon - \epsilon_c)\}]) \quad \text{pour des glissements sur } b_1 \text{ ou } d_1$$

Sur la figure III.16 (a), nous avons reporté ces relations  $\varphi(\epsilon)$ . La comparaison avec les mesures expérimentales montre que l'accord est très satisfaisant.

Les types d'interactions des dislocations pour les 4 systèmes actifs sont décrits par la matrice symétrique suivante :



	a <sub>1</sub>	b <sub>1</sub>	c <sub>1</sub>	d <sub>1</sub>
a <sub>1</sub>	AE	BH	CL	BH
b <sub>1</sub>		AE	BH	CL
c <sub>1</sub>			AE	BH
d <sub>1</sub>				AE

où CL ( colinéaire ), indique l'interaction entre deux dislocations colinéaire. Dans ce cas, il n'y a pas formation de barrière de Lomer-Cottrell. Les interactions entre dislocations ( colinéaire, barrière de Hirth ), sont en principe relativement faible ( voir par exemple Franciosi et Zaoui, 1982 (A) ). Dans ce cas, les réactions des dislocations ne peuvent pas expliquer entièrement les processus de décomposition dans l'orientation cube.

La décomposition de l'orientation cube, par la formation de régions de glissement simple, conduit nécessairement à des incompatibilités de cisaillement très marquées. En prenant  $\varphi$  positif, les incompatibilités des vitesses de cisaillements locaux entre les quatres bandes prises deux à deux peuvent être décrites par les matrices suivantes :

$$\Delta \dot{\epsilon}_{12}^i \text{ en } \frac{[\cos(\varphi) + \sin(\varphi)]}{\cos(2\varphi)} \dot{\epsilon}$$

	A	B	C	D
A	0	0	1	1
B	0	0	1	1
C	-1	-1	0	0
D	-1	-1	0	0

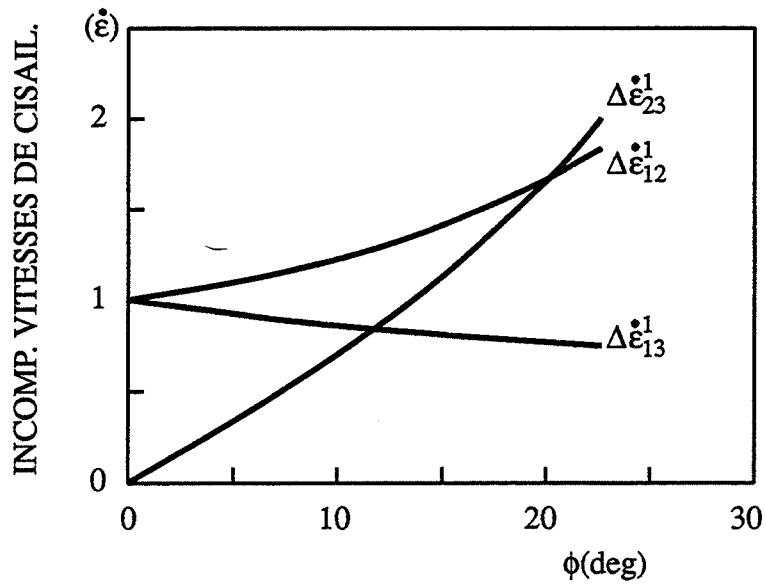


Figure III.28 : Incompatibilités des vitesses de cisaillement pour un mode de glissement simple dans les bandes. Orientation initiale (001)[010].

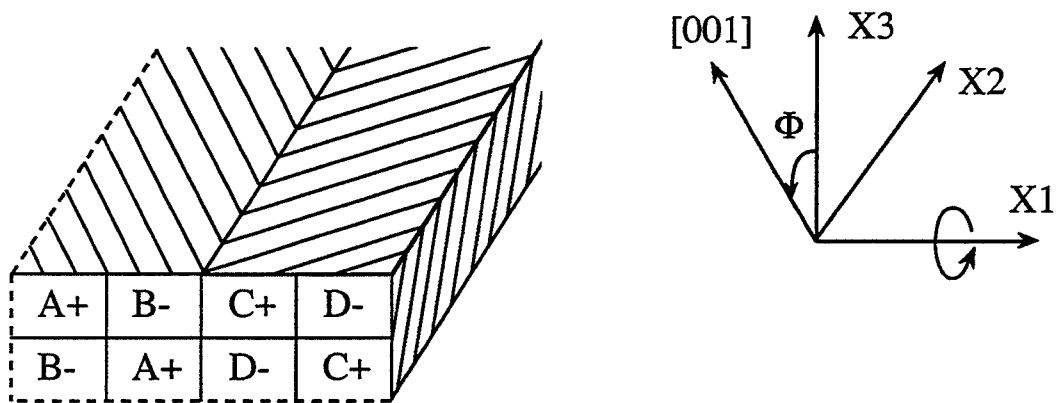


Figure III.29 : Diagramme schématique d'une configuration possible des bandes formées dans les cristaux d'orientation (001)[010] ; orientation (0 ;  $\phi$  ; 0).

$$\Delta \dot{\epsilon}_{13}^1 \text{ en } \frac{[\cos(\varphi) - \sin(\varphi)]}{\cos(2\varphi)} \dot{\epsilon}$$

	A	B	C	D
A	0	-1	-1	0
B	1	0	0	1
C	1	0	0	1
D	0	-1	-1	0

$$\Delta \dot{\epsilon}_{23}^1 \text{ en } [2 \tan(\varphi)] \dot{\epsilon}$$

	A	B	C	D
A	0	1	0	1
B	-1	0	-1	0
C	0	1	0	1
D	-1	0	-1	0

De même que pour les deux orientations précédentes, nous avons tracé les incompatibilités des vitesses de cisaillement en fonction de  $\varphi$ , ( fig III.28 ). Durant pratiquement toute la déformation, les plus grandes incompatibilités sont associées à  $\Delta \dot{\epsilon}_{12}^1$ . La configuration d'énergie de déformation minimale consiste à minimiser le nombre de contact entre les bandes alignées dans la direction X2 et pouvant donner de grandes incompatibilités  $\Delta \dot{\epsilon}_{12}^1$ . Une configuration possible est donnée sur la figure III.29. Avec cette configuration, si les fractions volumiques des bandes sont identiques, les vitesses de cisaillement macroscopiques sont nulles, mais rien n'empêche les deux rotations autour de la direction transverse de se produire. De plus, la présence dans la même face transverse des deux bandes A et B ou C et D, peut



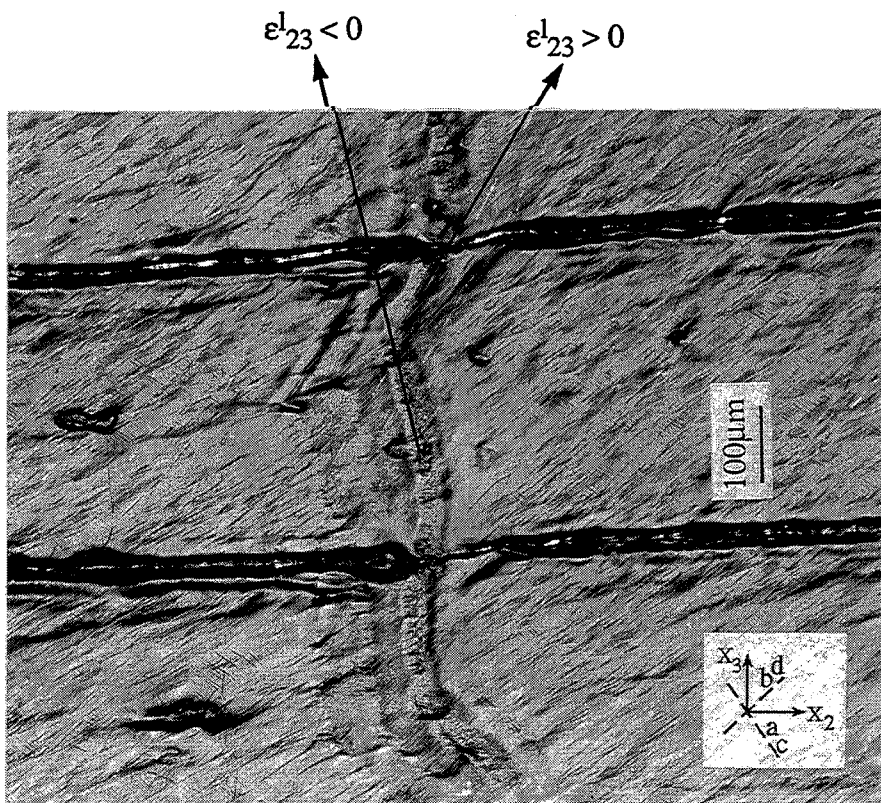
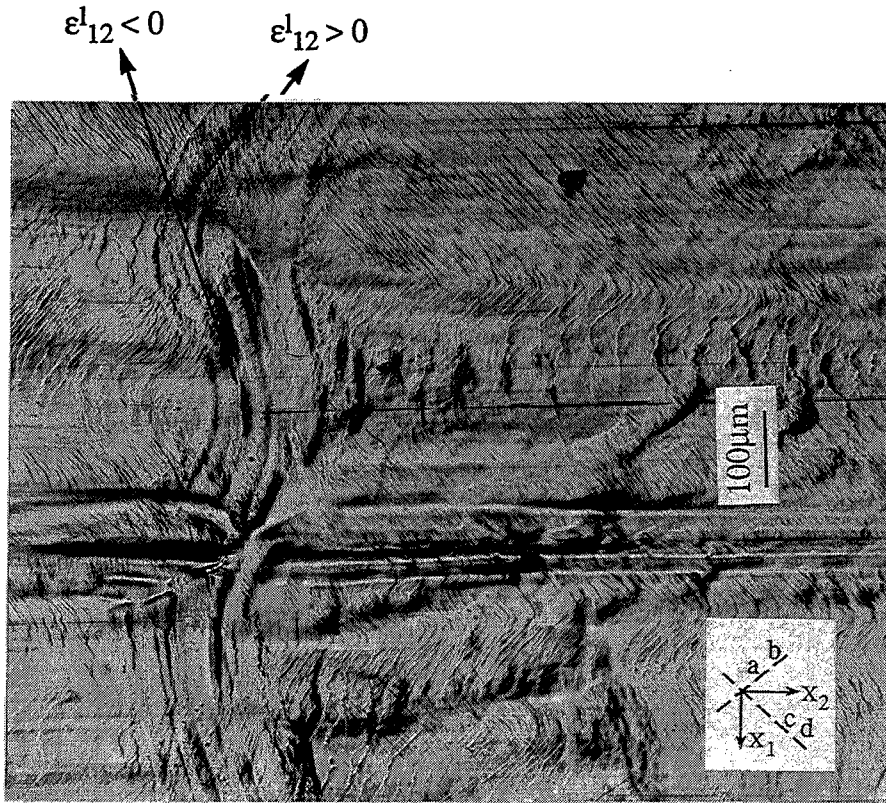


Figure III.30 : Hétérogénéités de déformation dans les cristaux d'orientation initiale (001)[010] pour des taux de déformation de l'ordre de 1. Formes des grilles et systèmes de glissement.

expliquer les incompatibilités  $\Delta\epsilon_{23}^1$  prévues théoriquement après des rotations importantes ( fig III.28 ), et observées expérimentalement à  $\epsilon \approx 1$  ( fig III.30 ). En résumé, le schéma de décomposition de la figure III.29, est conforme à de nombreuses observations expérimentales des cristaux d'aluminium d'orientation initiale cube. Cependant, il suffit d'un léger changement dans les conditions aux limites de déformation pour que d'autres configurations de bandes puissent se développer. Ceci peut bien être le cas des polycristaux de texture de fibre  $\langle 100 \rangle$  en laminage.

En conclusion générale, la compression plane des cristaux d'aluminium d'orientation initiale (001)[010], (001)[110] et (001)[250], se caractérise par la formation de bandes de déformation. La décomposition dans ces cristaux se fait par des rotations de signe opposé autour de la direction transverse X1, jusqu'à des déformations de l'ordre de 1. Le processus de décomposition est toujours précédé par un stade de déformation relativement homogène jusqu'à une déformation critique  $\epsilon_c \approx 0,2$  à  $0,3$ .

L'orientation (001)[110], développe deux composantes complémentaires stables d'orientation  $\{112\}\langle 111 \rangle$ , après un taux de déformation de 1,2. Cette stabilité est conservée lors du laminage à 95 % de réduction après compression plane. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats obtenus sur des monocristaux d'aluminium déformés en compression plane ( Butler et Hu, 1989, et Becker et *al.*, 1991 ), et sur des monocristaux de cuivre laminé ( Hinkel et *al.*, 1967, Bauer et *al.*, 1977 et, Wrobel et *al.*, 1988 ). Notons que les deux composantes cuivre  $\{112\}\langle 111 \rangle$ , sont les principales composantes des textures de déformation des polycristaux d'aluminium de texture de fibre  $\langle 100 \rangle$  ( voir par exemple Hirsch et *al.*, 1987 et, Dons et Nes, 1986 ).

L'orientation (001)[010], se décompose par rotation autour de la direction transverse, en deux orientations symétriques proches de  $\{012\}\langle 021 \rangle$  après des déformations de l'ordre de 1. Ces deux composantes ont été également observées dans des polycristaux d'aluminium de texture de fibre  $\langle 100 \rangle$ , laminé à 95 % ( Hirsch Nes et Lücke, 1987 ). Les deux composantes  $\{012\}\langle 021 \rangle$ , ont été analysées par Hirsch et *al.*, comme pouvant résulter de la décomposition des grains d'orientation initiale cube présent dans la texture initiale, par rotation autour de la direction transverse. D'après nos résultats, les deux composantes  $\{012\}\langle 021 \rangle$ , sont instables, elles développent 4 composantes symétriques d'orientations proches de  $S_1$   $\{124\}\langle 211 \rangle$ , après réduction à 95 %. Pour cette orientation, nos résultats du laminage diffèrent un peu des résultats de Köhlhoff, Krentsher et Lücke ( 1984 ), obtenus sur des monocristaux de cuivre. Köhlhoff et *al.*, trouvent 4 composantes proches de  $S_3$   $\{123\}\langle 634 \rangle$  après réduction à 93 %.



Enfin, les cristaux d'orientation initiale (001)[250] se scindent en deux composantes symétriques d'orientation proche de {124}<253>, pour des taux de déformation de l'ordre de 0,9. Le laminage après compression plane montre que ces deux orientations sont instables. Elles évoluent vers des orientations proches de  $S_2$  {123}<412> après 95 % de réduction.

### III.4 - RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX DES ORIENTATIONS (111)[11 $\bar{2}$ ], (011)[01 $\bar{1}$ ] ET (110)[001]

Dans cette partie de notre travail, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus pour les essais de compression plane partiellement imposé sur des monocristaux d'aluminium d'orientation initiale (111)[11 $\bar{2}$ ], (011)[01 $\bar{1}$ ] et (110)[001]. Nous avons choisis ces trois orientations en raison de leur différences de comportement en compression plane. L'orientation (111)[11 $\bar{2}$ ] est très instable, elle se décompose en deux orientations par des rotations de signe opposé autour de la direction transverse ( voir Wonsiewicz et Chin, 1970 et, Orleans et *al.*, 1990 ). L'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] peut être qualifiée de "dure". En accord avec le facteur de Taylor  $M(\epsilon)$ , les quantités de glissement pour cette orientation, sont assez élevées ( Skalli, 1984 ). Enfin, l'orientation Goss (110)[001], se caractérise par une grande stabilité jusqu'à des taux de réduction de 90 % ( voir par exemple Wonsiewicz et Chin, 1970, Hoekstra et *al.*, 1977 et, Skalli, 1984 ). L'étude de ces orientations nous permettra en outre de comparer ultérieurement ( voir chapitre IV et V ), les textures de recristallisation développées dans des micro-structures de bandes de déformation ( orientations {001}<uv0> et (111)[11 $\bar{2}$ ] ), avec des micro-structures sans bandes ( cas de l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] ).

#### III.4.1 - Orientation (111)[11 $\bar{2}$ ]

Dans le cas de cette orientation, notre étude consistera en une meilleure caractérisation de la zone de transition formée au milieu de l'échantillon. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux choix et à la répartition des systèmes de glissement.

Nos expériences confirment que les cristaux d'aluminium d'orientation (111)[11 $\bar{2}$ ], se décomposent en deux régions séparées par une zone de transition dans le centre de l'échantillon ( dans le plan X1X3 ). Une extrémité tourne vers l'orientation Goss (110)[00 $\bar{1}$ ], alors que l'autre extrémité se dirige vers l'orientation Cuivre (112)[11 $\bar{1}$ ]. Ceci est clairement

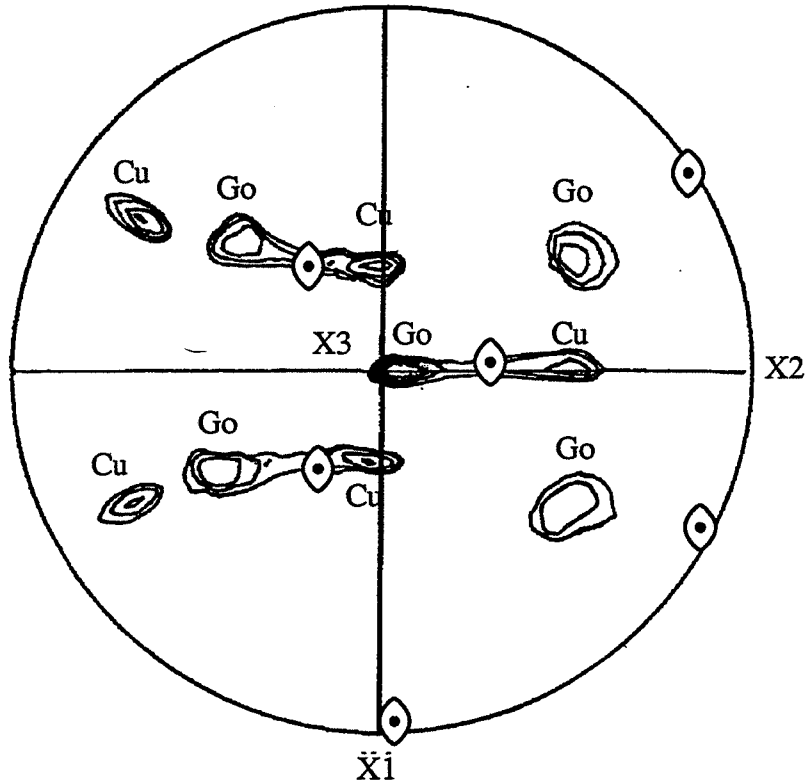


Figure III.31 : Figure des pôles  $\{220\}$  à  $\varepsilon = 0,7$  ;  
 ◉ indique la position des pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$ .

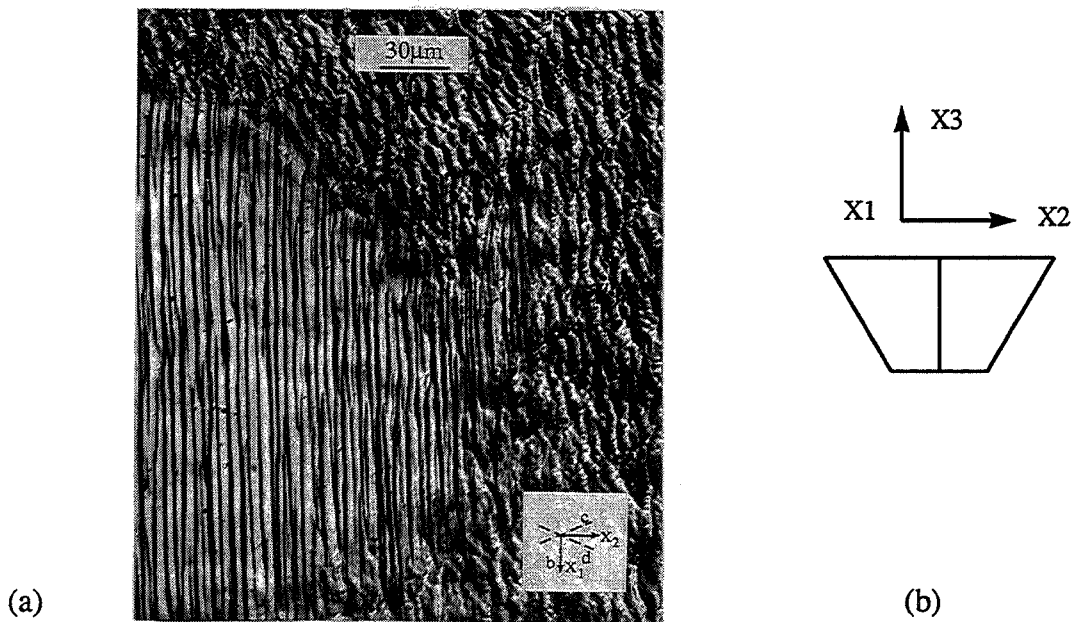


Figure III.32 : Orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$  :  
 (a) Traces des plans de glissement sur la face de compression à  $\varepsilon = 0,3$  ;  
 (b) Schéma illustrant l'influence des incompatibilités des cisaillements sur le mode de formation des bandes.

montré par la figure des pôles {220} ( fig III.31 ), obtenue après une déformation de l'ordre de 0,7. Aux premiers stades de la déformation, les systèmes de glissement -  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $c_3$ , -  $d_3$  sont à l'état critique et l'énergie de déformation plastique est  $3 (\sqrt{3}/2) \tau_c \delta \epsilon$ .

Wonsiewicz et Chin ( 1970 ), attribuent le comportement de cette orientation à la combinaison d'une orientation métastable ( capable de tourner en deux sens selon le choix des systèmes ), et les forces de frottement qui favorisent des systèmes de glissement différents dans les deux extrémités de l'échantillon. Or, Orleans et *al.* ( 1990 ), constatent qu'en début de déformation, il y a développement de deux orientations sous forme de zones localisées au centre de l'échantillon. L'examen des traces des plans de glissement sur la face de compression ( fig III.32 (a) ), montre que les systèmes de glissement se groupent par paire dans les deux zones :

- Dans la zone tournée vers l'orientation Goss, nous avons une paire coplanaire, -  $b_1$  et  $b_2$ .
- Dans la région tournée vers l'orientation cuivre, nous avons une paire colinéaire,  $c_3$  et -  $d_3$ .

Les types d'interactions entre les dislocations pour les 4 systèmes actifs sont décrites par la matrice suivante :

	- $b_1$	$b_2$	$c_3$	- $d_3$
- $b_1$	AE	CP	LC	JG
$b_2$		AE	JG	LC
$c_3$			AE	CL
- $d_3$				AE

où JG ( jonction glissile ), indique l'interaction entre des dislocations de plans et de directions de glissement différents, dont le croisement crée un segment de dislocation glissile dans l'un des plans d'origine. Dans le cas de cette orientation, les interactions fortes ( LC et JG ), se produisent entre les dislocations des plans b et c d'une part et les dislocations des plans b et d d'autre part. Ceci favorise certainement une répartition spatiale avec des glissements sur les systèmes -  $b_1 + b_2$  dans une région et des glissements sur les systèmes -  $d_3 + c_3$  dans l'autre

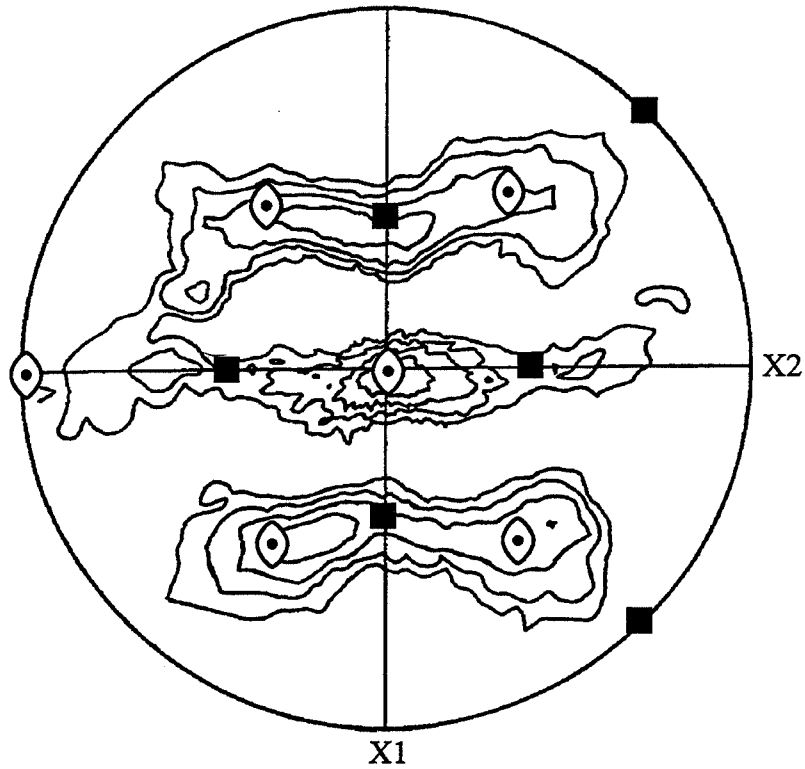
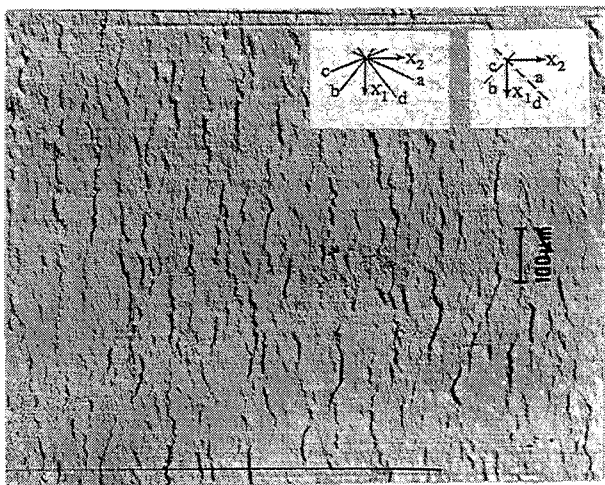


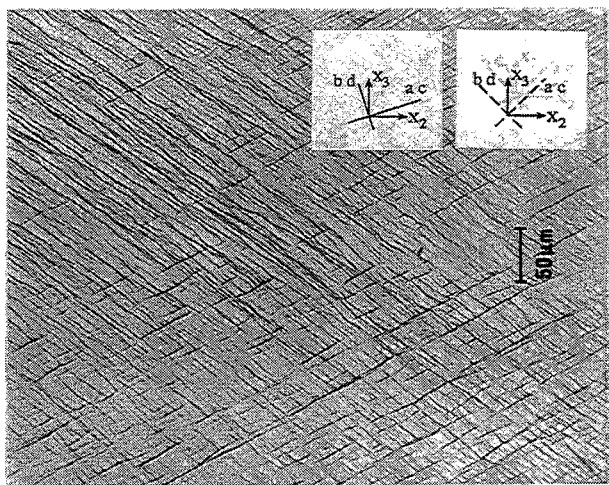
Figure III.33 : Figure des pôles  $\{220\}$  à  $\varepsilon = 1$ , orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$ .

◊ positions des pôles  $\{220\}$  à  $\varepsilon = 0$ .

■ positions des pôles  $\{220\}$  de l'orientation cube.



(a)



(b)

Figure III.34 : Traces des plans de glissement sur la face de compression (a)

et sur la face transverse (b), à  $\varepsilon = 1$  ; cristal  $(011)[01\bar{1}]$ .

----- orientation  $(010)[00\bar{1}]$ .

—— orientation  $(021)[01\bar{2}]$ .

région. Connaissant les systèmes actifs dans chaque bande, on peut en déduire les vitesses de cisaillement  $\dot{\epsilon}_{12}^1$ ,  $\dot{\epsilon}_{23}^1$  et  $\dot{\epsilon}_{13}^1$  de chacune d'elles à chaque instant de la déformation. Les incompatibilités des vitesses de cisaillement maximales sont associées à  $\Delta\dot{\epsilon}_{23}^1$  ( $\Delta\dot{\epsilon}_{23}^1 \approx \dot{\epsilon}/2$ ,  $\Delta\dot{\epsilon}_{12}^1 \approx 0$  et  $\Delta\dot{\epsilon}_{13}^1$  est faible). Les incompatibilités des vitesses de cisaillement  $\dot{\epsilon}_{23}^1$ , peuvent être accommodées par la formation d'une interface au centre, correspondant au changement de signe de  $\epsilon_{23}^1$  ( fig III.32 (b) ).

Les prévisions théoriques ( modèle RC ), pour cette orientation déformée en compression plane sont fonction du choix de l'orientation initiale. Si l'on s'écarte légèrement de l'orientation exacte ( par exemple  $+1^\circ$  et  $-1^\circ$  autour de X1 ), les deux orientations tournent rapidement en sens contraire autour de X1 et se dirige respectivement vers l'orientation Goss et Cuivre. Ces prévisions théoriques sont conformes aux observations expérimentales de Orleans, Akef et Driver ( 1990 ), à savoir qu'avant la formation d'un quasi-bicristal, il y a formation de deux orientations sous forme d'îlots entrelacés, avec probablement une distribution d'orientations autour de l'orientation moyenne.

### III.4.2 - Orientation (011)[01 $\bar{1}$ ]

En 1984, Skalli a testé en compression plane deux orientations, respectivement proches de (011)[ $\bar{1}8\bar{8}$ ] et de (011)[01 $\bar{1}$ ]. Dans les deux cas, l'orientation tourne autour de X3 vers l'orientation (011)[ $\bar{1}1\bar{1}$ ]. En fait, le cristal proche de (011)[01 $\bar{1}$ ] était légèrement désorienté ( $\approx 4^\circ$ ), vers (011)[1 10  $\bar{1}0$ ]. D'après Skalli, cette désorientation favorise la rotation dans l'autre sens vers (011)[ $\bar{1}1\bar{1}$ ]. Le cas de l'orientation (011)[ $\bar{1}8\bar{8}$ ], désorientée de  $5^\circ$  environ par rapport à (011)[01 $\bar{1}$ ], a été analysé en détail par Fortunier ( 1987 ). Les prévisions théoriques, après analyse au second ordre ( critère d'écroutissage minimum ), particulièrement la rotation du réseau cristallin, ne sont pas conformes aux observations expérimentales de Skalli ( 1984 ), et de Fortunier ( 1987 ). Fortunier attribue cette différence aux hypothèses de départ du modèle théorique telle que l'écroutissage isotrope des systèmes de glissement et une déformation homogène.

Le calcul relatif aux premiers stades de la déformation pour l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ], donne comme énergie de déformation plastique  $2\sqrt{6} \tau_c \delta\epsilon$ . Les systèmes de glissement à l'état critique sont - a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, - b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>, c<sub>1</sub>, - c<sub>2</sub>, d<sub>1</sub> et - d<sub>2</sub>. Le calcul montre que s'il y a glissement sur les 8 systèmes avec la même amplitude de glissement, alors la rotation du réseau cristallin qui en résulte est nulle.



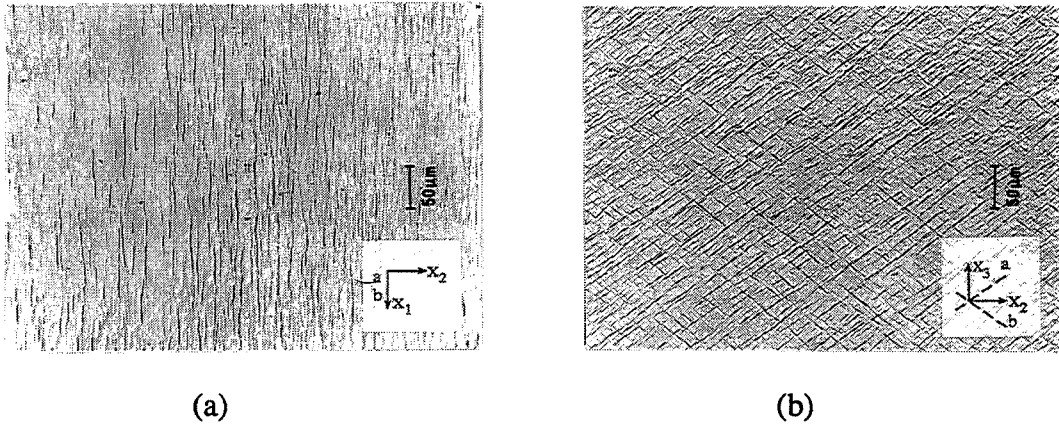


Figure III.35 : Traces des plans de glissement sur la face de compression (a) et sur la face transverse (b) à  $\epsilon = 1$  ; Orientation initiale (110)[001].

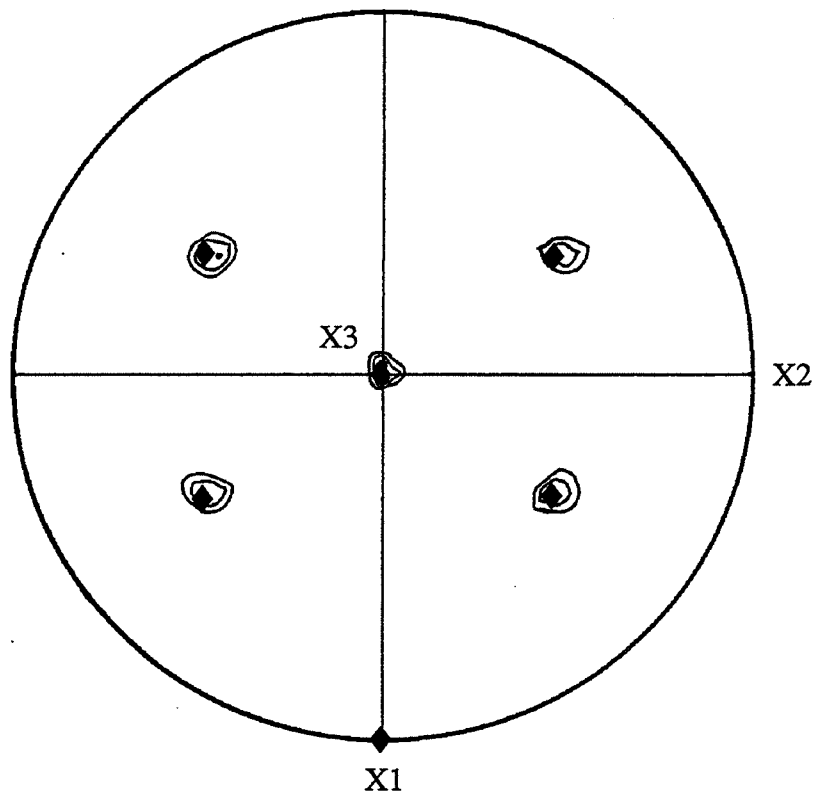


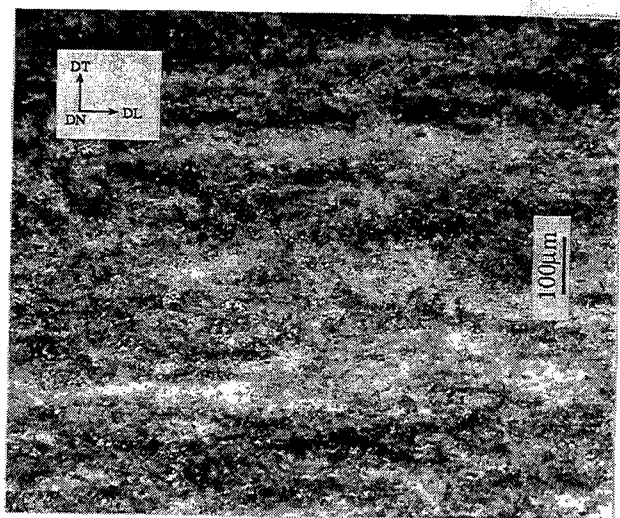
Figure III.36 : Figure des pôles {220} à  $\epsilon = 1$ , orientation initiale (110)[001].  
 ◆ pôles {220} à  $\epsilon = 0$ .

Les résultats expérimentaux obtenus, particulièrement l'analyse des figures des pôles, indiquent que cette orientation peut être considéré comme stable jusqu'à des déformations de l'ordre de 0,5. Néanmoins, nous constatons un élargissement sensible des pics de diffraction. Au delà de cette déformation, le cristal d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$ , développe une texture quasi-fibreuse qui s'étale approximativement de  $(012)[02\bar{1}]$  à  $(021)[01\bar{2}]$  ( et presque à l'orientation cube ), pour des déformations de l'ordre de 1 ( fig III.33 ). La figure III.34, montre les traces des plans de glissement pour les taux de déformation de l'ordre de 1. Les traces ondulées observées sur la face de compression indiquent qu'il y a glissement sur plusieurs systèmes. Cependant, les traces des plans de glissement observées sur la face de compression et sur la face transverse, ne représentent pas une orientation bien définie résultant d'une déformation homogène. L'étalement des pics de diffraction ( fig III.33 ) à  $\epsilon \approx 1$ , indique qu'il y a formation d'une multitude d'orientations. Dans ces conditions, nous avons indiqué les traces des plans correspondant aux systèmes prévus pour les orientations cube ou  $\{021\}\langle 012\rangle$ . Comme on peut le constater à partir de la figure III.34, l'approximation est raisonnable. Notons que les micrographies optiques ( fig III.34 ), sur les deux faces, ne révèlent aucune hétérogénéité de déformation à l'échelle  $> 10 \mu\text{m}$ . Par contre, les figures des pôles montrent clairement que le cristal déformé contient une large distribution d'orientations. Nous confirmerons plus loin ( Chapitre IV ), que le cristal se décompose en petits sous grains désorientés autour de X1.

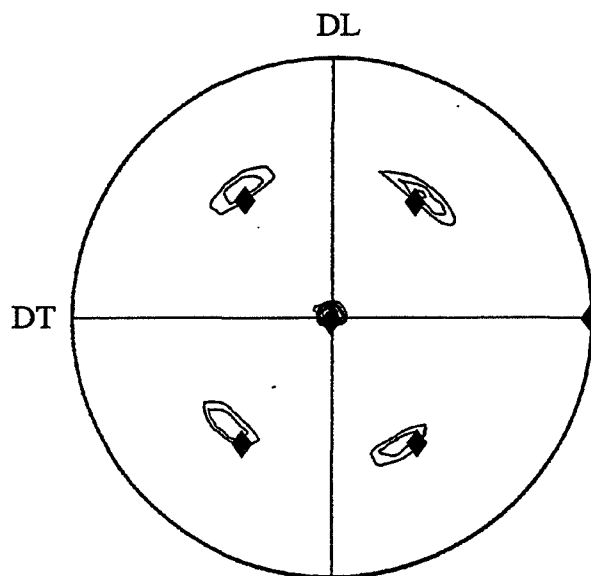
Nos résultats expérimentaux concernant l'orientation  $(011)[01\bar{1}]$ , diffèrent de ceux publiés par Butler et Hu ( 1989 ), qui trouvent que cette orientation déformée en compression plane tourne vers l'orientation  $(011)[\bar{5}2\bar{2}]$ , après réduction à 97 %. Or, le cristal testé par Butler et Hu est tourné, par rapport à l'orientation idéale, de  $4^\circ$  autour de la direction normale. Une analyse de l'ensemble des résultats expérimentaux concernant cette orientation ( nous mêmes, Skalli, 1984, Fortunier, 1987 et, Butler et Hu, 1989 ), montre qu'un petit écart par rapport à l'orientation idéale a une grande influence sur le comportement.

### III.4.3 - Orientation $(110)[001]$

S'il est établi que cette orientation est stable jusqu'à des réductions de 90 %, il n'en est pas de même pour des taux de réduction supérieurs à 90 %. En effet, certains auteurs ( voir par exemple Bauer et *al.*, 1977 et, Wrobel et *al.*, 1988 ), observent une décomposition autour de la direction normale vers les orientations  $(110)[1\bar{1}2]$  et  $(110)[\bar{1}12]$ .



(a)



(b)

Figure III.37 : Orientation  $(110)[001]$  laminée à 95% de réduction ;  
 (a) micrographie obtenue après oxydation anodique ne montrant aucun type de bandes,  
 (b) figure des pôles  $\{220\}$ .  
 ◆ pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale.

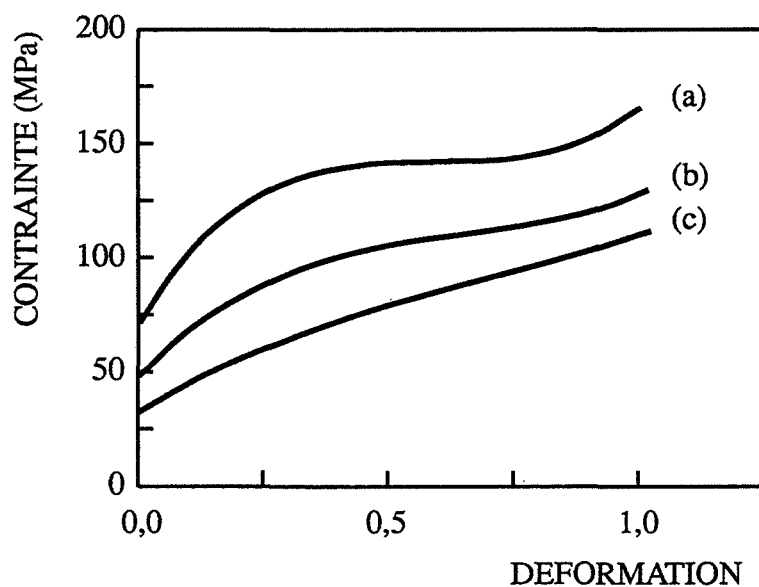


Figure III.38 : Courbes  $\sigma(\epsilon)$  des orientations déformées en compression plane ;  
 (a)  $(011)[01\bar{1}]$ ,  
 (b)  $(111)[11\bar{2}]$ ,  
 (c)  $(110)[001]$ .

Un calcul simple montre qu'aux premiers stades de déformation, l'énergie de déformation plastique est  $\sqrt{6} \tau_c \delta\epsilon$ , avec 4 systèmes de glissement à l'état critique ( $-a_1$ ,  $a_2$ ,  $-b_1$  et  $b_2$ ). S'il y a glissement sur les 4 systèmes avec la même amplitude, le calcul prévoit une stabilité de l'orientation (110)[001], (rotation nulle du réseau cristallin). Expérimentalement, les traces des plans de glissement observées correspondent effectivement aux traces des plans a et b (fig III.35). En compression plane, et pour des taux de déformation compris entre 0,3 et 1,2, l'analyse des figures des pôles (fig III.36), ainsi que des micrographies optique montrent que :

- La répartition des systèmes de glissement est uniforme sur les deux faces observées.
- L'orientation (110)[001] est stable.

Pour les déformations supérieures à 1,2, le laminage de l'orientation Goss après compression plane, indique que cette orientation est stable jusqu'à 95 % de réduction. Les résultats obtenus sont présentés sous forme de figure des pôles {220} (III.37 (a)). Les micrographies optiques (fig III.37 (b)), ne révèlent aucune décomposition. Pour cette orientation, les prévisions théoriques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ils conduisent à la même conclusion, à savoir stabilité de l'orientation Goss jusqu'à 95 % de réduction.

Les courbes contrainte-déformation des orientations (111)[11 $\bar{2}$ ], (011)[01 $\bar{1}$ ] et (110)[001], sont présentées sur la figure III.38. Les courbes  $\sigma(\epsilon)$  se classent bien dans l'ordre croissant des énergies de déformation calculées.

En conclusion, l'orientation (111)[11 $\bar{2}$ ] est instable. Elle se décompose en un quasi-bicristal par des rotations de signe contraire autour de la direction transverse X1. L'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ], se déforme de manière relativement homogène jusqu'à des taux de déformation de l'ordre de 0,5. Pour des déformations supérieures, elle est instable. Elle développe une texture quasi-fibreuse qui s'étale à peu près de (012)[02 $\bar{1}$ ] à (021)[01 $\bar{2}$ ]. Enfin, l'orientation Goss est stable jusqu'à des taux de réduction de 95 %.

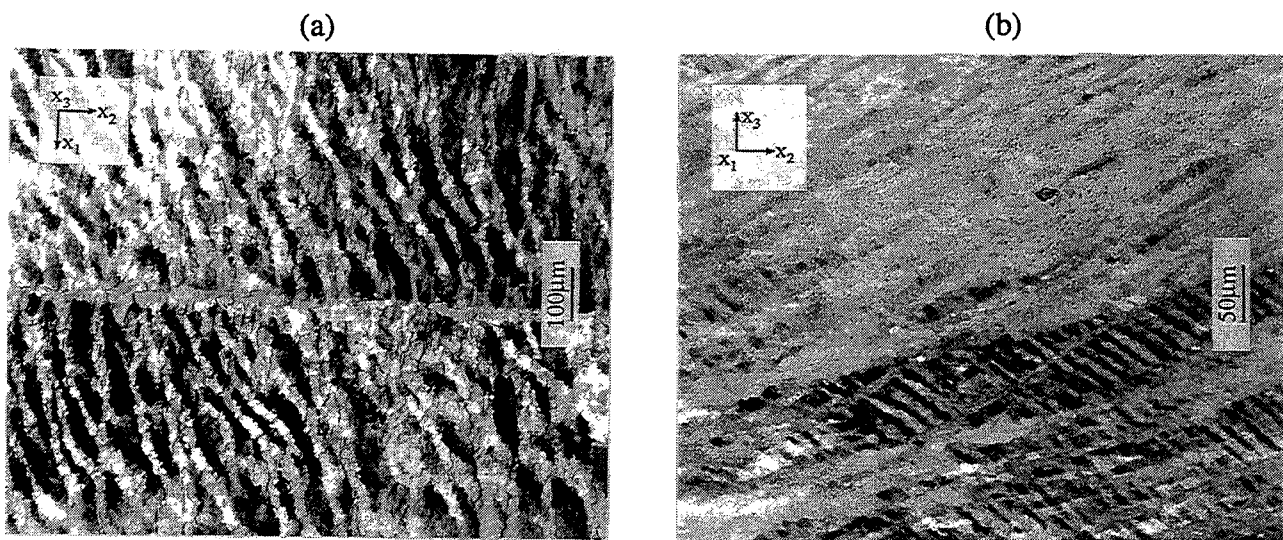


Figure III.39 : Micrographies optiques obtenues après oxydation anodique ; orientation cube déformée à chaud (250 °C) à  $\epsilon = 1$ .

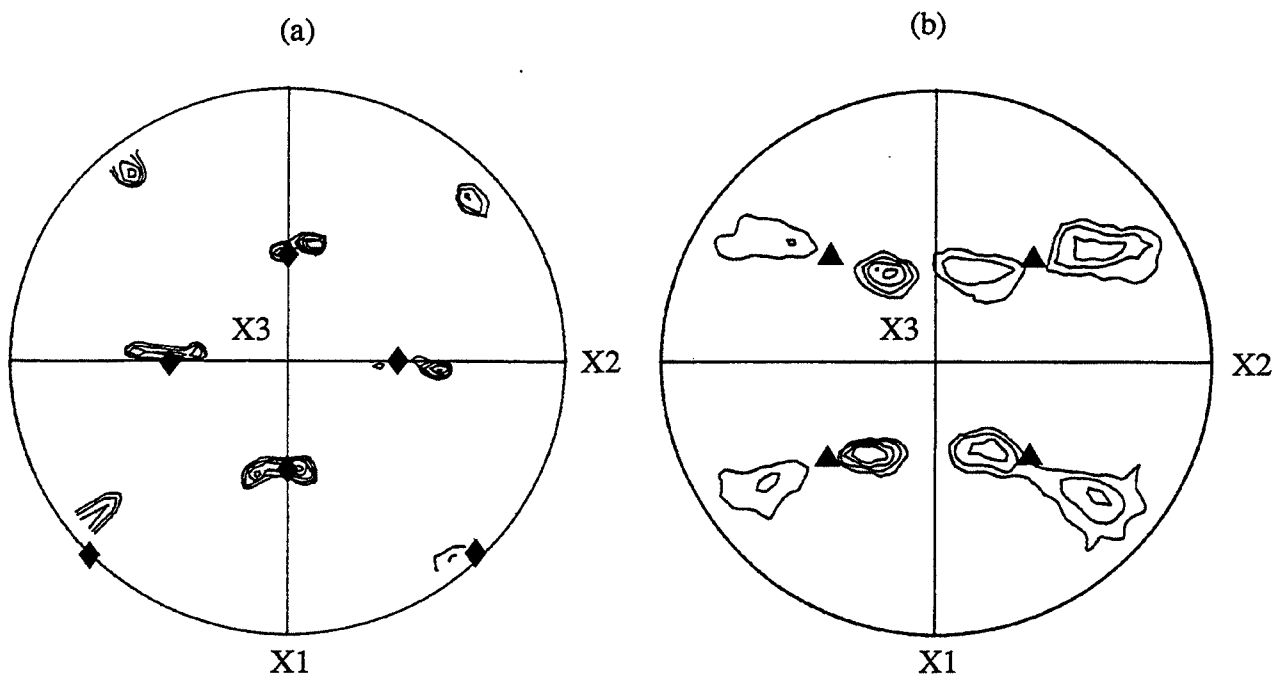


Figure III.40 : Figures des pôles des cristaux (001)[010] déformés à 250°C  
 (a) pôles {220} à  $\epsilon = 0,3$  ;  
 (b) pôles {111} à  $\epsilon = 1$ .  
 Les positions des pôles {220} et {111} de l'orientation initiale, sont respectivement indiquées par ◆ et ▲ .

### III.5 - DEFORMATION DE L'ORIENTATION CUBE EN COMPRESSION PLANE A CHAUD

Comme nous l'avons montré précédemment, les monocristaux d'aluminium d'orientation  $\{001\}\langle 100\rangle$ , se déforment en développant des bandes de déformation dans la largeur. Pour tous les monocristaux testés à l'ambiante, la décomposition se fait à des taux de déformation critique de l'ordre de 0,2 à 0,3. Afin de mieux comprendre l'influence de la température sur les hétérogénéités de déformation, nous avons complété l'étude effectuée sur l'orientation cube à la température ambiante ( $\approx 0,32 T_f$ ), par des essais à 250°C ( $\approx 0,57 T_f$ ) et à 400°C ( $\approx 0,73 T_f$ ). Notons que la gamme des températures de laminage à chaud de l'aluminium et ses alliages est de 300°C à 550°C. 250°C est une température intermédiaire et 400°C peut être considérée comme une bonne moyenne des températures utilisées dans le laminage à chaud. Dans cette étude, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'influence de la température sur la déformation critique d'instabilité de cette orientation.

#### III.5.1 - Résultats expérimentaux

Les micrographies optiques ( fig III.39 ), obtenues après une déformation de 1 à 250°C, montrent que la décomposition en bandes des cristaux d'orientation initiale cube, se fait sensiblement de la même manière qu'à la température ambiante. Les premiers stades de déformation hétérogène se caractérisent par la formation de bandes dans la largeur à  $\epsilon_c \approx 0,3$ . Les observations expérimentales sur la face transverse ne révèlent la présence d'aucune trace de bandes de déformation. Mais la sous-structure ressemble à celles observées par Carrard et Martin ( 1987 ), sur des monocristaux d'aluminium d'axe  $[112]$  déformés par fluage à 150°C. Les traces observées sur la face transverse ( fig III.39 (b) ), semblent correspondre aux traces des plans de glissement ( a, c ) et ( b, d ) prévues par notre analyse à l'ambiante.

La comparaison avec les micrographies des cristaux déformés à l'ambiante ( fig III.10 ), montre que la densité des bandes développées à 250°C, est plus faible. Leurs largeurs varient de 100 à 600  $\mu\text{m}$ . Néanmoins et comme à l'ambiante, la formation des bandes se caractérise par une décomposition de l'orientation initiale cube par de larges rotations de signe contraire autour de X1. Cette décomposition donne lieu à deux composantes complémentaires proches de  $\{012\}\langle 021\rangle$  après une déformation de l'ordre de 1. Ceci est bien illustré par la figure III.40, où nous présentons les figures des pôles  $\{220\}$  et  $\{111\}$ , obtenues respectivement sur la face de compression pour des taux de déformation de 0,3 et 1. Les valeurs moyennes mesurées des rotations autour de la direction transverse X1, sont données

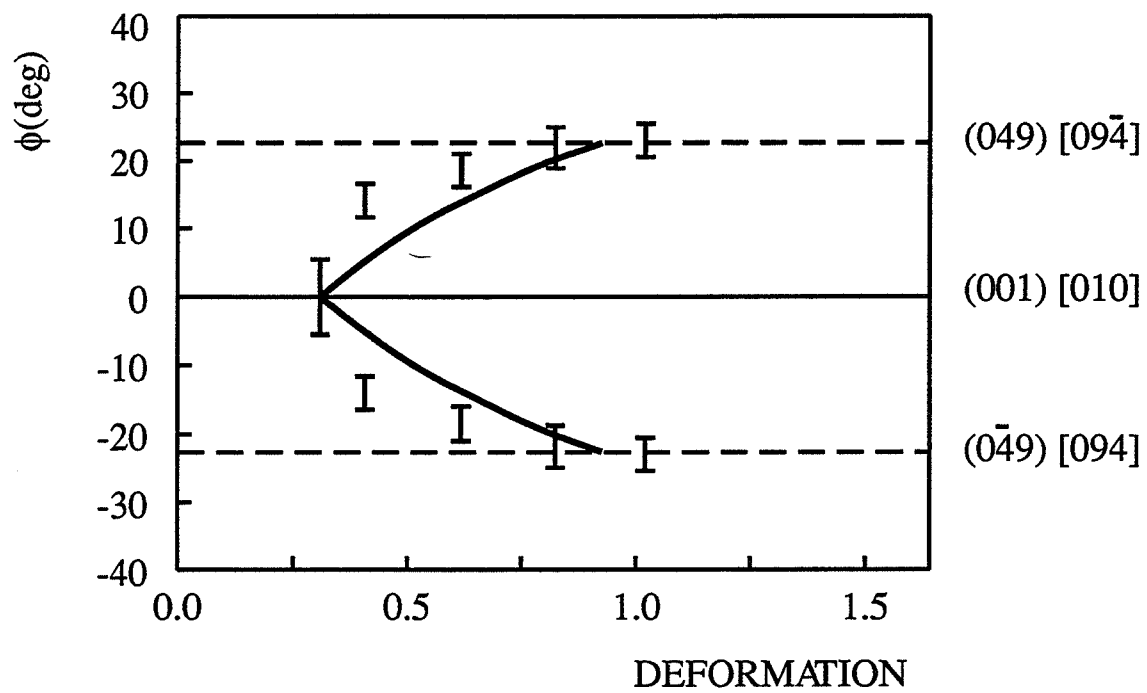


Figure III.41 : Rotations cristallines  $\phi(\epsilon)$  des bandes dans les cristaux  $(001)[010]$  déformés à 250 °C.

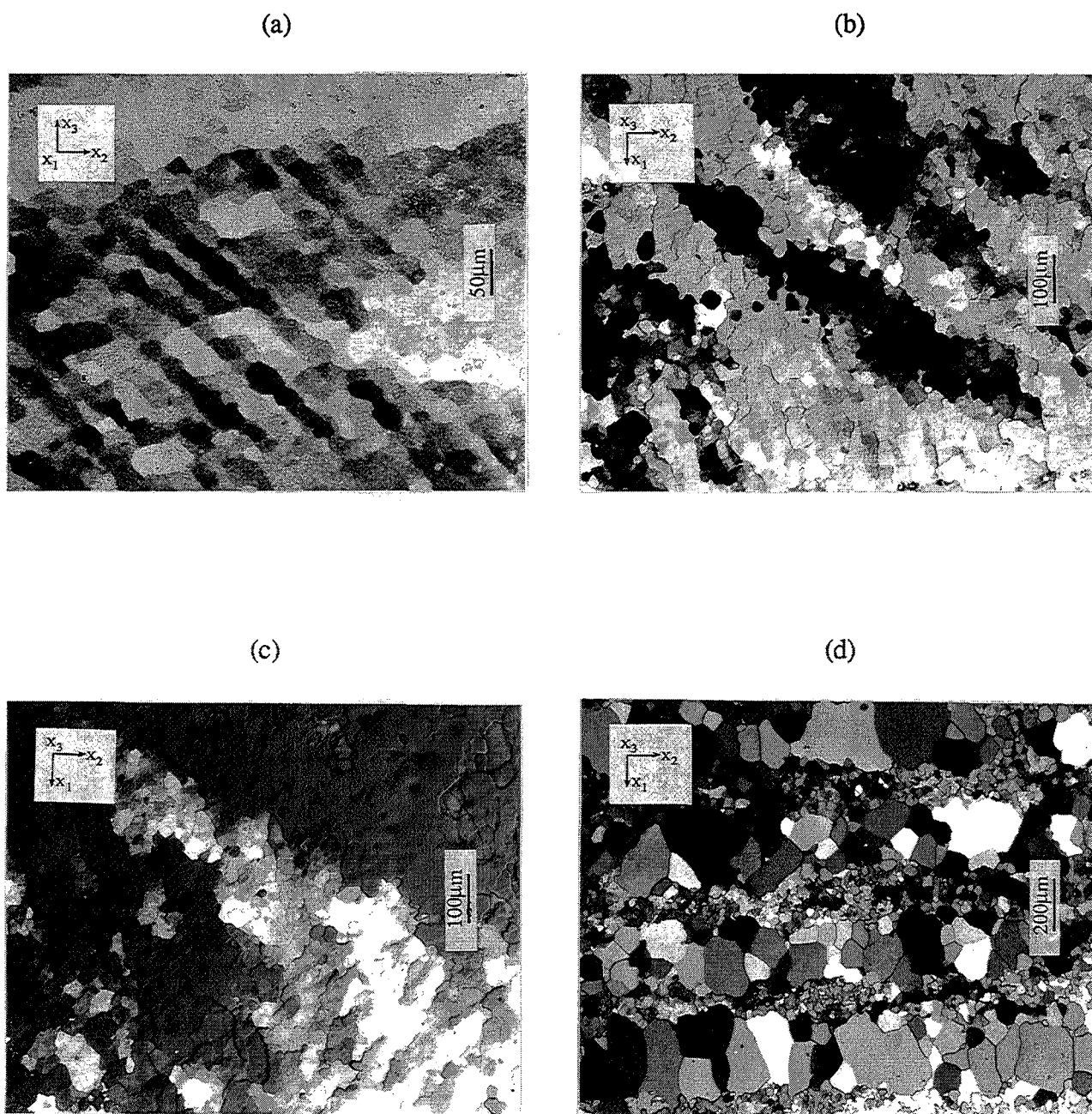


Figure III.42 : Micrographies optiques obtenues par oxydation anodique sur des cristaux (001)[010] déformés à 400 °C ;  
 (a) Face transverse à  $\epsilon = 0,8$  ; (b) à (d) face de compression à  $\epsilon = 1,1$  ;  $\epsilon = 1,3$  ;  $\epsilon = 1,4$  ;  
 (a) à (c) sans formation de bandes ; (d) formation de bandes de déformation suivie d'une recrystallisation immédiate.



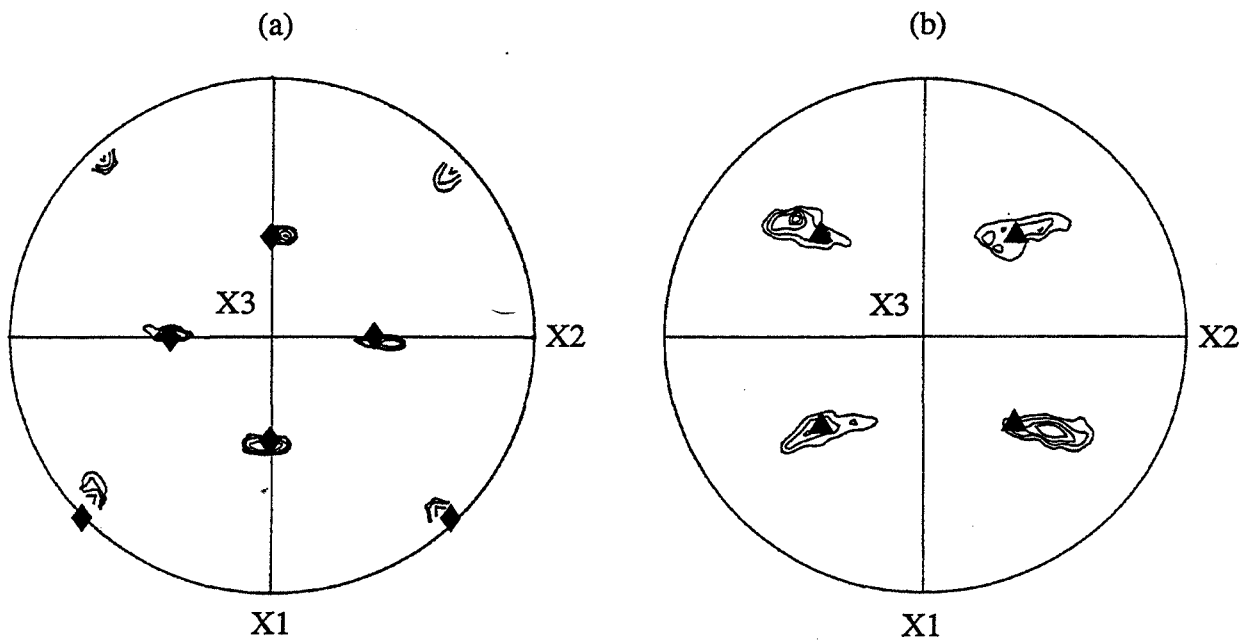


Figure III.43 : Cristaux (001)[010] déformés à 400 °C ;

(a) pôles {220} à  $\epsilon = 0,25$  ;

(b) pôles {111} à  $\epsilon = 1,3$ .

◆ et ▲ indiquent respectivement les positions des pôles {220} et {111} à  $\epsilon = 0$ .

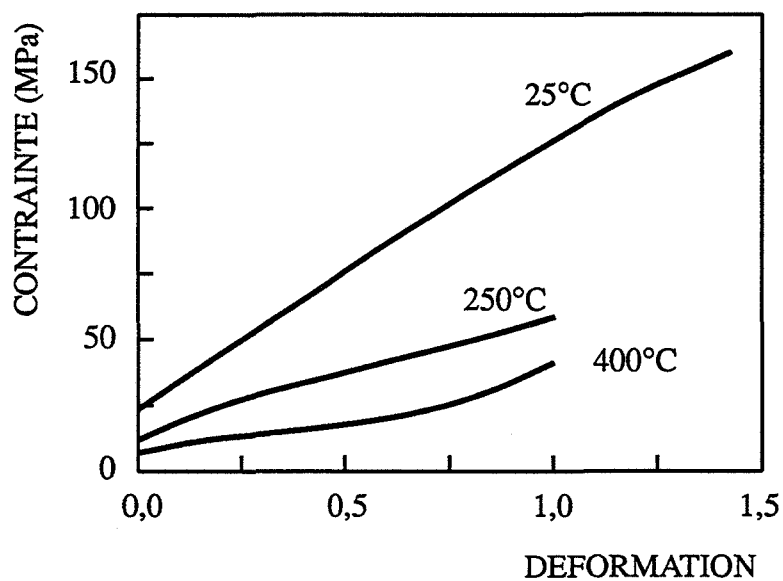


Figure III.44 : Courbes contrainte déformation des cristaux (001)[010] à différentes températures.

sur la figure III.41, en fonction de la déformation. La comparaison avec les valeurs déduites de notre analyse montre que l'accord est satisfaisant.

Dans le cas des cristaux d'orientation initiale cube déformés à 400°C, et pour des déformations allant jusqu'à 1,3, l'analyse des micrographies optiques ( fig III.42 ), ne révèle la présence d'aucune hétérogénéité de déformation. Le stade de déformation hétérogène, apparaît après une déformation de l'ordre de 1,4. Il se traduit par la formation de bandes dans la largeur de l'échantillon ( fig III.42 (d) ). Notons que les micrographies obtenues ne permettent pas de nous prononcer sur le type de systèmes de glissement mis en jeu à 400°C. Sur la face transverse, on constate une répartition quasi-périodique de cellules faisant un angle d'environ  $\pm 45^\circ$  avec la direction d'allongement.

L'homogénéité de déformation à 400°C, jusqu'à des déformations de l'ordre de 1,3 se caractérise par une stabilité de l'orientation cube. Ceci est clairement montré par les figures des pôles ( fig III.43 ), correspondant à des taux de déformation allant jusqu'à 1,3. Ces dernières montrent des orientations monocristallines quasi-unique. Au delà de 1,3, la figure des pôles obtenue n'est pas tout à fait représentative. En effet, le cristal a recristallisé immédiatement après avoir été déformé. Malgré tout la décomposition, à ce stade de la déformation, est bien mise en évidence par la figure III.42 (d).

### III.5.2 - Discussion et conclusions

Sur la figure III.44, nous présentons les courbes contrainte-déformation des cristaux d'orientation initiale cube, obtenues à l'ambiante, 250°C et 400°C. Comme on peut s'y attendre, l'effet de la température se traduit par un adoucissement très significatif. En effet, il est bien connu que lors de la déformation plastique d'un matériau, la densité des dislocations augmente. Mais l'effet de la température en cours de déformation se caractérise par un réarrangement et une annihilation partielle des dislocations ( restauration dynamique ), conduisant à un adoucissement.

A 250°C, les résultats obtenus sont équivalents à ceux obtenus à l'ambiante. Ceci indique que les systèmes de glissement à 250°C, sont certainement les mêmes qu'à l'ambiante et que le mécanisme de glissement sur les systèmes  $\{111\}\langle 011\rangle$ , contrôle en grande partie la déformation. Néanmoins, l'effet de la température se matérialise par une diminution de la densité des bandes de transition.

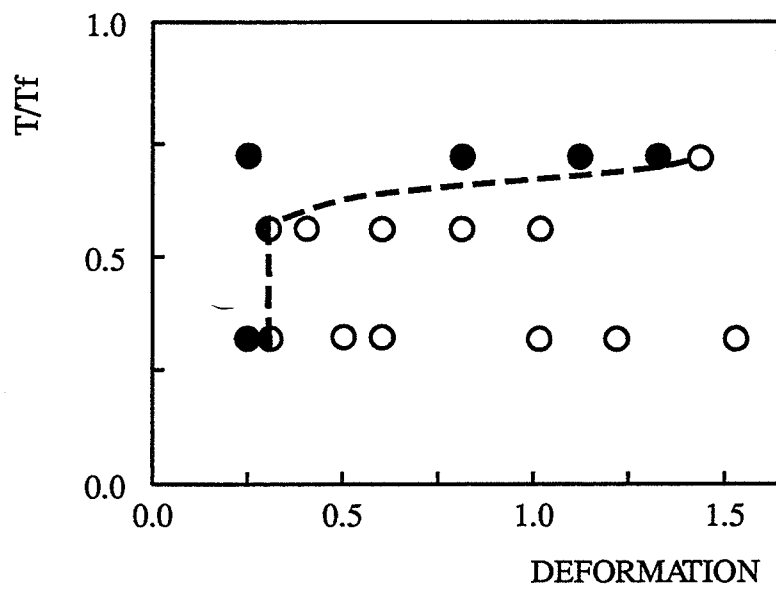


Figure III.45 : Carte de décomposition de l'orientation cube pour les trois températures étudiées.  
 ● orientations stables.  
 ○ orientations décomposées.

A 400°C, nos résultats expérimentaux montrent clairement que, jusqu'à une déformation de l'ordre de 1,3, l'orientation cube est stable. Ces résultats sont originaux et concordent bien avec les textures de laminage à chaud d'alliages d'aluminium où l'on constate une relative stabilité des grains orientés cube ( voir par exemple Weiland et Hirsch, 1991 ). Nous n'avons pu mettre en évidence la nature des systèmes de glissement mis en jeu à cette température. Récemment, Maurice et Driver ( 1992 ), montrent que pour les hautes températures ( entre autres 400°C ), l'orientation cube se déforme par glissement double sur des systèmes du type  $\{110\}\langle 011\rangle$ , et reste stable jusqu'à des déformations de l'ordre de 1,5. Leurs résultats indiquent que le comportement de cette orientation dépend à la fois de la température et de la vitesse de déformation.

Sur la figure III.45, nous présentons l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de notre étude, sous forme de carte de décomposition ou de stabilité pour les trois températures et les différents taux de déformation étudiés. Ces résultats montrent qu'à la température intermédiaire 250°C, le comportement des cristaux d'orientation initiale cube est le même qu'à la température ambiante ; à savoir une instabilité de l'orientation initiale à partir d'une déformation critique  $\varepsilon_c \approx 0,2$  à 0,3. Par contre à 400°C, une grande caractéristique de cette orientation est sa stabilité jusqu'à des déformations de l'ordre de 1,4.



# **CHAPITRE IV**

## **MECANISMES DE RECRISTALLISATION DANS DES MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM**



Afin de mieux comprendre le rôle des bandes de transition dans la germination de grains recristallisés, nous avons étudié les premiers stades de la recristallisation dans quatre orientations monocristallines déformées en compression plane ( $\epsilon \approx 1$ ). Dans cette partie de notre travail, nous cherchons à exploiter deux développements récents :

- La compression plane de cristaux qui permet de créer en grandes déformations des microstructures contrôlées.
- Les mesures d'orientations locales par EBSD et ECP, pour mieux caractériser les premiers stades de la restauration et de la recristallisation.

Les quatre orientations étudiées dans ce chapitre sont (001)[010], (001)[250], (001)[110] et (011)[01 $\bar{1}$ ]. Rappelons qu'en compression plane, les trois premières orientations (composantes d'une texture de fibre  $\langle 100 \rangle$ ), se déforment de façon hétérogène en se décomposant autour de DT, avec la formation de bandes de déformation (BD), séparées par des bandes de transition (BT). La dernière orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] développe, après une déformation équivalente, une large dispersion d'orientations de façon quasi-continue autour de DT. Cette dernière orientation a été choisie, à titre de comparaison, car elle développe une structure sans bandes de transition. Les températures de recuit utilisées sont 120°C ( $\approx 0,43 T_f$ ), 250°C ( $\approx 0,57 T_f$ ) et 400°C ( $\approx 0,73 T_f$ ). Rappelons que la gamme des températures de laminage à chaud de l'aluminium et ses alliages est de 300°C à 550°C. 120°C est une température de recuit relativement faible qui nous permettra d'étudier les différents stades de la restauration. 250°C est une température intermédiaire par laquelle on peut atteindre les stades avancés de la restauration ou des états partiellement recristallisés. Enfin, une température de 400°C peut être considérée comme représentative des températures utilisées dans le laminage à chaud.

#### IV.1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Sur la figure IV.1, nous présentons les cinétiques approximatives de recristallisation des 3 cristaux d'orientations initiales (011)[01 $\bar{1}$ ], (001)[110] et (001)[010] déformés en compression plane à  $\epsilon \approx 1$  et recuit à 250°C. Par comparaison entre les trois orientations, la recristallisation se produit beaucoup plus rapidement dans les cristaux orientés (011)[01 $\bar{1}$ ] et (001)[110], caractérisés par une grande densité de régions fortement désorientées. La cinétique de recristallisation est donc très sensible à l'orientation initiale par le biais des hétérogénéités de déformation.



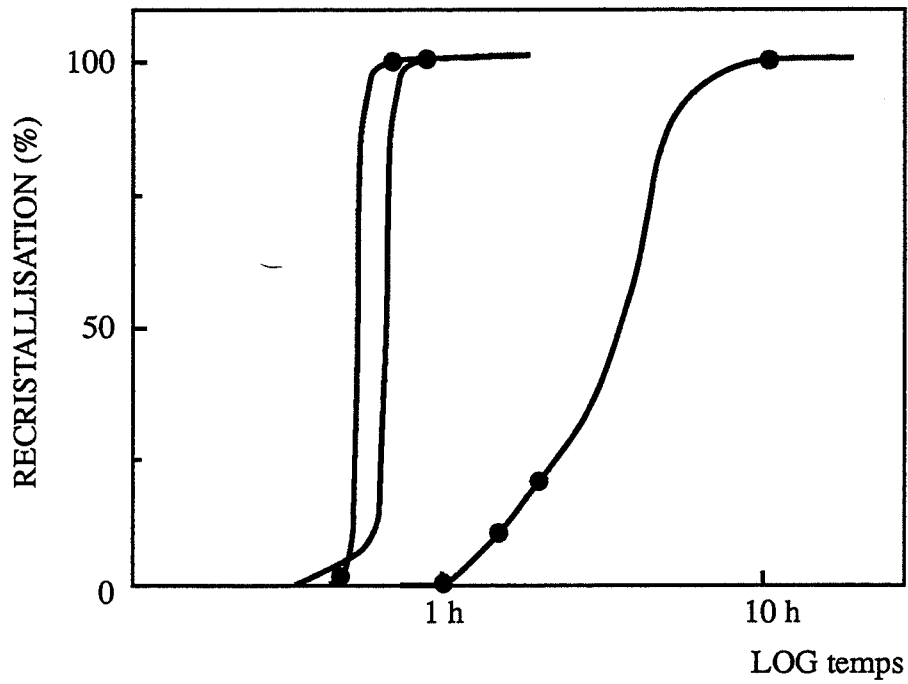


Figure IV.1 : Courbes cinétique de recrystallisation approximative des orientations : (a) cube, (b)  $(001)[110]$ , (c)  $(011)[01\bar{1}]$ .  
 ● mesures par microscopie optique

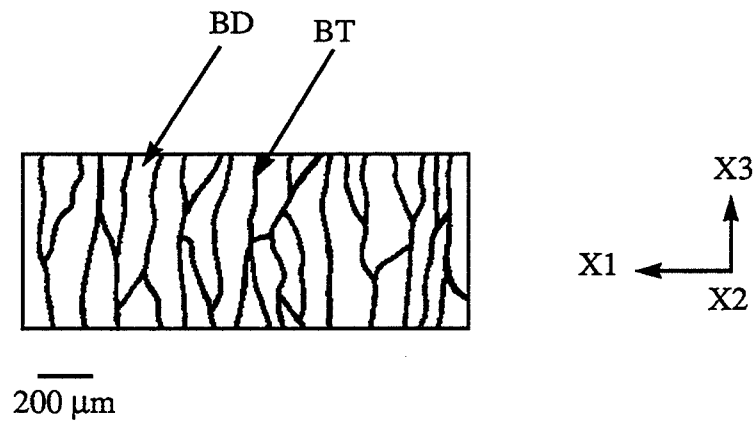


Figure IV.2 : Schéma illustrant les bandes de transition et les bandes de déformation dans les cristaux d'orientation initiale cube.

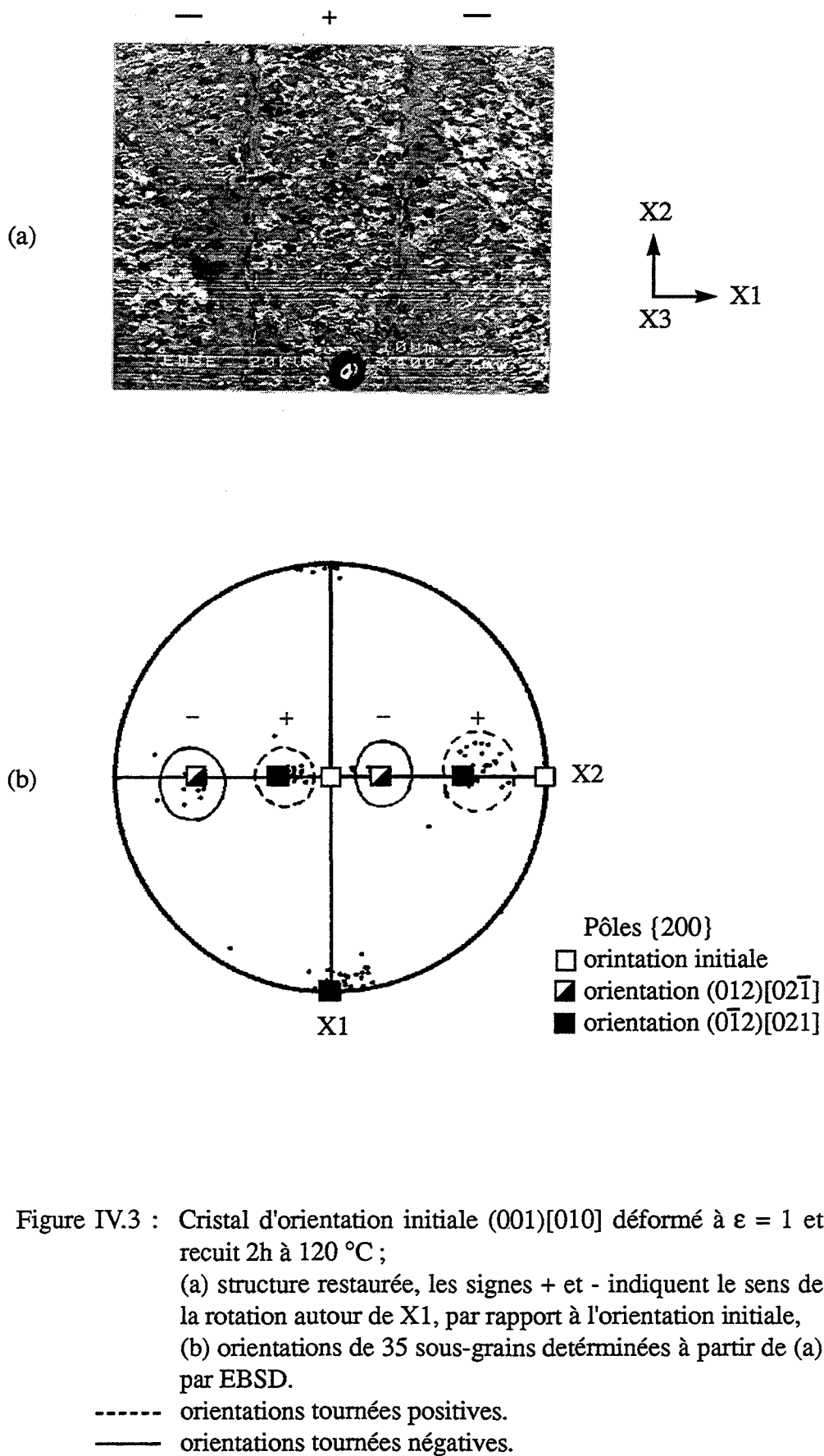


Figure IV.3 : Cristal d'orientation initiale (001)[010] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 2h à 120 °C ;

(a) structure restaurée, les signes + et - indiquent le sens de la rotation autour de X1, par rapport à l'orientation initiale,

(b) orientations de 35 sous-grains déterminées à partir de (a) par EBSD.

- orientations tournées positives.
- orientations tournées négatives.

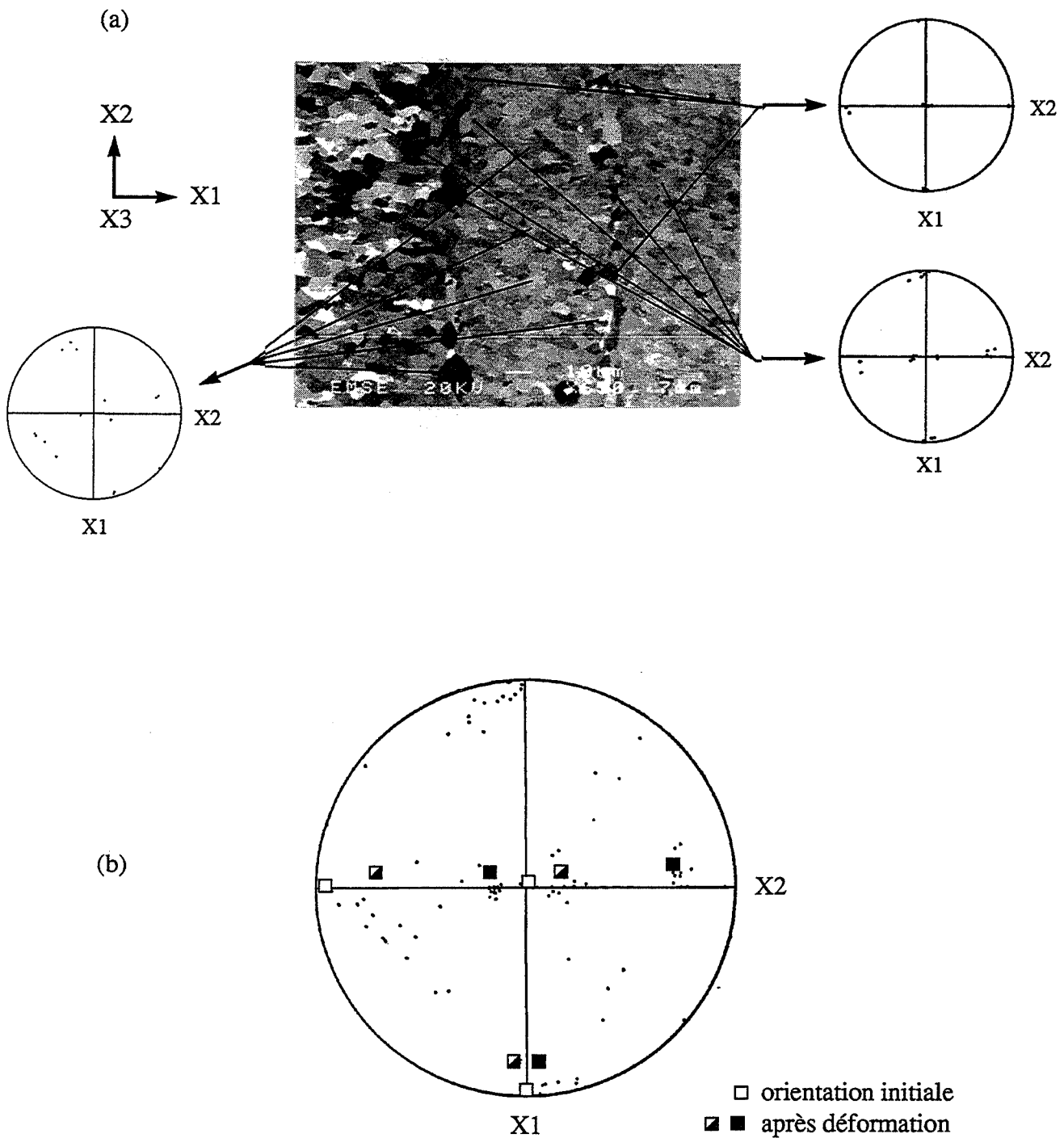


Figure IV.4 : Coalescence des sous-grains le long des bandes de transition et dans les bandes de déformation ; cristal d'orientation initiale (001)[010] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 2h à 250 °C ;  
 (a) structure développée,  
 (b) orientations des sous-grains, pôles {200}.

#### IV.1.1 - Orientations (001)<uv0>

##### a) Orientation (001)[010]

D'après notre analyse présentée au chapitre III, les cristaux d'orientation initiale cube, se décomposent en bandes de déformation avec glissement sur un système dans chaque bande. Ceci crée des rotations autour de DT vers deux composantes complémentaires d'orientations proches de  $\{012\}\langle 021\rangle$ , désorientées d'environ  $45^\circ$  à  $\varepsilon = 1$ . Les types de bandes développées, perpendiculairement à la direction d'allongement sont schématisées sur la figure IV.2. Les bandes, de largeur 30 à 400  $\mu\text{m}$  environ, sont séparées par des régions ( BT de largeur  $< 10 \mu\text{m}$  ), de fort gradient d'orientation avec une orientation moyenne supposée proche du cube.

Une structure restaurée des bandes est présentée sur la figure IV.3 (a), ( 2h à  $120^\circ\text{C}$  ). Les bandes de déformation sont constituées de sous-grains relativement équiaxes de dimension moyenne, environ 1  $\mu\text{m}$ , tandis que les régions de transition comportent des sous-grains allongés selon X2. Sur la figure IV.3 (b), nous présentons les orientations de 35 sous-grains des bandes de déformation, analysés par EBSD, sous forme de figure des pôles  $\{200\}$ . En raison du caractère très perturbé du réseau cristallin dans les BT, nous n'avons pu déterminer les orientations à l'intérieure de ces bandes. Comme le montre la figure IV.3 (b), la plupart des orientations obtenues sont proches des deux composantes de déformation  $(012)[02\bar{1}]$  et  $(0\bar{1}2)[021]$ . Les orientations déterminées se déduisent de l'orientation initiale cube par des rotations positives ou négatives de l'ordre de  $20^\circ$  autour de l'axe transverse. A titre d'exemple, la bande centrale sur la figure IV.3 (a), est tournée dans le sens positif et les deux bandes voisines sont tournées dans le sens négatif. Ceci confirme notre analyse de la décomposition de cette orientation ( chapitre III ), en particulier l'hypothèse d'un seul système de glissement par bande. En effet, rappelons qu'en microscopie optique, les traces de glissement observées ( voir chapitre III ), correspondent à des glissements sur les systèmes  $a_1$  et  $b_1$  dans une bande et sur les systèmes  $c_1 + d_1$  dans la bande voisine. S'il y a glissement dans une bande sur  $a_1$  et  $b_1$ , ou sur  $c_1$  et  $d_1$ , la rotation mesurée dans la bande doit être quasiment nulle ou non uniforme.

Un stade ultérieur de la restauration ( appelé deuxième stade de la restauration ), est mis en évidence dans les cristaux orientés initialement cube, après deux heures de recuit à  $250^\circ\text{C}$  ( fig IV.4 (a) ). La taille des sous-grains (  $> 1 \mu\text{m}$  ), a augmenté par rapport au traitement précédent ( 2 h à  $120^\circ\text{C}$  ). La plupart des orientations ( fig IV.4 (b) ), des sous-grains obtenus,

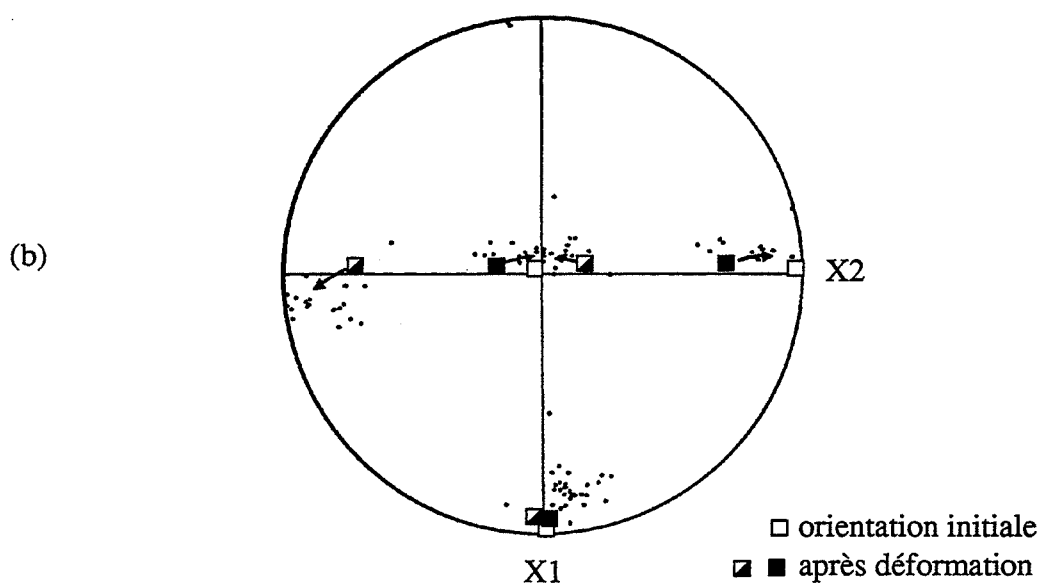
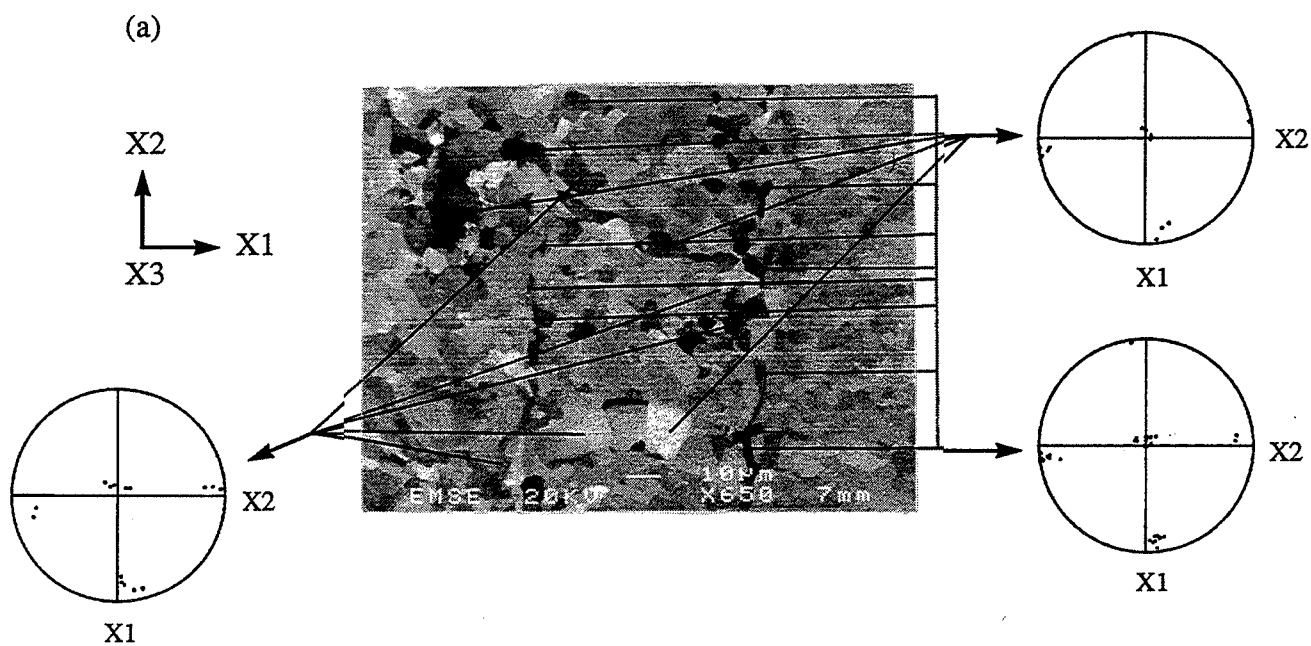


Figure IV.5 : Germination le long des bandes de transition et dans les bandes de déformation ; cristal d'orientation initiale (001)[010] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 3h à 250 °C ;  
 (a) structure développée,  
 (b) orientations de 30 sous-grains et "grains", pôles {200}.

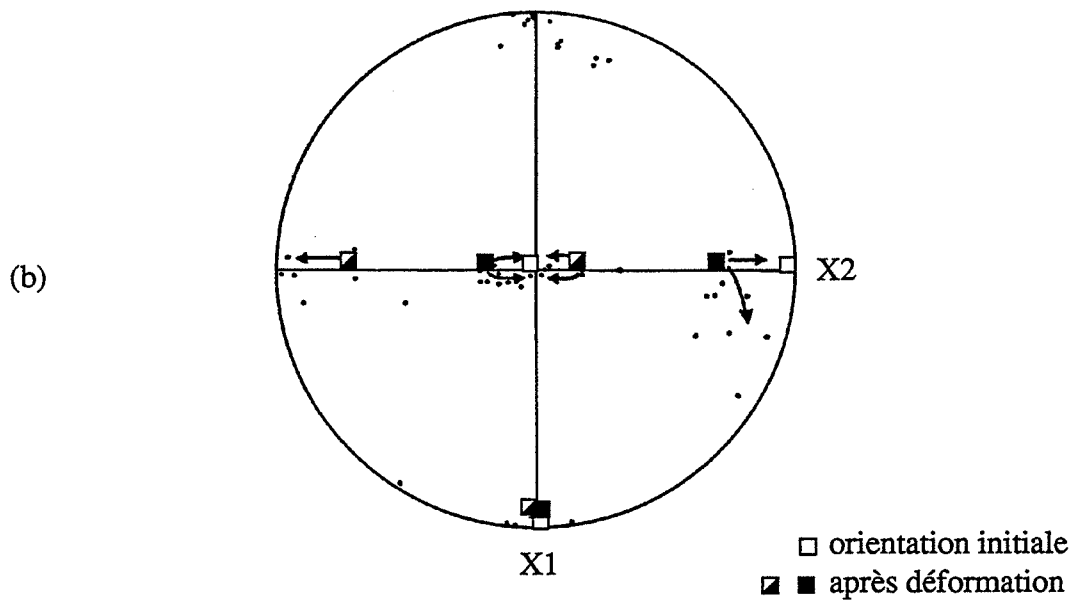
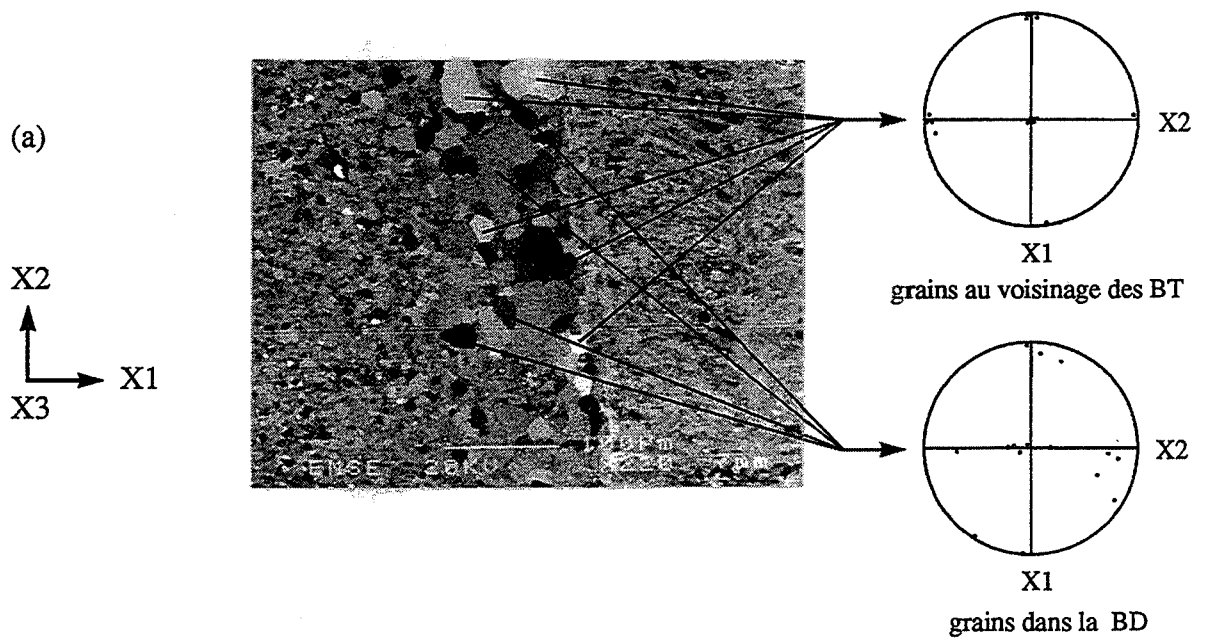


Figure IV.6 : Cristal d'orientation initiale (001)[010] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 3h à 250 °C ;  
 (a) région partiellement recristallisée,  
 (b) orientations des grains à partir de (a), pôles {200}.

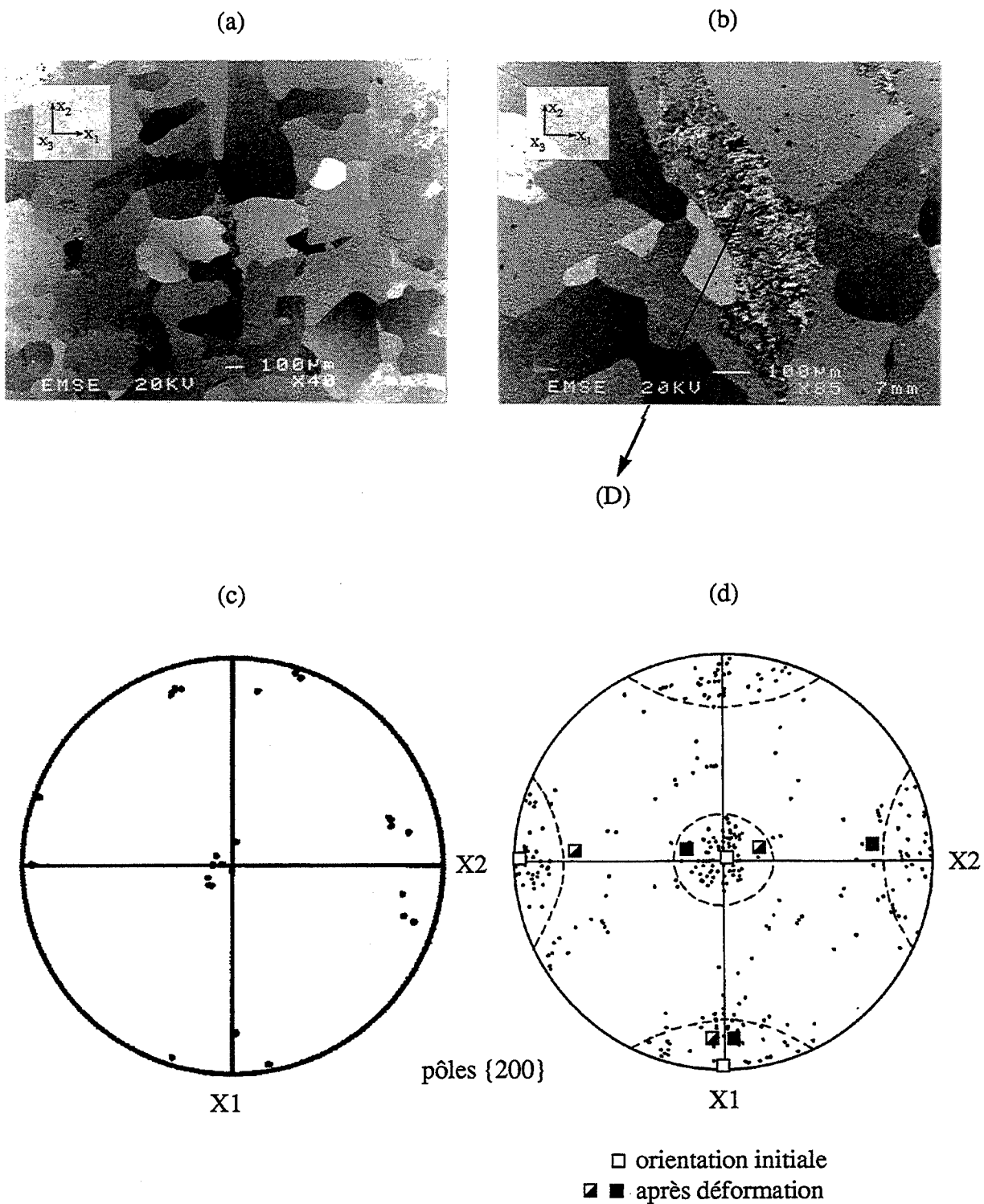


Figure IV.7 : Cristal d'orientation initiale (001)[010] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit quelques secondes à 400 °C ;  
 (a) structure recristallisée,  
 (b) structure partiellement recristallisée,  
 (c) orientations des grains entourant la région (D),  
 (d) orientations de 112 grains recristallisés.

s'étaient maintenant de  $(012)[02\bar{1}]$  à  $(0\bar{1}2)[021]$  en passant par l'orientation cube. On ne voit plus la séparation en deux orientations. Ce deuxième stade de la restauration, se caractérise par la formation dans les bandes de transition de quelques sous-grains orientés cube ( fig IV.4 (a) ). Les sous-grains développés dans les bandes de déformation sont soit proches des orientations de la matrice déformée, soit tournés autour de DT vers l'orientation cube. Quelquefois, la rotation autour de DT est couplée à une rotation, pouvant aller jusqu'à  $30^\circ$  autour de DN.

L'échantillon recuit 3 heures à  $250^\circ\text{C}$  ( fig IV.5 (a) ), révèle un stade de restauration sensiblement plus avancé avec un début de recristallisation. La taille des sous-grains formés est en moyenne supérieure à  $5\ \mu\text{m}$ . En fait, il est difficile de distinguer au MEB les sous-grains résultant de la coalescence, des nouveaux grains recristallisés. La taille et le faible contraste d'orientation ne permettent pas de faire une différence significative entre les sous-grains et les grains recristallisés. Ce dernier stade de la restauration est difficilement dissociable du début de la recristallisation. Dans ces conditions, nous avons choisi arbitrairement une taille de  $10\ \mu\text{m}$  environ pour différencier un sous-grain d'un grain recristallisé. Les orientations des sous-grains restaurés et des grains recristallisés ( fig IV.5 (a) et 5 (b) ), montrent que les "grains" des bandes de transition ont généralement l'orientation cube et que ceux des bandes de déformation ont des orientations s'étalant du cube aux orientations  $\{012\}\langle 021\rangle$ . Par comparaison avec le deuxième stade de la restauration ( 2 h à  $250^\circ\text{C}$  ), nous avons beaucoup plus de "grains" orientés cube au voisinage ou à l'intérieur des bandes de transition. Dans une région apparemment recristallisée ( fig IV.6 (a) ), de cet échantillon ( 3 h à  $250^\circ\text{C}$  ), sur 17 grains formés, 5 ont des orientations cube. Ils sont situés au voisinage des bandes de transition et semblent croître vers l'intérieur d'une bande de déformation. Les orientations des autres grains ( fig IV.6 (a) et 6 (b) ), s'approchent de l'orientation cube sans y parvenir complètement. Quelques orientations tournent autour de DT vers le cube, tandis que d'autres semblent tourner autour de DT et DN. De cette comparaison entre les 3 stades de la restauration, on peut déduire que les grains se forment à l'intérieur d'une bande de déformation, par un mécanisme de coalescence "dirigée" vers l'orientation cube ( ou cube tourné autour de DN ).

Un recuit de quelques secondes à  $400^\circ\text{C}$ , développe une microstructure presque entièrement recristallisée ( fig IV.7 (a) et 7 (b) ). La micrographie présentée sur la figure IV.7 (b), indique qu'il subsiste une partie de la structure déformée ( notée région D ), sans bande de transition. Nous n'avons pu déterminer par EBSD l'orientation de la région ( D ) ; les lignes de pseudo Kikuchi étaient trop diffuses, indiquant un très faible taux de restauration pendant les quelques secondes à  $400^\circ\text{C}$ . L'analyse des grains voisins de la région ( D ), montre qu'ils sont orientés cube ou cube tourné autour de DN ( figure IV.7 (c) ). En supposant que



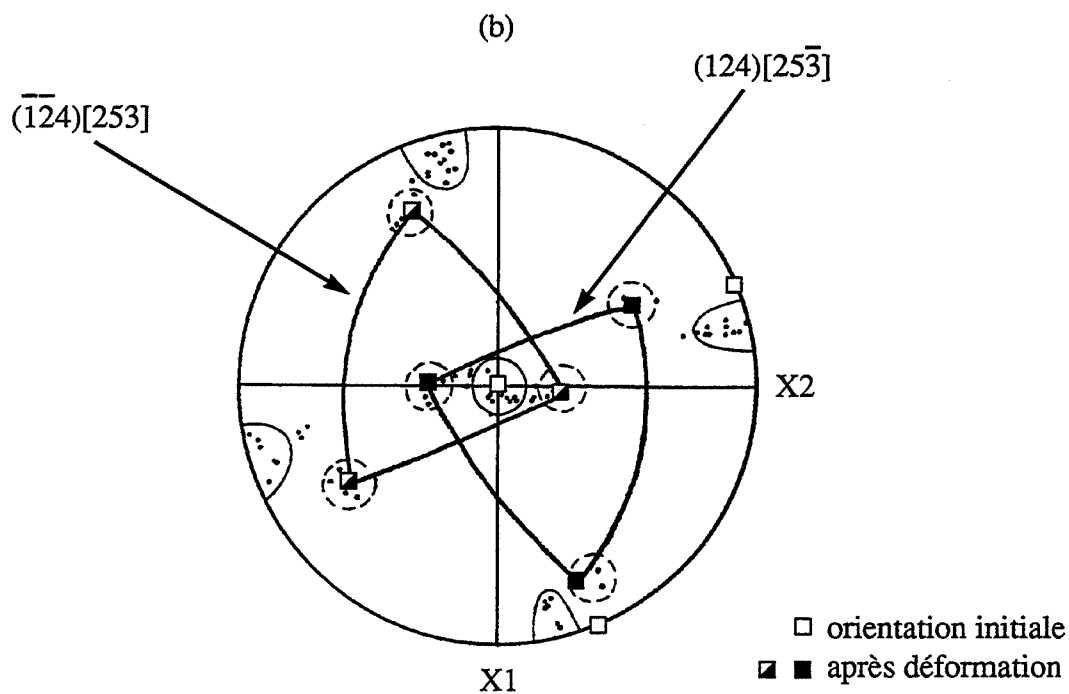
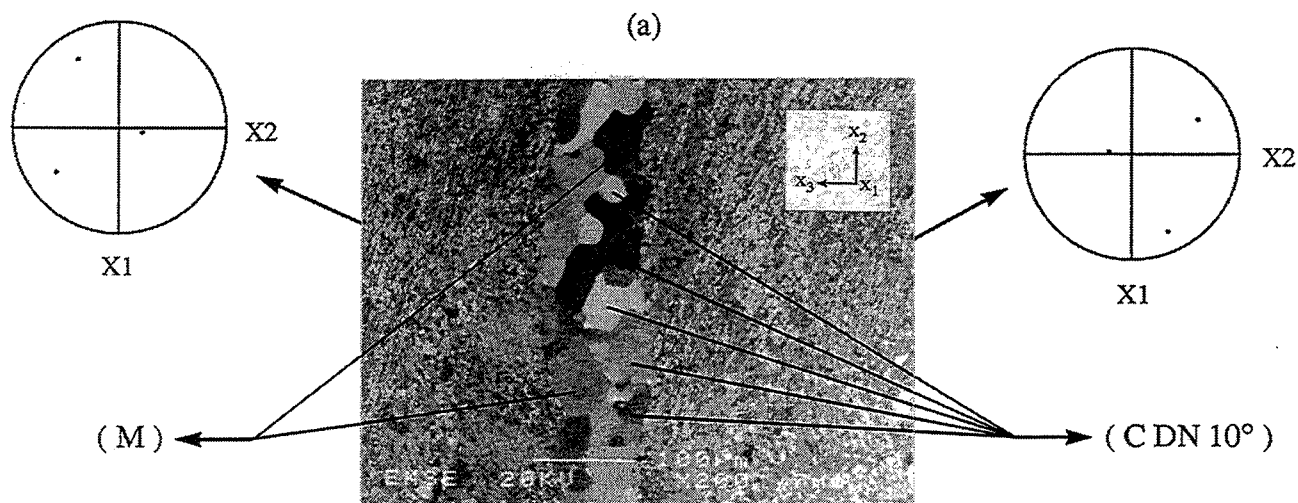


Figure IV.8 : Cristal d'orientation initiale  $(001)[250]$  déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 1h à  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$  ;  
 (a) région partiellement recristallisée,  
 (b) orientations des grains à partir de (a), pôles  $\{200\}$ .  
 ----- orientations proches de la matrice déformée (M).  
 ————— orientations proches de l'orientation cube tourné autour de DN (C DN  $10^{\circ}$ ).

l'orientation de la zone déformée ( D ), est proche d'une des deux composantes de déformation, la désorientation de cette région avec les grains voisins serait supérieure à  $15^\circ$ . Evidemment, dans un stade ultérieur, la région ( D ), peut être totalement consommée par les grains voisins. Pour cet échantillon, nous avons analysé par EBSD et ECP 112 grains recristallisés. Les orientations de ces grains sont présentées sous forme de figure des pôles  $\{200\}$ , à la figure IV.7 (d). Globalement, la texture de recristallisation est une texture cube présentant néanmoins une certaine dispersion.

Les résultats obtenus pour l'orientation cube peuvent être résumés par :

- A  $250^\circ\text{C}$ , les bandes de transition sont des sites préférentiels de germination, notamment de sous-grains et "grains" d'orientation cube. Les "grains" développés pendant la coalescence, à l'intérieur des bandes de déformation, semblent tourner vers des orientations cube ou cube tourné autour de DN.

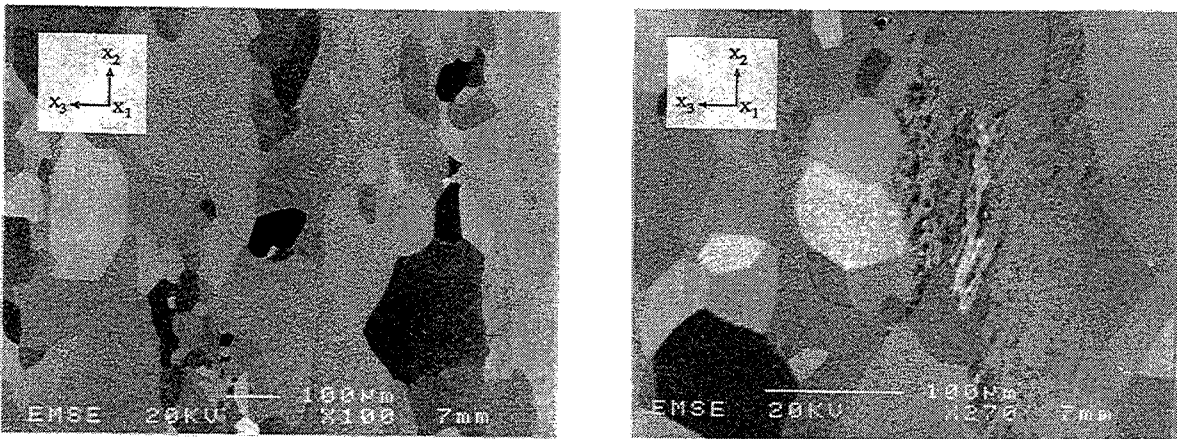
- A  $400^\circ\text{C}$ , la restauration est très limitée avant le début de la recristallisation. La texture de recristallisation est cube avec une certaine dispersion.

### **b) Orientations (001)[250] et (001)[110]**

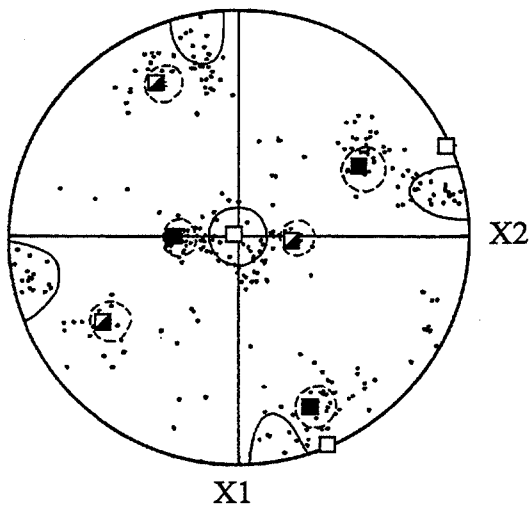
Après déformation en compression plane ( $\epsilon \approx 1$ ), ces deux orientations se décomposent en deux composantes complémentaires proches de  $\{124\}\langle 253\rangle$  pour l'orientation (001)[250], et proches de  $\{112\}\langle 111\rangle$  pour l'orientation (001)[110]. Notons que ce sont des composantes typiques des textures de laminage ( $\approx S_2 \{123\}\langle 412\rangle$  et Cu  $\{112\}\langle 11\rangle$ ). Rappelons qu'après réduction de 95 %, l'orientation  $\{124\}\langle 253\rangle$  se transforme en orientations  $S_2$  ( chapitre III ). A  $\epsilon = 1$ , les bandes de déformation sont empilées dans l'épaisseur pour l'orientation (001)[110] et, dans l'épaisseur et la largeur pour les cristaux d'orientation initiale (001)[250]. L'épaisseur des bandes, dans les cristaux (001)[110] est de 10 à 20  $\mu\text{m}$ . Les bandes de transition ont une épaisseur de l'ordre du micromètre. En revanche, pour les cristaux orientés (001)[250], l'épaisseur et la largeur d'une bande sont respectivement 0,8 mm et 70 à 300  $\mu\text{m}$  environ. Les bandes de transition ont une épaisseur de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$ . La densité des bandes formées dans les cristaux (001)[110], est beaucoup plus grande que dans les cristaux (001)[250] et cube.

Après un recuit d'une heure à  $250^\circ\text{C}$ , les cristaux d'orientation initiale (001)[250], révèlent une structure partiellement recristallisée ( fig IV.8 (a) ). A l'intérieur de ces plages "recristallisées", le long des bandes de transition, on constate deux types d'orientations : soit

(a)



(b)



- orientation initiale
- orientations de la matrice déformée
- orientations proches de la matrice
- orientations proches de la composante (001)[150]

(c)

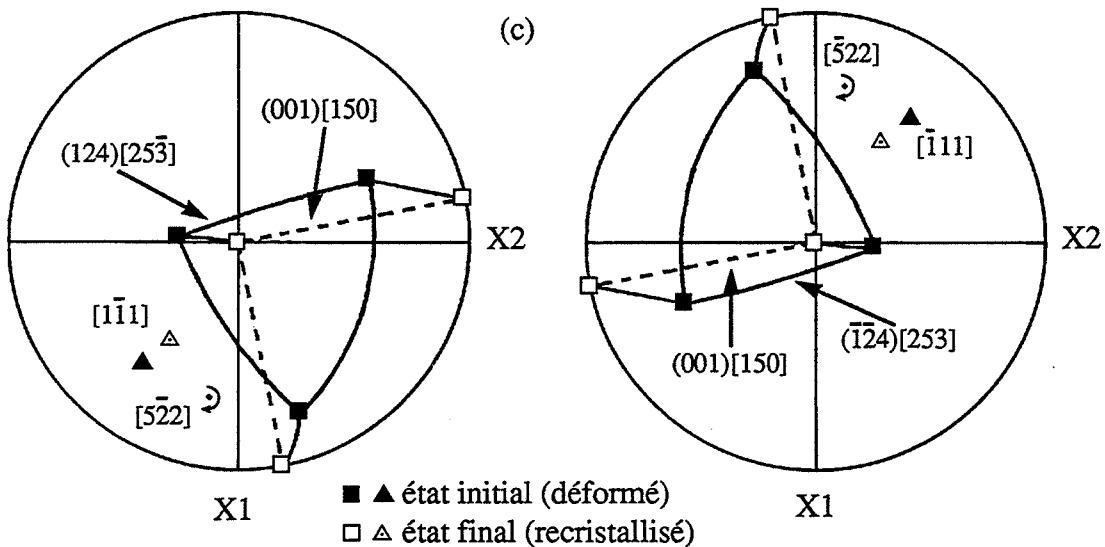


Figure IV.9 : Cristal d'orientation initiale (001)[250] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit quelques secondes à 400 °C ;  
 (a) grains recrystallisés,  
 (b) orientations de 103 grains recrystallisés, pôles {200},  
 (c) relations d'orientations entre la matrice déformée et la composante de recrystallisation (001)[150].

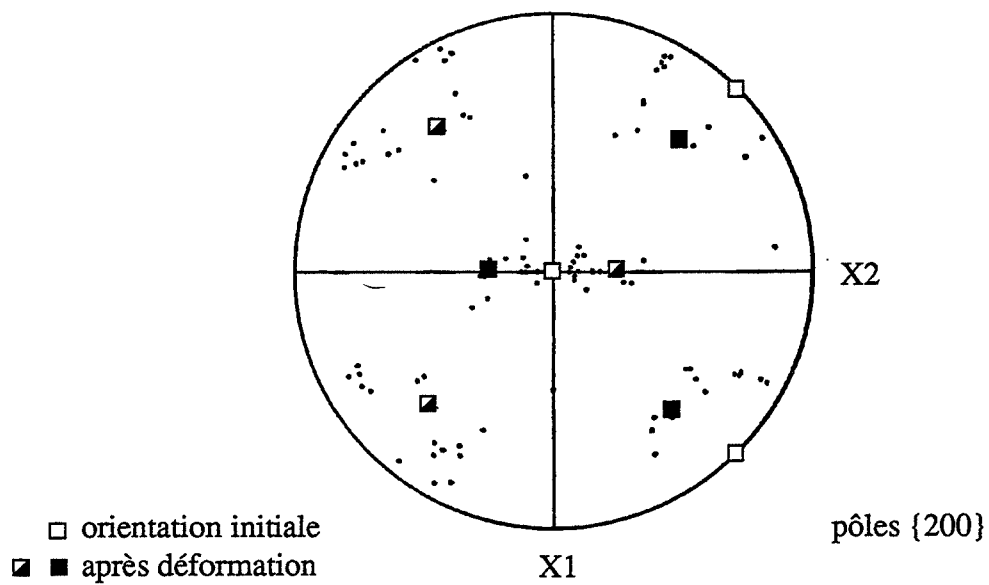


Figure IV.10 : Cristal d'orientation initiale (001)[110] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 45 mn à 250 °C ; orientations des grains recristallisés.

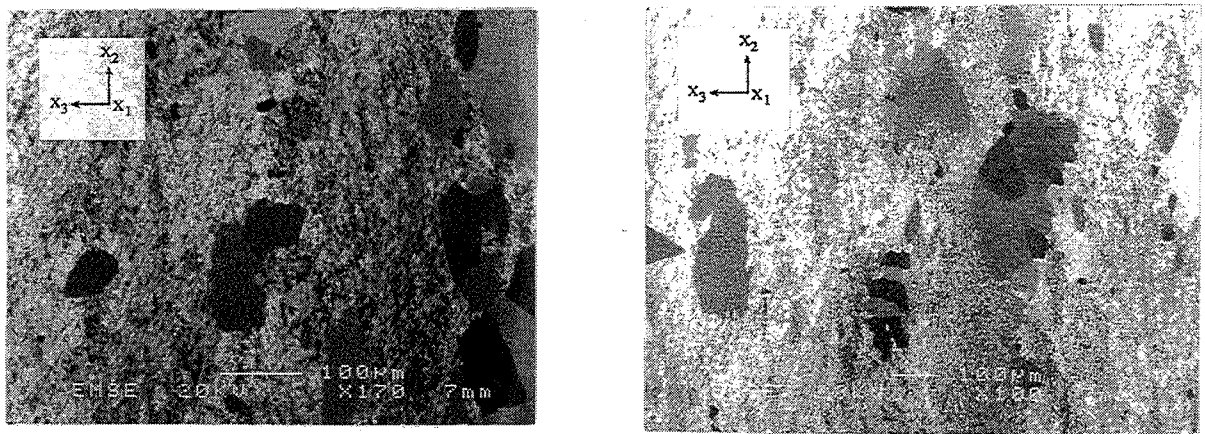


Figure IV.11 : Micrographies montrant des régions partiellement recristallisées, cristal (001)[110] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 3 à 5 s à 400 °C.

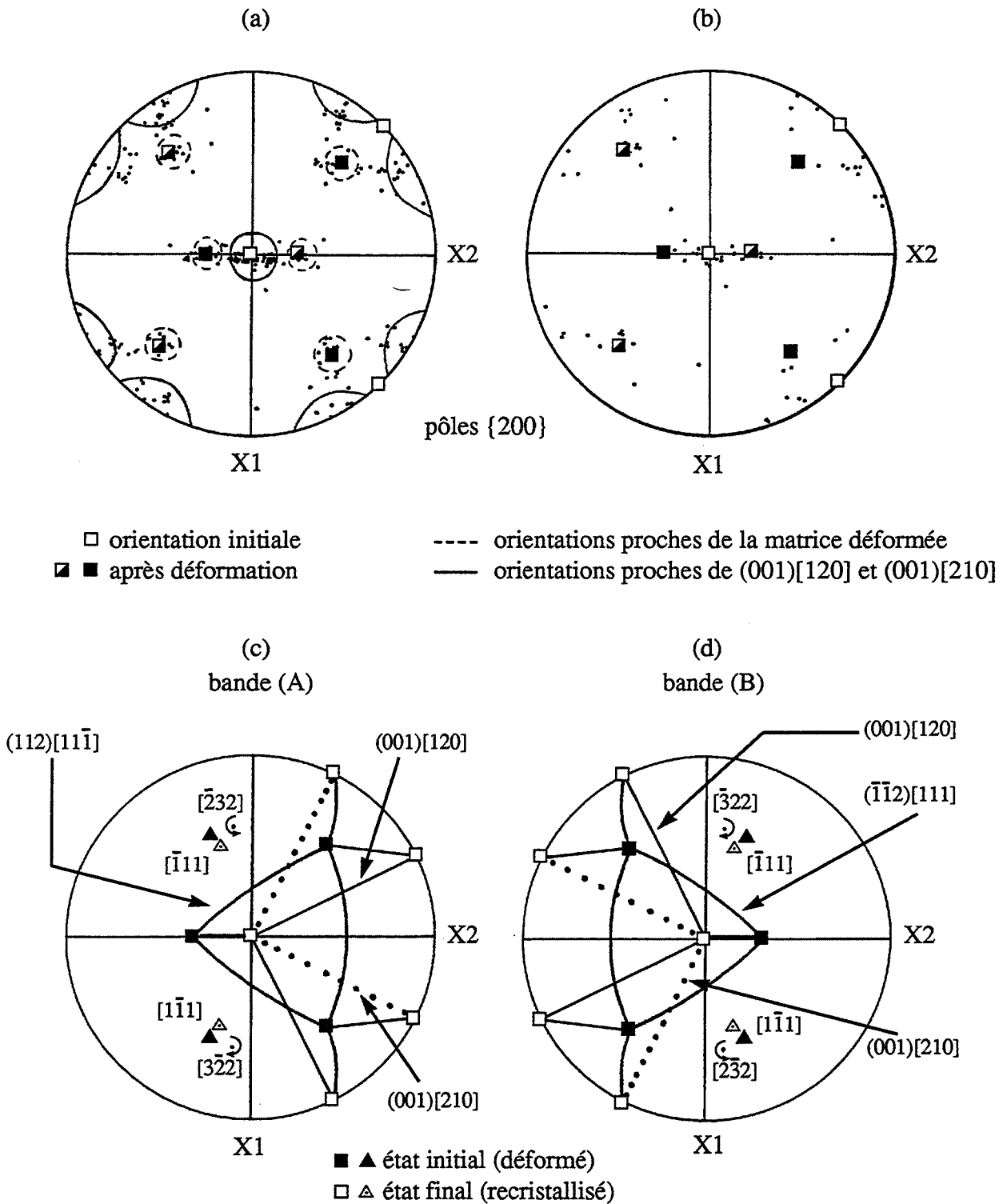


Figure IV.12 : Cristal d'orientation initiale (001)[110] déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit quelques secondes à 400 °C ; orientations de 100 grains recristallisés (fig IV.11).

- (a) orientations des grains de taille  $< 50 \mu\text{m}$ ,
- (b) orientations des grains de taille  $\geq 50 \mu\text{m}$ ,
- (c) relations d'orientations entre la bande (A) et les composantes (001)[120] et (001)[210],
- (d) relations d'orientations entre la bande (B) et les composantes (001)[120] et (001)[210].

proches de celles de la matrice déformée (M), soit proches de l'orientation cube, mais tourné de 10 à 15 degrés autour de DN ( [001] ), vers l'orientation initiale. Sur 24 grains analysés, 5 ont des orientations proches de la matrice, les autres sont cube tourné autour de DN ( qualifié cube DN 10° ). La majorité des grains se développant au voisinage ou à l'intérieur de la bande de transition ont des orientations cube DN 10° ( fig IV.8 (b) ). Notons que nous avons également trouvé un germe cube DN 10° à l'intérieur d'une bande de déformation.

La tendance à la formation de deux catégories d'orientations est confirmée en fin de recristallisation, après un court recuit à 400°C. La figure IV.9 (b), présente les orientations de 103 grains recristallisés dans ces conditions. On constate que les nouvelles orientations se classent dans les mêmes catégories : (1) matrice déformée et, (2) orientations cube tourné autour de DN, schématisées par l'orientation idéale (001)[150], à 10° de l'orientation cube. Les relations entre la matrice déformée et l'orientation idéale (001)[150], sont des rotations de l'ordre de 30° autour des axes  $[\bar{5}22]$  et  $[\bar{5}2\bar{2}]$  ( fig IV.9 (c) ). Ces axes de rotation sont intermédiaires entre la direction transverse ( X1 ) et les pôles de types {111}, les plus proches de DT.

En ce qui concerne l'orientation initiale (001)[110] déformée à  $\epsilon \approx 1$ , lors d'un recuit de 45 minutes à 250 °C, l'échantillon recristallise complètement ( fig IV.1 ). Par rapport à l'épaisseur des bandes de transition, la taille des grains recristallisés est nettement plus grande ( par un facteur d'environ 20 fois ). Les orientations des quelques grains recristallisés ( 22 ), à 250 °C sont présentées à la figure IV.10. En dépit du faible nombre de grains analysés, on dégage une tendance à la formation des grains du type cube DN 30°. Un recuit de quelques secondes à 400 °C, nous a permis d'obtenir une structure partiellement recristallisée ( fig IV.11 ). Nous avons déterminé par EBSD, l'orientation de 100 grains recristallisés ( fig IV.12 (a) et 12 (b) ). De la même manière que pour les échantillons d'orientation initiale (001)[250], les orientations des grains développés à 250 °C et à 400 °C, peuvent être divisées en deux catégories : celles proches des deux orientations complémentaires ( {112}<111> ), de la matrice déformée et celles voisines de l'orientation cube tourné autour de DN. Ce dernier groupe d'orientations peut être représenté par les orientations idéales (001)[120] et (001)[210], à 30° de l'orientation cube. Les relations d'orientations entre la matrice déformée et les deux composantes (001)[120] et (001)[210] de la texture de recristallisation ( fig IV.12 (c) et 12 (d) ), peuvent être résumées de la façon suivante :

- entre l'orientation (112)[11 $\bar{1}$ ] ( bande A ), de la structure déformée et les orientations (001)[120] et (001)[210] ( fig IV.12 (c) ), nous avons respectivement une rotation de l'ordre de 40° autour de l'axe  $[3\bar{2}2]$  et une rotation de - 40° autour de l'axe  $[\bar{2}32]$ .



- entre l'orientation  $(\bar{1}\bar{1}2)[111]$  ( bande B ), et les orientations  $(001)[120]$  et  $(001)[210]$  ( fig IV.12 (d) ), nous avons respectivement une rotation de l'ordre de  $40^\circ$  autour de l'axe  $[\bar{3}22]$  et une rotation de l'ordre de  $-40^\circ$  autour de l'axe  $[2\bar{3}2]$ .

Notons que dans le cas de cette orientation, les axes de rotation sont assez proches des pôles  $\{111\}$  ( à  $\approx 11^\circ$  ), mais toujours intermédiaires entre  $\langle 111 \rangle$  et X1 (= DT).

En résumé, nous pouvons dire que la recristallisation dans les cristaux orientés initialement  $(001)[250]$  et  $(001)[110]$ , se caractérise par la formation de deux catégories d'orientations : des orientations proches de la matrice déformée et des orientations tournées autour de DN ( $[001]$ ), vers l'orientation cube. Les grains recristallisés se développent à la fois dans les bandes de transition et dans la matrice déformée. Les bandes de transition semblent jouer un rôle important dans la formation des grains cube tournés autour de DN ( voir le cas de l'orientation  $(001)[250]$  après recuit à  $250^\circ\text{C}$  ). La formation de ce dernier groupe d'orientations se fait par coalescence des sous-grains avec rotation autour d'un axe situé entre un pôle  $\langle 111 \rangle$  et DT. Les axes de rotation ne correspondent pas aux normales ( $[111]$  et  $[\bar{1}\bar{1}1]$ ), des plans de glissement des systèmes actifs ( $a_1, b_1, -a_2, -b_2$ ).

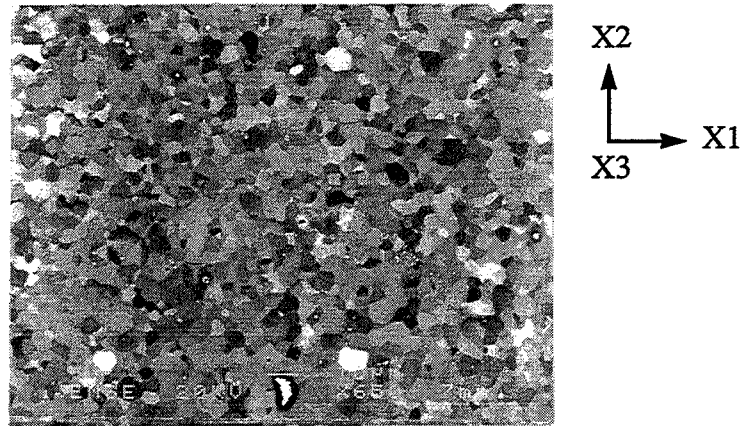
#### IV.1.2 - Orientation $(011)[01\bar{1}]$

Les cristaux d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  déformés en compression plane à  $\varepsilon \approx 1$ , possèdent une très large distribution d'orientations autour de DT ( $\pm 40^\circ$  environ). On constate néanmoins une distribution relativement homogène ( sans bande de transition ), des systèmes de glissement ( échelle  $> 10 \mu\text{m}$  ). Une structure restaurée, constituée de sous-grains de taille relativement grande ( 3 à 6  $\mu\text{m}$  environ ), ( fig IV.13 (a) ), est révélée après un recuit de 15 minutes à  $250^\circ\text{C}$ . Nous avons déterminé par EBSD, les orientations de 40 sous grains pris au hasard ( fig IV.13 (b) ). Nous constatons une large dispersion des pôles  $\{200\}$  et  $\{220\}$  à partir de leurs positions initiales autour de DT. Les figures des pôles ainsi obtenues sur le cristal restauré sont en accord avec l'analyse par rayons X, sur le cristal déformé ( voir figures III.33 et IV.13 (b) ). Il n'y a pas de changement d'orientation évidente pendant la restauration. Par comparaison avec l'orientation cube, la période de restauration avant recristallisation est beaucoup plus réduite dans le cas de l'orientation  $(011)[01\bar{1}]$  ( l'ordre de grandeur du temps à  $250^\circ\text{C}$ , est 10 fois plus faible ).

Après un recuit de 30 minutes à  $250^\circ\text{C}$  ( fig IV.14 (a) ), on constate une structure recristallisée avec une taille de grains relativement importante ; en général supérieur à  $100 \mu\text{m}$ .



(a)



(b)

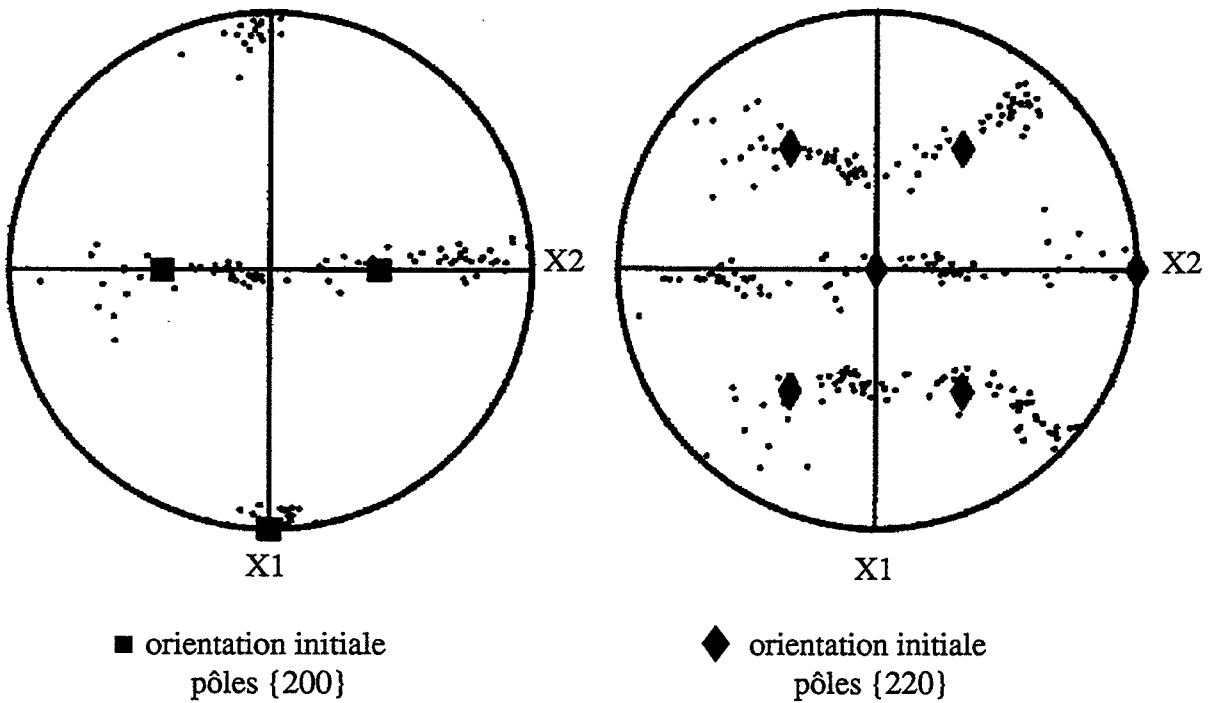


Figure IV.13 : Cristal d'orientation initiale  $(011)[0\bar{1}\bar{1}]$  déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 15 mn à 250 °C ;

(a) micrographie montrant les sous-grains formés,

(b) orientations de 40 sous-grains à partir de (a).

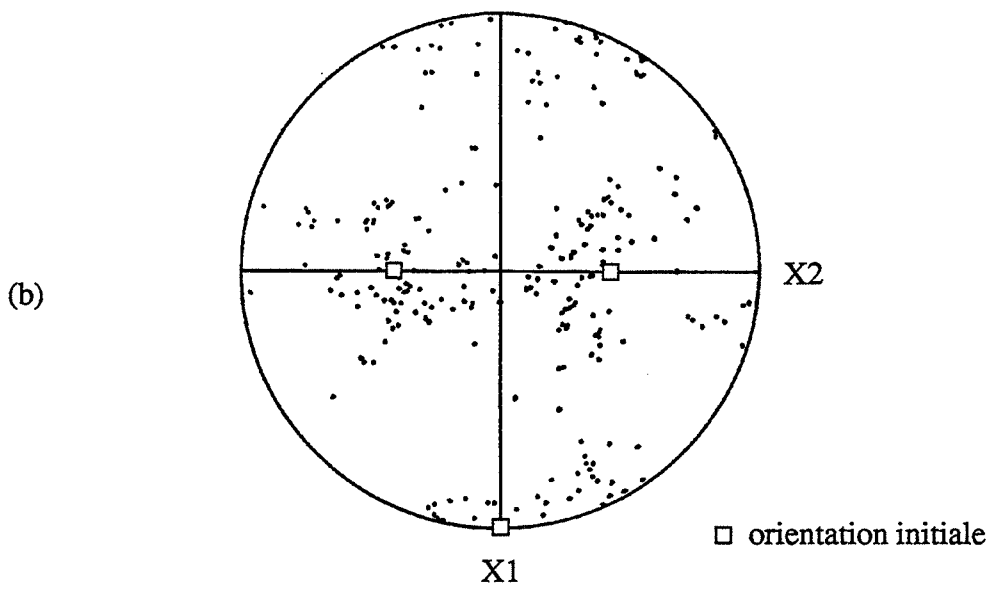
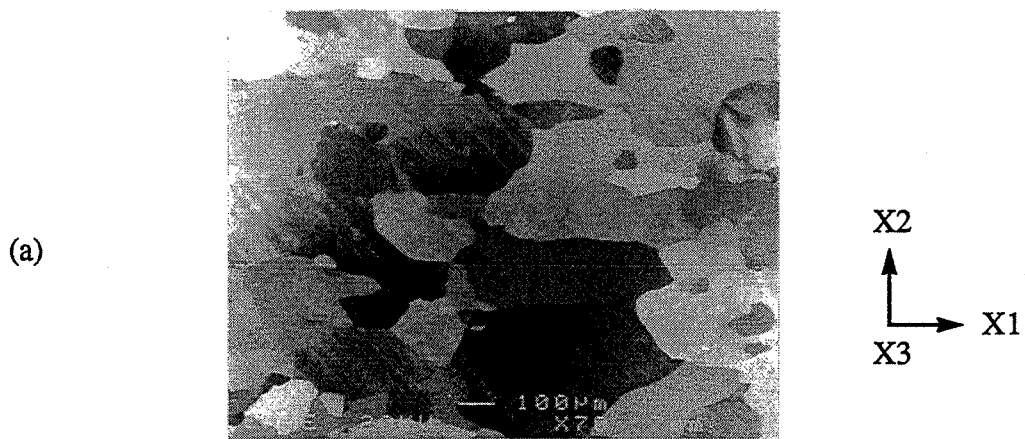


Figure IV.14 : Cristal d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 30 mn à  $250\text{ }^\circ\text{C}$  ;  
 (a) grains recristallisés,  
 (b) orientations de 83 grains, pôles  $\{200\}$ .

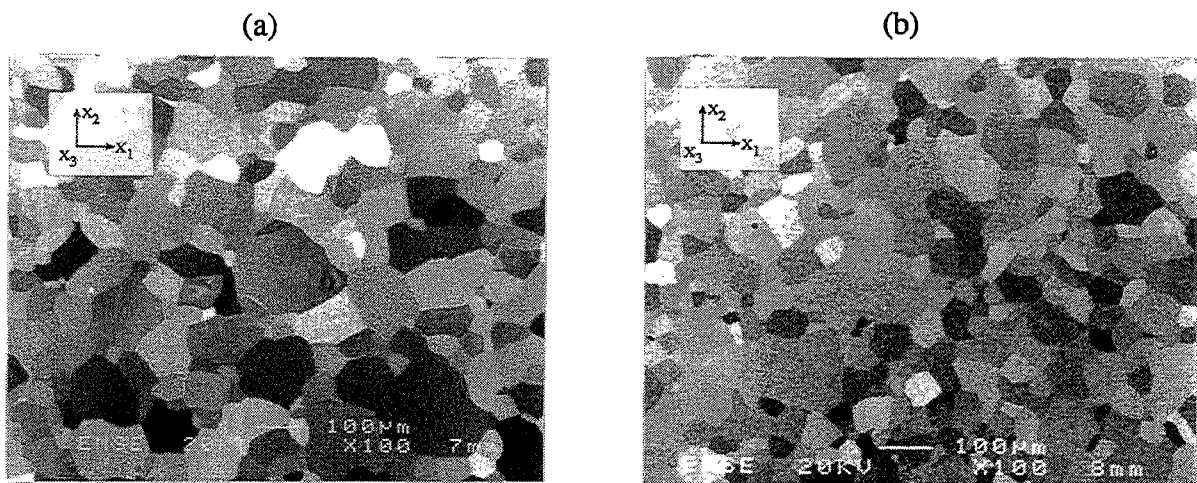


Figure IV.15 : Cristal d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit quelques secondes à  $400\text{ }^\circ\text{C}$  ;  
 (a) région recristallisée,  
 (b) région partiellement recristallisée.

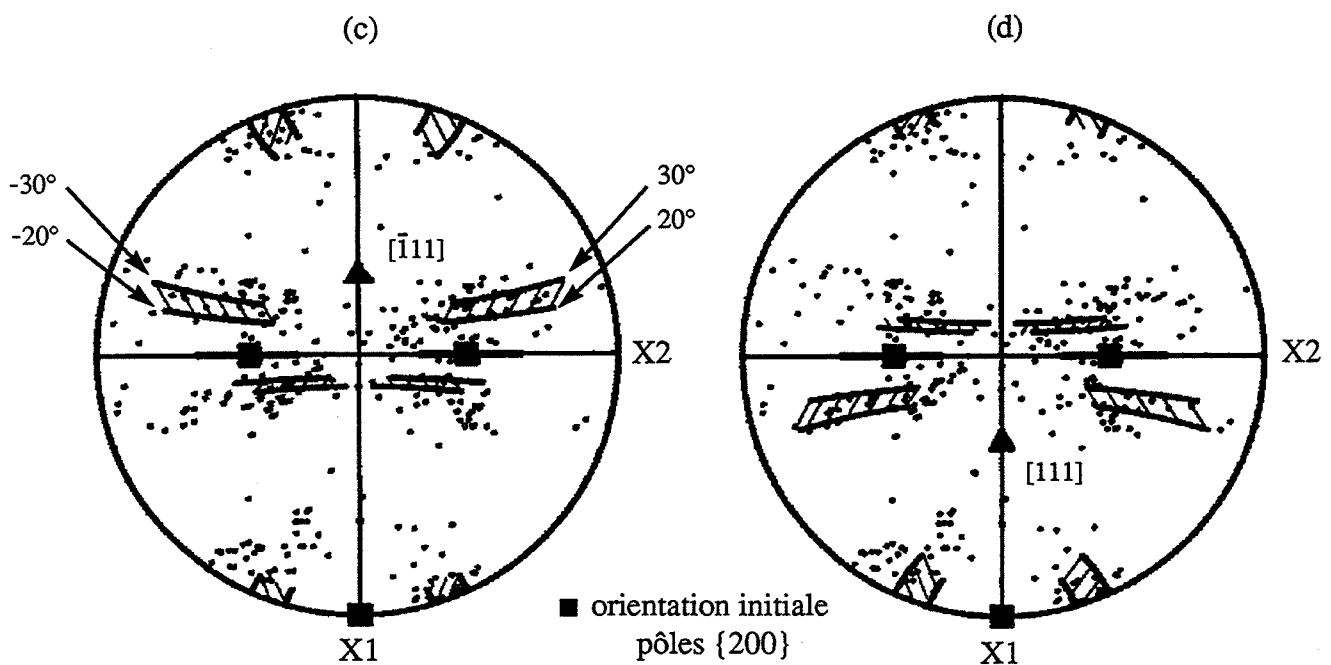


Figure IV.16 : Orientations de 110 grains développés dans un cristal  $(011)[01\bar{1}]$  déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit quelques secondes à  $400\text{ }^\circ\text{C}$ . En trait plein, sont présentées les orientations déduites de la fibre  $(012)[021]-(021)[012]$  par :  
 (a) rotation de  $\pm 20^\circ$  à  $\pm 30^\circ$  autour de  $[\bar{1}11]$ ,  
 (b) rotation de  $\pm 20^\circ$  à  $\pm 30^\circ$  autour de  $[111]$ .

Les orientations des grains recristallisés se caractérisent par une large dispersion ( fig IV.14 (b) ). On constate toutefois une désorientation de 15 à 30 degrés par rapport aux orientations de la matrice déformée. Cette désorientation est plus évidente après un bref recuit à 400°C, où la majorité des grains recristallisés présente des désorientations pouvant aller de  $\pm 20^\circ$  à  $\pm 30^\circ$ , par rapport à la matrice. Sur la figure IV.15, nous présentons deux micrographies représentatives de la structure obtenue après un recuit de quelques secondes à 400°C ; essentiellement recristallisée, mais avec quelques régions restaurées. La taille des grains développés à 400°C ( maximum 100  $\mu\text{m}$  environ ), est inférieure à celle des grains formés à 250°C. La désorientation entre les grains recristallisés et la matrice se fait autour de deux axes  $\langle 111 \rangle$ . Ceci est montré à la figure IV.16, où sont présentées les orientations expérimentales des grains recristallisés à 400°C, ainsi que les orientations calculées à partir des orientations  $(012)[02\bar{1}] - (021)[01\bar{2}]$ , par rotation de  $\pm 20^\circ$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes  $[\bar{1}11]$  et  $[111]$ .

## IV.2 - DISCUSSION

En principe la cinétique de recristallisation, pour un métal et une température donnés, dépend de la quantité de déformation et de la densité des bandes de déformation. La déformation appliquée, pendant nos expériences (  $\epsilon \approx 1$  ), est constante mais les quantités de glissement varient selon le facteur de Taylor  $M(\epsilon)$ . Par exemple, le cristal d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  (  $M = 2\sqrt{6}$  ), est plus "dur" que les cristaux d'orientation  $(001)\langle uv0 \rangle$  (  $M = \sqrt{6}$  ). L'évolution du facteur de Taylor des trois orientations de plan de compression  $(001)$ , a été donné à la figure III.17. Sur la figure IV.17, nous y ajoutons l'évolution approximative du facteur de Taylor associé à l'orientation  $(011)[01\bar{1}]$ . Le travail de déformation plastique par unité de volume, après un taux de déformation  $\epsilon_f$ , est donné par :

$$W = \left( \sum \gamma \right) \tau_c = \tau_c \int_0^{\epsilon_f} M(\epsilon) d\epsilon$$

En admettant que  $\tau_c$  ( cission critique ), est le même pour tous les systèmes de glissement actifs, le travail de déformation plastique est proportionnel à l'aire des courbes  $M(\epsilon)$ . Pour les trois orientations  $(001)\langle uv0 \rangle$ , cette aire peut être considérée comme sensiblement constante. En revanche, le travail de déformation correspondant à l'orientation  $(011)[01\bar{1}]$ , est plus élevé. Ceci est en accord avec le fait que la recristallisation se produit beaucoup plus rapidement dans les cristaux de cette orientation-ci ( voir les courbes de cinétique de recristallisation, fig IV.1 ).

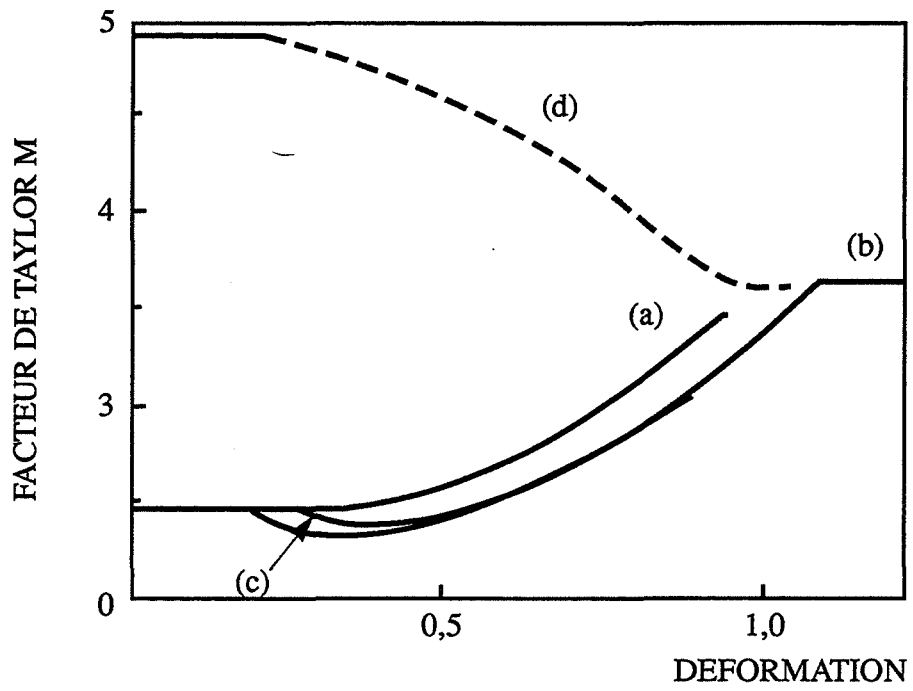


Figure IV.17 : Courbes  $M(\epsilon)$  ; (a)  $(001)[010]$ , (b)  $(001)[110]$ , (c)  $(001)[250]$ ,  
 (d)  $(011)[01\bar{1}]$ .

Pour les cristaux des trois orientations "cube", la différence se situe au niveau de la densité des bandes développées. La forte densité des bandes formées dans les cristaux (001)[110], accélère certainement le processus de recristallisation dans les cristaux possédant cette orientation.

Les premiers stades de la recristallisation dans les cristaux étudiés ici, peuvent être discutés en deux parties selon la présence, ou non des bandes de transition.

En ce qui concerne l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] sans BT, les sous-grains restaurés et les grains recristallisés à 250°C, ont des orientations proches des orientations de la matrice déformée ou dans la plupart des cas, désorientés de 15 à 30° par rapport à la matrice. La désorientation est d'autant plus importante que la température de recuit est élevée ( elle est de 20 à 30° après un recuit à 400° ). Les observations de la structure restaurée et partiellement recristallisée, montrent que les nouveaux grains germent un peu partout dans la matrice. Nos observations sont cohérentes avec un mécanisme de coalescence de sous-grains ( Hu, 1963 et, Li, 1962 ) ; à savoir croissance des sous-grains avec accroissement progressif de la désorientation jusqu'à atteindre une désorientation critique ( > 15° ), permettant aux sous-grains de devenir des germes stables. Après un recuit à 400°C, les orientations d'un grand nombre de grains peuvent se déduire de la matrice par des rotations de  $\pm 20$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes [111] et [ $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ]. A propos des axes de rotations, notons que nous ne savons pas pourquoi les rotations se font autour de ces deux axes et non autour des deux autres ( [ $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ] et [111] ). Ces relations d'orientations sont proches d'un joint de coïncidence  $\Sigma 13$  ( rotation de 27,8° autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  ). Il est souvent admis que dans les métaux cfc, les relations d'orientation autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ , caractérisent les joints de grande mobilité ( voir par exemple Liebmann, Lücke et Masing, 1956, Ibe et Lücke, 1966 et, Smith, Rae et Grovener, 1979 ). Ceci peut expliquer la rapide croissance des nouveaux grains dans la matrice déformée.

Pour les orientations (001) $\langle uv0 \rangle$ , à 250°C la germination commence à la fois dans la matrice déformée et le long des bandes de transition. Du fait de la symétrie de rotation dans les bandes de déformation séparées par les bandes de transition, les orientations de ces dernières devraient être les orientations d'origine. Dans le cas du cristal (001)[010] recuit à 250°C, des grains orientés cubes germent effectivement dans les bandes de transition. Pour les grains développés dans les bandes de déformation, la succession des étapes durant la restauration ( stades 1, 2 et 3 ), semble indiquer un processus de coalescence de sous grains accompagné d'une rotation autour de DT vers l'orientation cube. Dans certains cas, la rotation autour de DT est associée à une rotation autour de DN pouvant aller jusqu'à 30°.

A 400°C, la texture de recristallisation cube est nettement plus définie qu'à 250°C. Nous avons un nombre plus important de grains orientés cube après un court recuit. On en



déduit que la germination dans les bandes de transition est plus efficace à 400°C qu'à 250°C. Ceci mérite d'être étudié de façon plus détaillée afin de préciser l'influence de la température sur les sites de germination. Dans tous les cas, les textures de recristallisation développées dans les cristaux d'orientation initiale cube, résultent directement d'un processus de germination orientée.

En ce qui concerne les autres orientations de plan de compression (001), nous avons montré que les orientations des grains recristallisés peuvent être divisées en deux catégories :

- les orientations dispersées autour de celle de la matrice déformée,
- les grains d'orientation cube tourné autour de DN.

Comme pour l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ], la germination des grains d'orientations dispersées autour de la matrice, peut être expliquée par un mécanisme classique de coalescence de sous-grains. Ces grains germent au voisinage des bandes de transition ou dans les bandes de déformation.

Les grains tournés vers l'orientation cube présentent un intérêt particulier. Nous avons montré que pour l'orientation (001)[250] à 250°C, les bandes de transition jouent un rôle important dans la formation de cette catégorie d'orientation. Notons qu'en raison de la rapidité de la recristallisation pour l'orientation (001)[110], nous n'avons pu mettre en évidence le rôle des bandes de transition. Même dans le cas où il y a recristallisation partielle ( quelques secondes à 400°C ), les grains recristallisés sont grands par rapport aux dimensions des bandes. Les relations d'orientations entre la matrice et ce groupe de grains, montrent que les axes de rotation sont situés entre des pôles de type <111> et DT ( axe de rotation lors de la déformation ).

Pour l'orientation initiale cube DN 45°, et en tenant compte de la dispersion expérimentale des orientations, les axes de rotation peuvent être approximés par des pôles <111>, les plus près de DT. Les premiers stades de la croissance des grains laissent présager pour cette orientation une certaine sélection par un processus de croissance orientée. En revanche, il nous semble difficile d'expliquer pour le moment la croissance de ce deuxième groupe dans les cristaux (001)[250]. Notons que pour les deux orientations, nous n'avons détecté aucun grain recristallisé possédant l'orientation d'origine ( c'est-à-dire l'orientation théoriquement admise pour les BT ). Les composantes développées dans ces orientations ne sont pas compatibles avec un modèle de germination orientée à partir des bandes de transition.



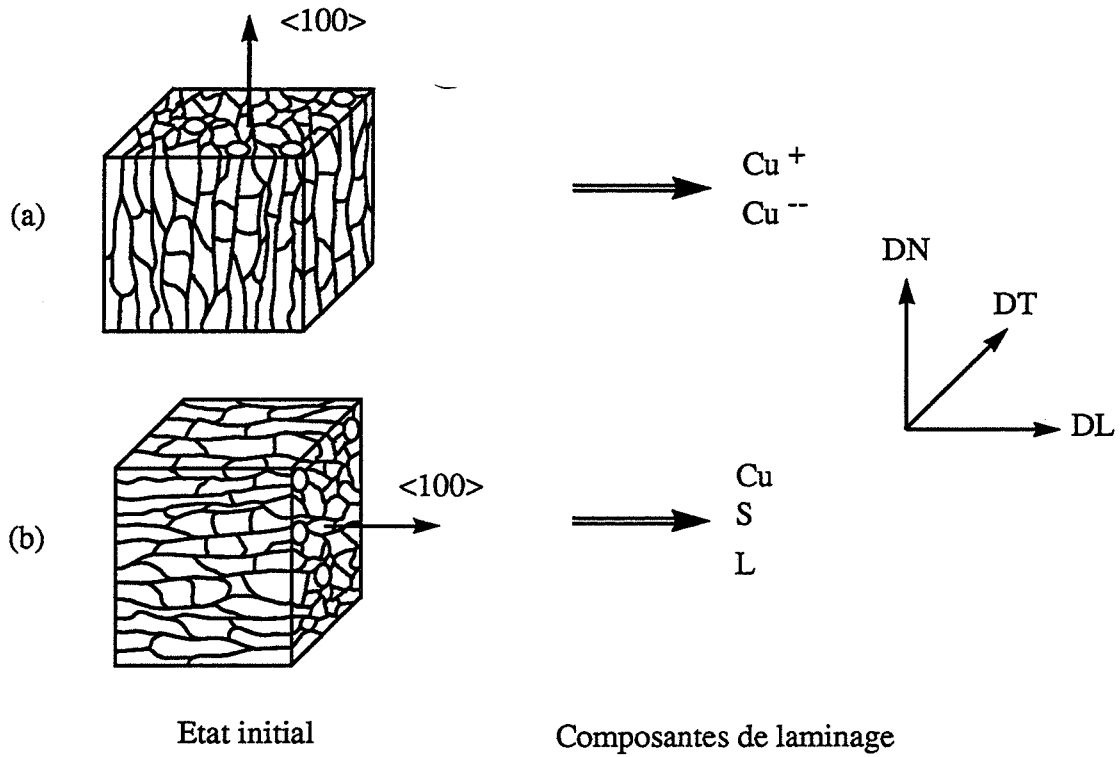


Figure IV.18 : Schémas représetants des polycristaux de texture fibre  $\langle 100 \rangle$ ;  
 (a) axe  $\langle 100 \rangle$  suivant DN ( FDN ),  
 (b) axe  $\langle 100 \rangle$  suivant DL ( FDL ).

Dans la littérature, on trouve peu d'études détaillées des microstructures de recristallisation développées dans les deux orientations que nous avons étudiées. Cependant, nos résultats concernant l'orientation (001)[110], peuvent être comparés avec ceux de Butler, Blicharski et Hu ( 1991 ), pour la même orientation. Ces auteurs ont déformé des monocristaux d'aluminium en compression plane à une déformation supérieure ( $\epsilon = 2,3$ ), et recuit 5 minutes à 150°C et 200°C. Une étude préliminaire par EBSD d'une dizaine de grains recristallisés, révèle que certains grains ont des orientations {001}<410>, c'est à dire cube DN 14°. Rappelons qu'après une déformation  $\epsilon = 1$ , nous trouvons cube DN 30°. Il semble alors que la rotation vers des orientations cube tourné autour de DN soit un phénomène général. Dans ce cas, le degré de rapprochement de l'orientation cube idéale serait fonction du taux de déformation, de la rotation de l'orientation initiale par rapport à la direction normale et de la température de recuit. D'ailleurs la comparaison entre nos résultats montre que les orientations cube DN formées dans les cristaux (001)[250], sont plus proches de l'orientation idéale cube ( $\approx 10^\circ$ ).

Ces résultats sur monocristaux déformés en compression plane, peuvent être comparés à ceux sur polycristaux orientés {001}, après laminage. En effet, Hjelen, Orsund et Nes ( 1991 ), ont étudié les premiers stades de la recristallisation dans des polycristaux d'aluminium d'orientation initiale {001}<uv0>, laminés à 90 % ( $e \approx 2,3$ ), et recuit à 400°C. Notons que la texture fibre {001} initiale, résulte de la solidification. Deux configurations de cette texture fibre ont été étudiés : (1) l'axe de fibre parallèle à DN (notée ici FDN) et, (2) l'axe de fibre dans le sens de DL (notée ici FDL). Leurs principaux résultats sont interprétés comme suit :

- dans les polycristaux FDN ( fig IV.18 (a) ), laminés et recuits, les grains orientés "cube" germent à partir des BT entre les deux composantes {112}<111> de déformation,
- dans les polycristaux FDL ( fig IV.18 (b) ), laminés et recuits, les grains "cube" se forment dans les BT entre deux composantes Cuivre ou Cuivre tourné autour de DN.

Concernant la germination à partir des BT entre les deux composantes {112}<111>, une analyse détaillée de leurs résultats ( fig IV.19 ), montre que les germes recristallisés dans les polycristaux FDN, ont des orientations cube tournées autour de DN ( de 10 à 20° environ ). Ceci est compatible avec nos résultats de recristallisation sur monocristaux (001)[110], lesquels développent à de grands taux de déformation deux

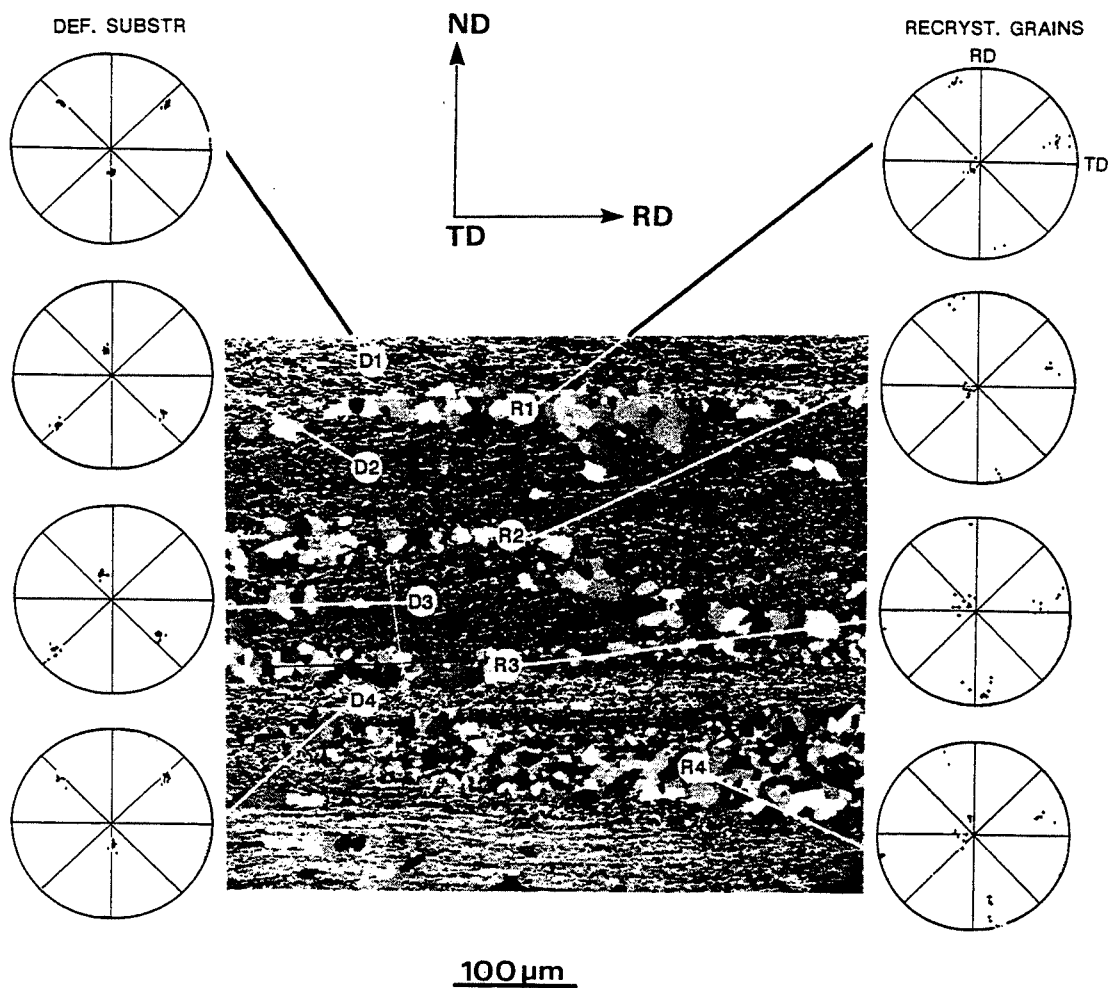


Figure IV.19 : D'après Hejelen, Orsund et Nes (1991) ; germination dans les bandes de transition dans des polycristaux d'aluminium laminés et recuits (cas FDN), pôles {200}.

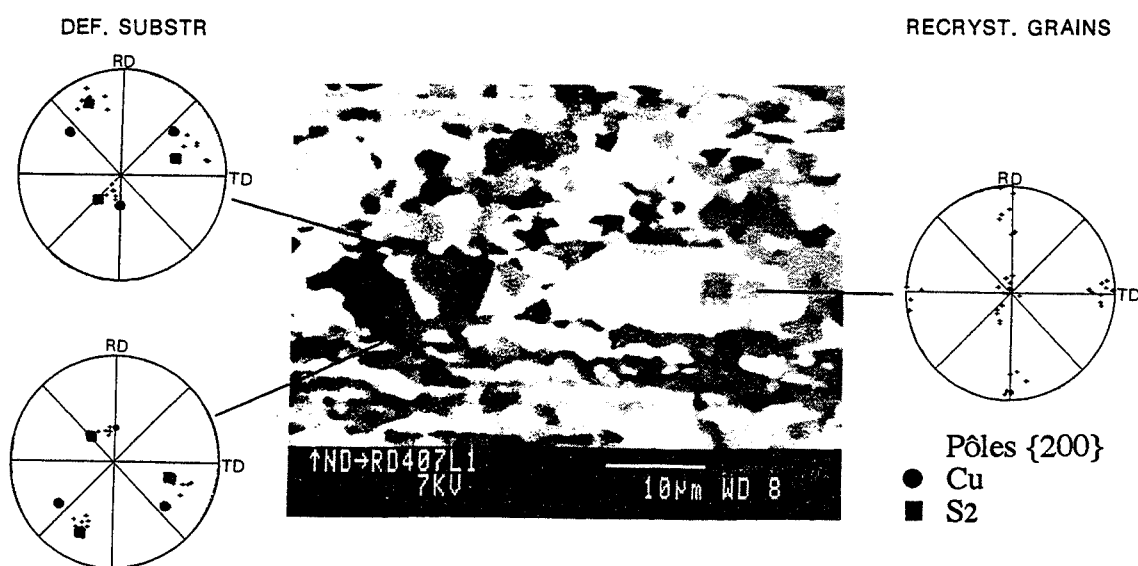


Figure IV.20 : Micrographie montrant la germination dans les bandes de transition dans des polycristaux d'aluminium laminés et recuits (cas FDL), d'après Hejelen et *al.*, (1991).

composantes Cuivre. L'ensemble de ces résultats ( les notres, Butler et *al.* et, Hjelen et *al.* ), indique que la recristallisation à partir de deux composantes  $\{112\}\langle 111\rangle$ , ne crée pas une orientation véritablement cube.

En revanche, les germes recristallisés dans les polycristaux FDL entre "deux composantes Cuivre ou Cuivre tourné autour de DN", sont beaucoup plus proches de l'orientation cube ( fig IV. 20 ). En fait dans ce cas, les orientations de la matrice présentent une certaine dispersion allant d'une orientation Cu tourné autour de DN à une orientation  $S_2$ . Ces orientations semblent être plus proches de  $S_2$  que du Cuivre ( voir figure IV. 20 ). Cette réinterprétation est cohérente avec nos résultats de recristallisation dans les cristaux (001)[250], lesquels développent à  $\varepsilon = 1$  des orientations proches de  $S_2$  et qui recristallisent vers cube ou cube DN.

### IV.3 - CONCLUSIONS

Nous avons étudié les mécanismes de recristallisation de monocristaux déformés, d'orientations initiales (011)[01 $\bar{1}$ ], (001)[010], (001)[250] et (001)[110] à 250°C et à 400°C.

Pour l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ], la germination a lieu par un mécanisme de coalescence de sous-grains, réparties de façon aléatoire dans la matrice restaurée. Au départ, à 250°C, les grains recristallisés sont généralement désorientés par rapport aux orientations de la matrice de 15 à 30°. A 400°C, la croissance des grains recristallisés semble être favorisée par le type de relation existant entre les orientations de ces derniers et les orientations de la matrice déformée. Les relations d'orientation sont des rotations de  $\pm 20$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes [ $\bar{1}11$ ] et [111].

En ce qui concerne les cristaux de plan de compression (001), les germes de recristallisation se forment à la fois dans la matrice restaurée et le long des bandes de transition. Les résultats obtenus pour l'orientation cube peuvent être résumés de la façon suivante :

- A 250°C, dans les bandes de transition germent des grains orientés cube. Dans les bandes de déformation, les grains semblent se former par un mécanisme de coalescence de sous-grains avec rotation autour de DT vers l'orientation cube. Pour certains grains, la rotation autour de DT est accompagnée d'une rotation autour de DN ([001]).



- A 400°C, la restauration est limitée. Après un court recuit, la texture de recristallisation est une texture cube avec une certaine dispersion. Les bandes de transition semblent plus actifs à 400°C qu'à 250°C.

Pour cette orientation, la composante de recristallisation cube développée peut être entièrement expliqué par la théorie de la germination orientée.

Pour les deux dernières orientations, nous avons formation de deux groupes de grains :

1 - des grains d'orientations proches de la matrice déformée. Ceux-ci, se développent dans les bandes de déformation et au voisinage des bandes de transition. Leur formation peut être expliquée par un mécanisme classique de coalescence de sous-grains.

2 - des grains d'orientations cube tourné autour de DN. Dans les cristaux d'orientation initiale (001)[250], la plupart des grains cube DN 10° à 15° germent au voisinage ou dans les bandes de transition entre deux composantes proches de S<sub>2</sub>. Les orientations de ces grains se déduisent des orientations de la matrice déformée par rotation d'environ 30° autour d'un axe intermédiaire entre DT et les pôles <111> les plus proches. Pour les cristaux (001)[110], les deux composantes Cuivre ( {112}<111> ), de la texture de déformation donnent des orientations cube DN 20 à 30°. Ces dernières se déduisent des orientations de la matrice déformée par des rotations de l'ordre de 40° autour d'un axe voisin d'un pôle <111>.



# **CHAPITRE V**

**TEXTURES DE RECRISTALLISATION ET  
CARACTERISATION DES JOINTS DE GRAINS  
DANS DES MONOCRISTAUX D'ALUMINIUM  
DEFORMES EN COMPRESSION PLANE**





Dans ce chapitre, nous étudierons les micro-textures de fin de recristallisation développées dans des cristaux d'aluminium d'orientations initiales  $(001)[010]$ ,  $(011)[01\bar{1}]$  et  $(111)[11\bar{2}]$ , après déformation en compression plane et recuit pendant des durées assez longues. En compression plane ( $\epsilon \approx 1$ ), l'orientation cube se décompose en deux orientations proches de  $\{012\}\langle 021\rangle$  et l'orientation  $(011)[01\bar{1}]$  développe une texture quasi-fibreuse s'étalant de  $\approx (012)[02\bar{1}]$  à  $\approx (021)[01\bar{2}]$ . Enfin, l'orientation  $(111)[11\bar{2}]$ , se scinde en deux orientations ( $(110)[00\bar{1}]$  et  $(112)[11\bar{1}]$ ) après des déformations de l'ordre de 0,5. Rappelons que les premiers stades de la recristallisation dans les cristaux  $(001)[010]$ , se caractérisent par la formation d'une texture de recristallisation cube, présentant une certaine dispersion. Cependant, pour les cristaux  $(011)[01\bar{1}]$  déformés et recuits, les orientations des grains recristallisés peuvent se déduire des orientations de la matrice par des rotations de  $\pm 20^\circ$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes  $[111]$  et  $[\bar{1}11]$ .

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'influence des 3 types d'hétérogénéités de déformation dans ces orientations, sur les textures de recristallisation. Nous étudierons l'influence du taux de déformation et de la température de recuit sur ces textures. Après déformation, en compression plane, les échantillons sont recuits 10 heures à  $250^\circ\text{C}$  ou à  $400^\circ\text{C}$ , c'est à dire aux mêmes températures que pour l'étude des premiers stades de la recristallisation, mais pour une longue durée qui permet d'atteindre un état de quasi-équilibre (croissance des grains). Les textures seront caractérisées grain par grain par les techniques de micro-diffraction au MEB : ECP et EBSD. Plus précisément, nous avons déterminé les orientations de tous les grains de l'une des deux surfaces de compression. Ceci nous permettra une description détaillée des textures de recristallisation et dans un deuxième temps, d'utiliser les mesures d'orientations locales des grains recristallisés pour caractériser les joints de grains formés dans ces échantillons.

En ce qui concerne les joints de grains, certains travaux (Warrington et Boon, 1975), indiquent que leur distribution est influencée par la texture cristallographique. Les joints de grains sont habituellement classés en joints de faible désorientation et de forte désorientation. Les joints faiblement désorientés sont décrits comme un arrangement discret d'un réseau de dislocations (Bragg, 1940 et, Read et Shockley, 1950). Par exemple un joint de flexion est décrit comme un empilement périodique de dislocations coins. Ce modèle n'est pas valable, pour les joints désorientés de plus de  $15^\circ$ , du fait des recouvrements des dislocations à forte désorientation. Dans ce cas, il est difficile d'identifier individuellement les défauts.

Pour décrire les joints de forte désorientation, il existe entre autres un modèle basé sur l'existence d'un réseau de sites de coïncidence (RSC), (en anglais CSL, "Coincidence Site Lattice"), développé initialement par Kronberg et Wilson (1949). Le réseau des sites de

Déformation	Température en °C	Nombre de grains recristallisés	Textures de recristallisation
0.25	400	-	Pas de recristallisation
0.50	400	109	cube + 1 composante mineure obtenue par rotation 35° autour de <111>
0.60	250	-	Pas de recristallisation
1.00	400	405	cube + 2 composantes mineures obtenues par rotation de 35° autour de <111>

Tableau 3 : Textures de recuit sur des cristaux d'aluminium d'orientation initiale (001)[010] déformés en compression plane.

Orientation	Température de recuit en °C	Taille approximative en début de recristallisation ( $\mu\text{m}$ )	Taille approximative après 10h de recuit ( $\mu\text{m}$ )
cube	250	40	> 1000
	400	150	> 600
(011) [01 $\bar{1}$ ]	250	> 100	> 700
	400	< 100	> 800

Tableau 4 : Taille approximative des grains après recuit à 250 °C et 400 °C ; cristaux déformés en compression plane (  $\epsilon = 1$  ).

coïncidence peut être obtenu en permettant aux réseaux des cristaux adjacents, une translation et une interpénétration de telle sorte que certains sites atomiques des deux réseaux coïncident. Le réseau formé par les sites coïncidents des deux réseaux est le réseau des sites de coïncidence.  $\Sigma$  étant la coïncidence, la fraction des sites du réseau en bonne coïncidence est définie par  $1/\Sigma$ .

## V.1 - TEXTURES DE RECUIT

### V.1.1 - Résultats

#### a) Orientation cube

Pour cette orientation, nous avons étudié 4 échantillons dont 3 sont recuits 10 heures à 400°C après déformation à  $\varepsilon = 0,25, 0,5$  et 1. Le dernier échantillon est déformé à 0,6 et recuit 10 heures à 250°C. L'ensemble des résultats obtenus pour cette orientation est présenté dans le tableau 3.

Lors du recuit à 400°C, le cristal d'orientation initiale cube déformé à 0,25 n'a pas recristallisé. Ceci est bien illustré par les deux figures des pôles {220}, obtenues après déformation et recuit ( fig V.1 ). Rappelons qu'à  $\varepsilon = 0,25$ , la déformation est relativement homogène ( chapitre III ), et que les bandes de transition ne sont pas encore formées. Après des taux de déformation de 0,5 et 1, les échantillons ont complètement recristallisé ( fig V.2 ). En moyenne, la taille des grains recristallisés est supérieure à celle obtenue en début de recristallisation ( tableau 4 ). L'orientation des échantillons recristallisés a été déterminée par rayons X et par ECP. Par ECP, nous avons analysé 109 grains dans l'échantillon déformé à 0,5 et 405 grains dans l'échantillon déformé à 1.

Les résultats de cette analyse sont présentés sous forme de figures des pôles {111}, ( fig V.3 ). Malgré une certaine correspondance entre les figures des pôles obtenues par rayons X et par ECP, nous remarquons que les textures déduites de l'analyse grain par grain sont plus explicites. Par exemple, par ECP nous avons décelé des composantes mineures de recristallisation difficilement détectables par rayons X. Globalement, les textures de recristallisation sont largement dominées par la composante cube. Les deux composantes mineures peuvent être décrites par les orientations idéales  $(\bar{3}26)[\bar{2}6\bar{3}]$  et  $(\bar{3}\bar{2}6)[263]$ , ( fig IV.3 (d) ).

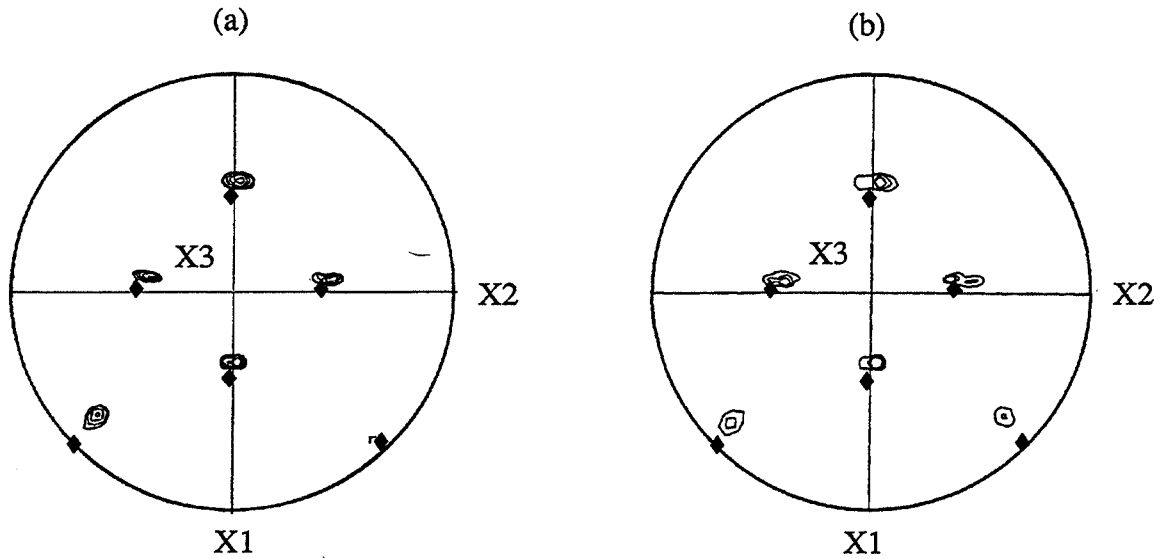


Figure V.1 : Figures des pôles  $\{220\}$  ; cristal d'orientation initiale  $(001)[010]$ ,  
 (a) déformé à  $\epsilon = 0,25$ ,  
 (b) déformé à  $\epsilon = 0,25$  et recuit 10 heures à 400 °C,  
 ♦ indique la position des pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale.

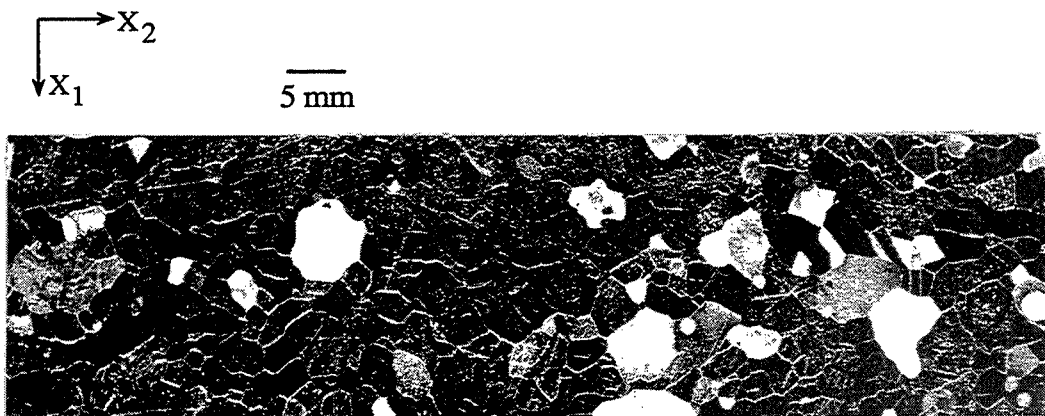


Figure V.2 : Micrographie montrant les grains recristallisés dans un échantillon d'orientation initiale  $(001)[010]$ , déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 10 heures à 400 °C.

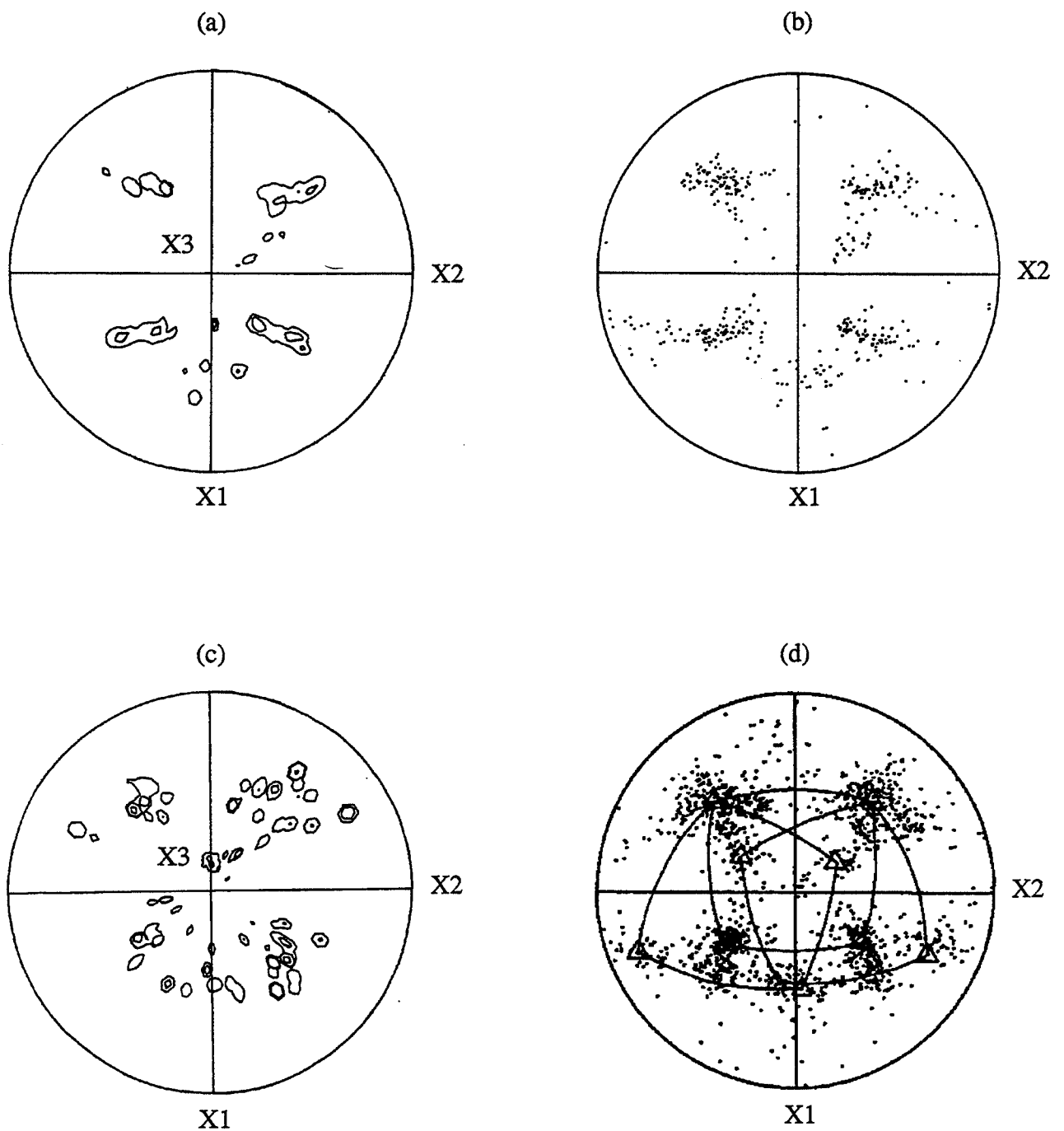


Figure V.3 : Figures des pôles  $\{111\}$  obtenues par rayons X (a et c), et par ECP (b et d) ; cristaux d'orientation initiale  $(001)[010]$ ,  
 (a) et (b) : déformé à  $\epsilon = 0,5$  et recuit 10 heures à  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  
 (c) et (d) : déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 10 heures à  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  
 (d) les positions des pôles  $\{111\}$  des composantes cube,  $(\bar{3}26)[\bar{2}63]$  et  $(\bar{3}2\bar{6})[263]$  sont indiquées par  $\Delta$  .

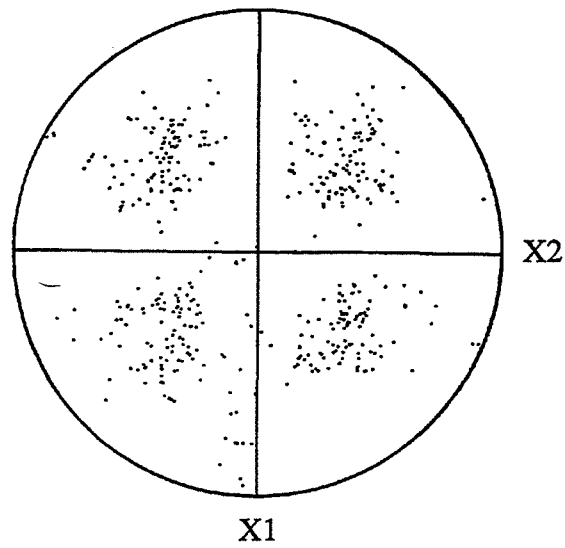


Figure V.4 : Orientations de 112 grains recristallisés dans un cristal d'orientation initiale cube déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit  $\approx 3$  à 5 secondes à  $400\text{ }^\circ\text{C}$  ; pôles  $\{111\}$ .

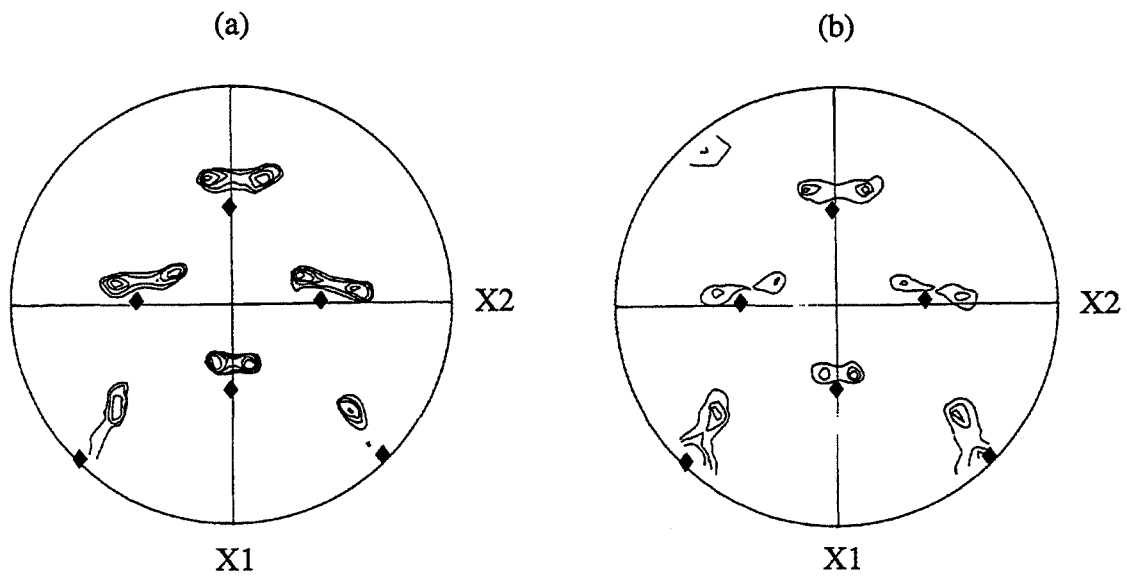


Figure V.5 : Figures des pôles  $\{220\}$  ; cristal d'orientation initiale cube,  
 (a) déformé à  $\epsilon = 0,6$   
 (b) déformé à  $\epsilon = 0,6$  et recuit 10 heures à  $250\text{ }^\circ\text{C}$ ,  
 ♦ indique la position des pôles  $\{220\}$  de l'orientation initiale.

Or ces dernières composantes n'ont pas été mises en évidence après un recuit très court à 400°C. La figure V.4, rappelle la texture d'un échantillon de même orientation initiale déformé à  $\varepsilon = 1$  et recuit quelques secondes à 400°C. La figure IV.3 (d) révèle une modification de la texture de recristallisation pendant la croissance des grains. Les deux composantes qui se développent pendant le long recuit peuvent être déduites respectivement de l'orientation cube par rotations de  $35^\circ$  environ autour de  $[\bar{1}\bar{1}1]$  et  $[\bar{1}11]$ . Sachant que la relation  $30^\circ$ - $40^\circ$ , autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ , est associée aux joints de grande mobilité, les deux composantes mineures de recristallisation résultent probablement d'une croissance préférentielle des grains désorientés de  $35^\circ$  autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  par rapport aux grains cube. Quoiqu'il en soit, la composante cube est toujours la principale composante de recristallisation. Les résultats du chapitre IV, concernant les mécanismes de recristallisation dans les cristaux d'aluminium orientés cube, indiquent que les bandes de transition jouent un rôle important dans la germination des grains recristallisés d'orientation cube. C'est alors la phase de germination qui contrôle la texture de recristallisation dans cette orientation en dépit d'une légère influence de la croissance orientée. Notons que dans les deux cas étudiés ( $\varepsilon = 0,5$  et  $1$ ), la texture de recristallisation cube présente une certaine dispersion autour de DN (jusqu'à  $20^\circ$ ).

L'échantillon déformé à 0,6 et recuit 10 heures à 250°C, n'a pas recristallisé ; il a subi une restauration. ( fig.V.5 ). Rappelons qu'à cette déformation, la décomposition de l'orientation cube est bien avancée. Au chapitre IV, nous avons déjà constaté que pour les cristaux présentant cette orientation, déformés à 1 et recuits à 250°C, le stade de la restauration est très prolongé. De ce fait, il n'est pas étonnant que cet échantillon ait simplement restauré en raison de son taux de déformation beaucoup plus faible.

#### **b) Orientation (011)[01 $\bar{1}$ ]**

Pour l'étude de cette orientation, nous avons entrepris les mêmes démarches appliquées à l'orientation cube, à savoir une étude de 4 échantillons dont 3 sont déformés à 0,25, 0,5, 1 et recuit 10 heures à 400°C. Le quatrième échantillon est déformé à  $\varepsilon = 0,6$  et recuit 10 heures à 250°C. Le tableau 5 résume l'ensemble des résultats obtenus dans le cas de cette orientation.

L'échantillon d'orientation initiale (011)[01 $\bar{1}$ ], déformé à 0,6 et recuit 10 heures à 250°C, a simplement restauré ( fig V.6 ). Par comparaison avec les résultats du chapitre IV, obtenus pour la même température de recuit, nous constatons que la combinaison de la température et du taux de déformation est insuffisante pour produire une recristallisation.



Déformation	Température en °C	Nombre de grains recristallisés	Textures de recristallisation
0.25	400	44	aléatoire
0.50	400	220	dispersion autour de (011) [01 $\bar{1}$ ]
0.60	250	-	Pas de recristallisation
1.00	400	202	Deux composantes proches de (012) [ $\bar{5}6\bar{3}$ ] et (021) [ $\bar{5}3\bar{6}$ ]

Tableau 5 : Résultats du recuit sur des cristaux d'aluminium d'orientation initiale (011)[01 $\bar{1}$ ] déformés en compression plane.

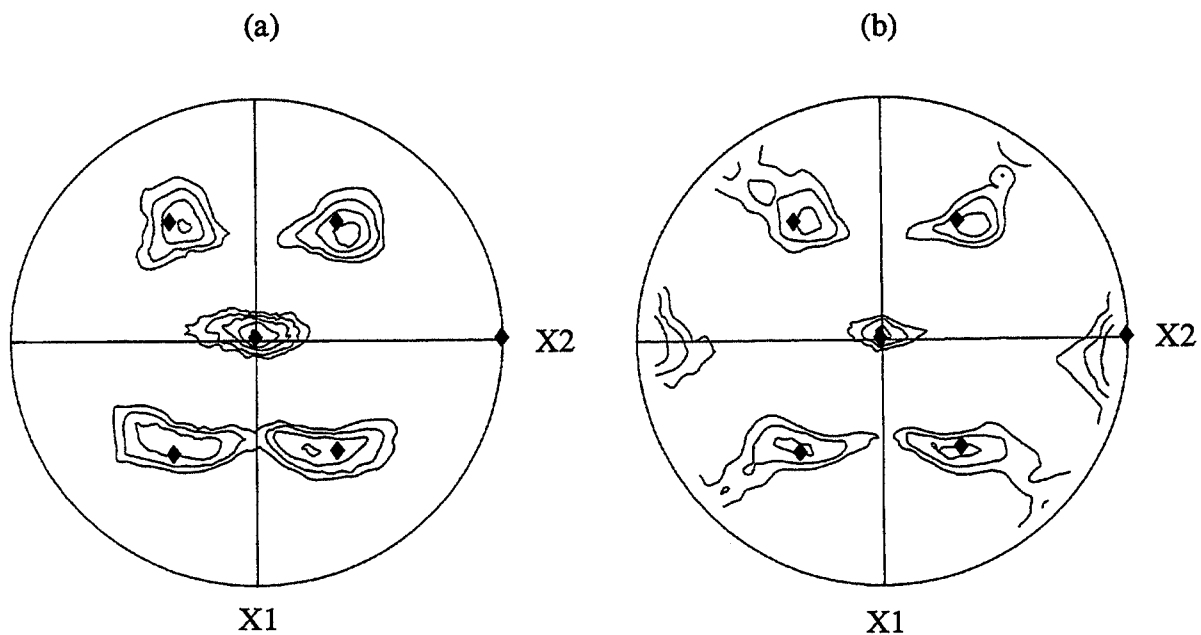


Figure V.6 : Figures des pôles {220} ; échantillon d'orientation initiale (011) [01 $\bar{1}$ ],  
 (a) déformé à  $\epsilon = 0,6$   
 (b) déformé à  $\epsilon = 0,6$  et recuit 10 heures à 250 °C,  
 ♦ indique la position des pôles {220} de l'orientation initiale.

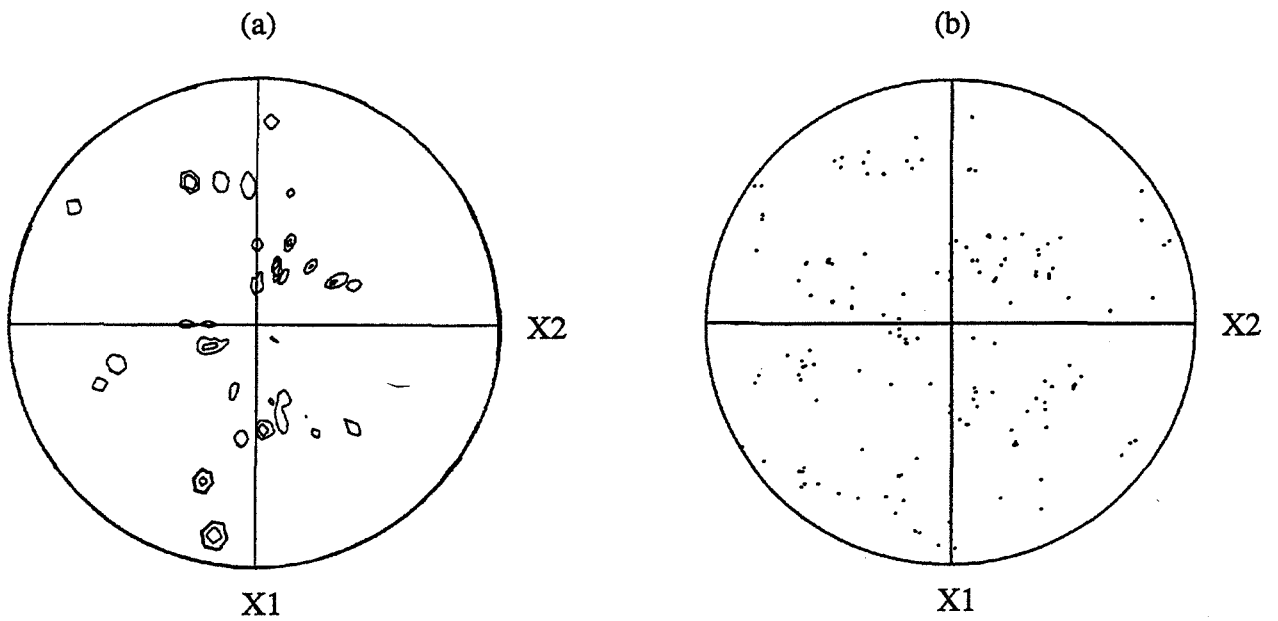


Figure V.7 : Cristal (011)[011], déformé à  $\epsilon = 0,25$  et recuit 10 heures à 400 °C, pôles {111} ;  
 (a) rayons X,  
 (b) ECP.

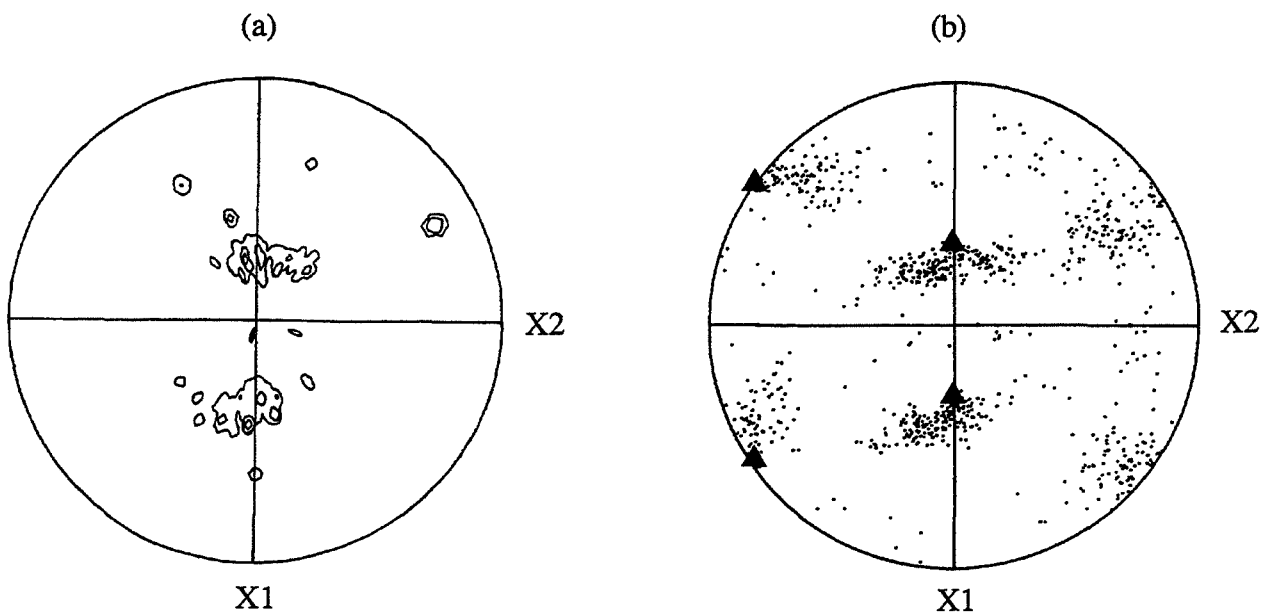


Figure V.8 : Figures des pôles {111} ; cristal (011) [011] déformé à  $\epsilon = 0,5$  et recuit 10 heures à 400 °C,  
 (a) rayons X,  
 (b) ECP, les pôles {111} de l'orientation initiale sont indiqués par ▲ .

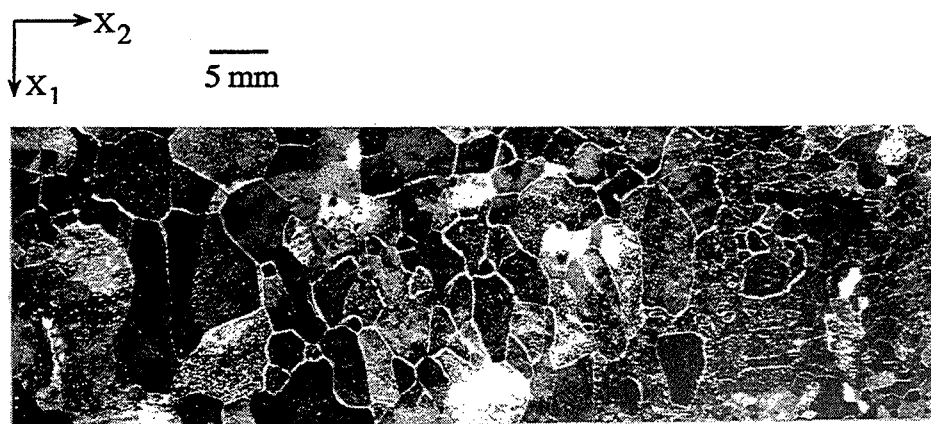


Figure V.9 : Echantillon d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$ , déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 10 heures à  $400\text{ }^\circ\text{C}$  ; grains recristallisés.

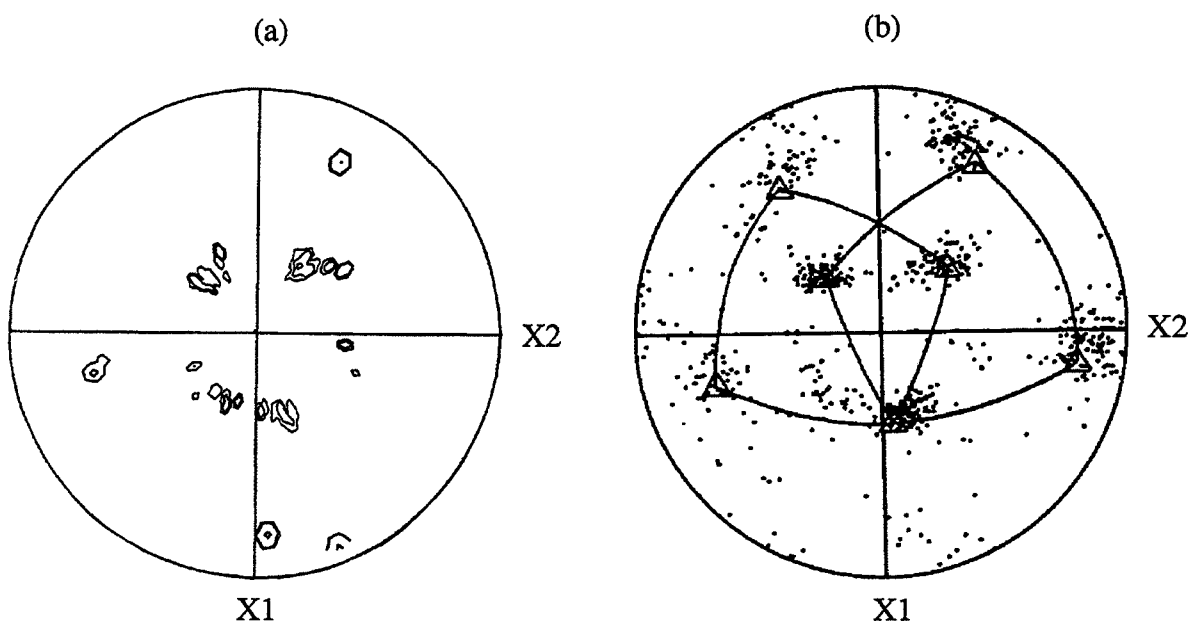


Figure V.10 : Figures des pôles  $\{111\}$ ; échantillon d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 10 heures à  $400\text{ }^\circ\text{C}$  ;  
 (a) rayons X,  
 (b) ECP,  $\triangle$  indique les positions des pôles  $\{111\}$  des composantes  $(012)[\bar{5}6\bar{3}]$  et  $(021)[53\bar{6}]$ .

Les échantillons recuits à 400°C ont tous recristallisé. Après un faible taux de déformation, le recuit développe un petit nombre de grains relativement larges d'orientations pratiquement aléatoires ( fig V.7 ). Pour l'échantillon déformé à 0,5, la texture consiste en des orientations voisines de l'orientation initiale ou dispersées jusqu'à 20° autour de celle-ci ( fig V.8 ). La dispersion des orientations semblent se faire autour d'un axe proche de DN ( $\approx [011]$ ). Nous n'avons pas étudié les débuts de la recristallisation à  $\varepsilon = 0,5$  mais la dispersion suggère un mécanisme de coalescence de sous grains pour expliquer la formation de cette texture. En ce qui concerne l'échantillon déformé à 1 et recuit 10 heures à 400°C ( fig V.9 ), la texture de recristallisation est formée de deux composantes décrites par les orientations idéales  $(012)[\bar{5}6\bar{3}]$  et  $(021)[53\bar{6}]$ , ayant l'axe  $[111]$  en commun ( fig V.10 ). La comparaison avec un échantillon de même orientation déformé à  $\varepsilon = 1$  et recuit quelques secondes à 400°C ( voir chapitre IV ), montre une évolution sensible de la texture de recristallisation. En effet, après quelques secondes à 400°C ( fig IV.16 ), nous avons formation de 4 composantes de recristallisation. Les orientations de la majorité des grains développés peuvent se déduire de la matrice déformée ( $\approx (012)[02\bar{1}]$  à  $\approx (021)[01\bar{2}]$ ), par des rotations de  $\pm 25^\circ$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes  $[111]$  et  $[\bar{1}\bar{1}1]$ . Le prolongement du recuit à 400°C, se traduit par la disparition des deux composantes déduites par rotation autour de l'axe  $[\bar{1}\bar{1}1]$ . A ce propos, notons que nous ne savons pas pourquoi ces deux composantes disparaissent alors qu'il y a subsistance des deux autres. En d'autres termes, il nous est difficile de préciser le facteur de sélection. Les deux composantes restantes sont très prononcées et peuvent être déduites de l'orientation "moyenne" de la matrice déformée ( $(011)[01\bar{1}]$ ), par rotations de  $\pm 30^\circ$  environ autour de l'axe en commun  $[111]$ . Cette relation d'orientation est proche d'un joint de coïncidence  $\Sigma 13$  ( rotation de  $27,8^\circ$  autour de  $\langle 111 \rangle$  ).

Comme pour l'orientation cube, les figures des pôles  $\{111\}$ , obtenues par ECP sont plus représentatives que les figures des pôles des rayons X, surtout pour l'échantillon déformé à  $\varepsilon = 1$ . Par comparaison avec les premiers stades de la recristallisation, nous avons une augmentation assez importante de la taille moyenne des grains recristallisés ( tableau 4 ). L'ensemble des résultats de cette orientation, montre que les forts taux de déformation semblent favoriser la formation de grains désorientés de  $30^\circ$  autour de  $\langle 111 \rangle$ . Durant le stade de la restauration ( voir chapitre IV ), pour  $\varepsilon = 1$  l'orientation  $(011)[01\bar{1}]$  présente une grande dispersion des orientations des sous-grains. Dans ces conditions, on peut s'attendre à un phénomène de croissance sélective qui semble être confirmé.

Déformation	Température en °C	Nombre de grains recristallisés	Texture de recristallisation
0.25	400	16	aléatoire
0.60	250	108	proche de (211) $[11\bar{3}]$
0.70	400	321	une composante très prononcée $\approx (111) [10\bar{1}]$ et une composante mineure $\approx (221)[10\bar{2}]$

Tableau 6 : Cristaux d'aluminium d'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$  déformés en compression plane, textures de recuit.

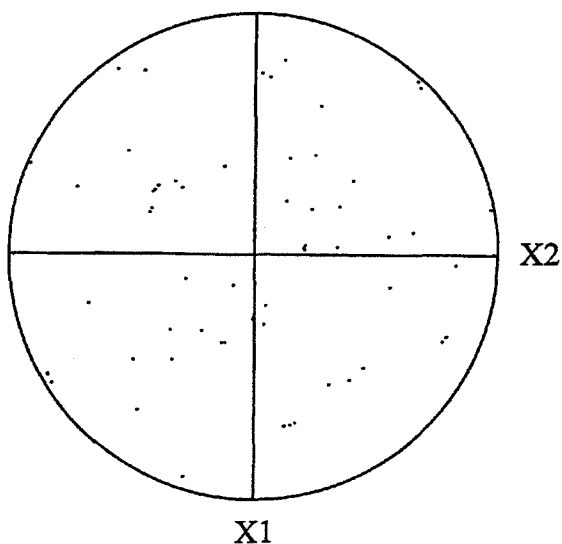


Figure V.11 : Figure des pôles  $\{111\}$  obtenue par ECP ; échantillon d'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$ , déformé à  $\epsilon = 0,25$  et recuit 10 heures à 400 °C.

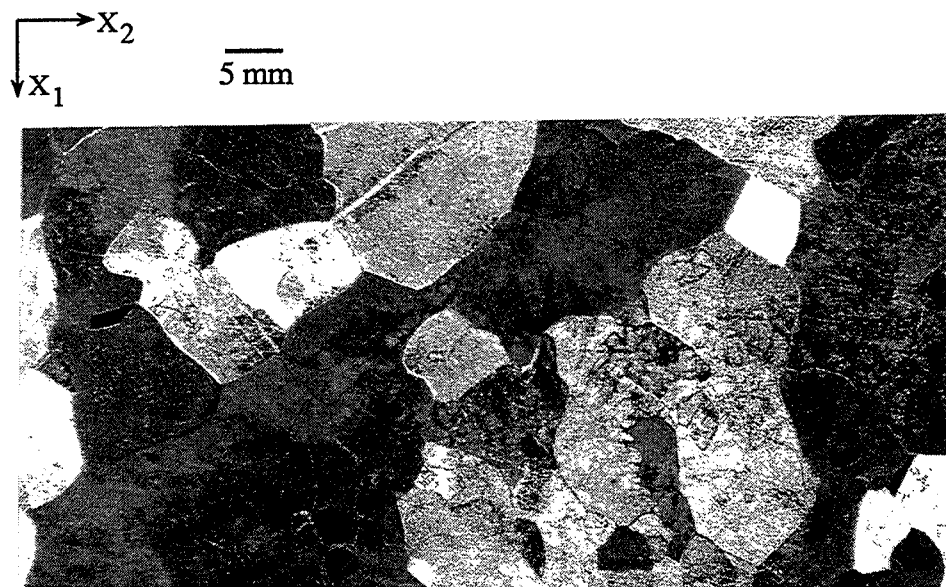


Figure V.12 : Grains recrystallisés dans un échantillon d'orientation initiale  $(111) [11\bar{2}]$ , déformé à  $\epsilon = 0,7$  et recuit 10 heures à  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

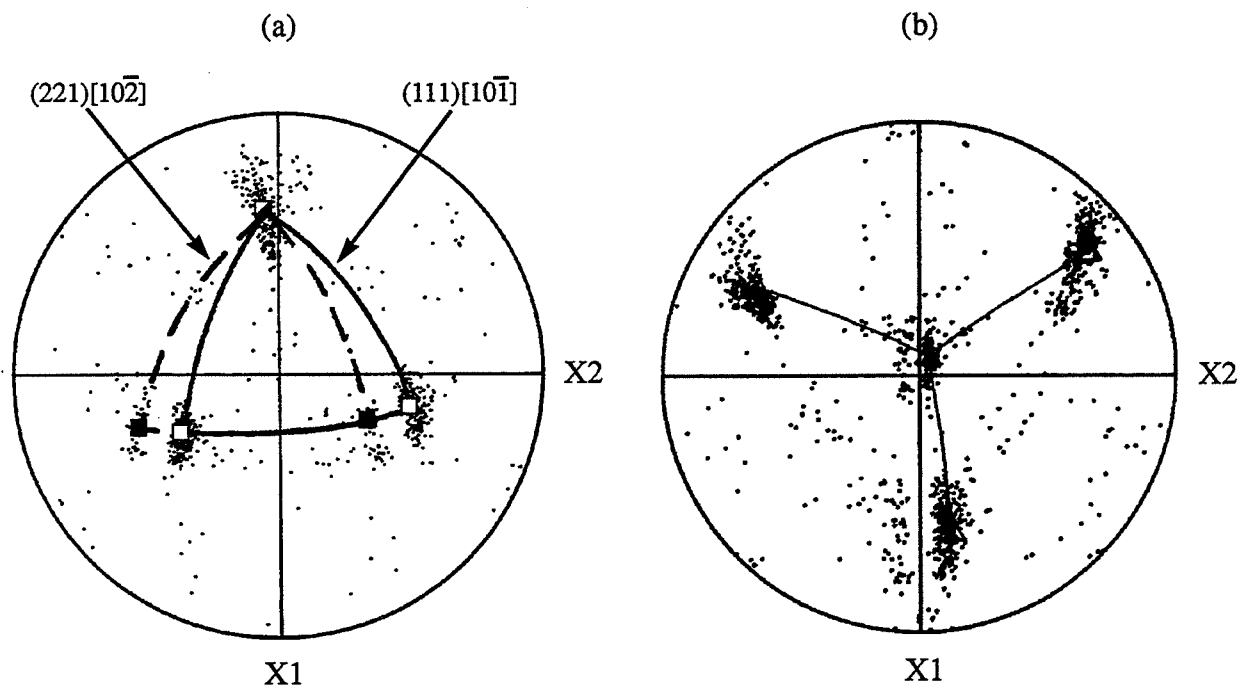


Figure V.13 : Orientations des grains recrystallisés ( ECP ) ; échantillon d'orientation initiale  $(111) [11\bar{2}]$ , déformé à  $\epsilon = 0,7$  et recuit 10 heures à  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

(a) pôles  $\{200\}$ ,

(b) pôles  $\{111\}$ .

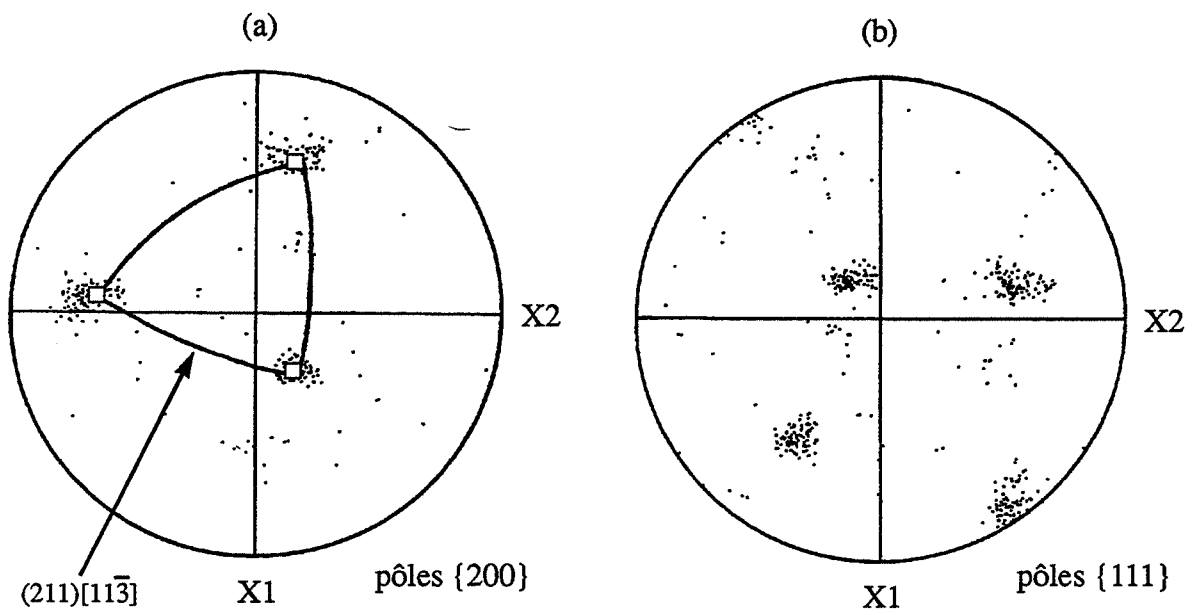


Figure V.14 : Figures des pôles obtenues par ECP ; échantillon d'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$  déformé à  $\epsilon = 0,6$  et recuit 10 heures à  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

### c) Orientation (111)[11 $\bar{2}$ ]

Déformés par compression plane, les cristaux d'orientation initiale (111)[11 $\bar{2}$ ] se décomposent par rotation autour de la direction transverse en deux orientations. Une partie du cristal se dirige vers l'orientation Goss {011}<100> et l'autre partie tourne vers l'orientation Cuivre {112}<111>. La zone de transition qui en résulte est perpendiculaire à la direction d'allongement et possède les caractéristiques d'un joint de flexion. La désorientation de part et d'autre du joint est d'environ 55° après des taux de déformation supérieurs à 0,5.

Pour cette orientation, nous avons étudié 3 échantillons dont deux sont déformés respectivement à 0,25, 0,7 et recuit 10 heures à 400°C. Le troisième échantillon est déformé à 0,6 et recuit 10 heures à 250°C. Un résumé de l'ensemble des résultats obtenus pour cette orientation est présenté dans le tableau 6.

La structure de recristallisation développée dans l'échantillon déformé à 0,25 et recuit 10 heures à 400°C, est composée de 16 grains d'orientations aléatoires ( fig V.11 ). A cette déformation, la bande de transition n'est pas bien formée. En revanche, après une déformation de 0,7, le recuit à 400°C génère un nombre de grains beaucoup plus grand ( 321 grains ), ( fig V.12 ). La texture de recristallisation qui en résulte est formée de deux composantes ; une composante très prononcée pouvant être décrite par l'orientation idéale (111)[10 $\bar{1}$ ], et une composante mineure par rapport à la première d'environ 20° autour du pôle [010] ( fig V.13 (a) et 13 (b) ). La première composante est reliée à l'orientation (111)[11 $\bar{2}$ ] c'est à dire l'orientation initiale, par une rotation de 30° autour de [111]. La deuxième peut être représentée par l'orientation (221)[10 $\bar{2}$ ]. Les deux composantes de recristallisation présentent une dispersion bien évidente autour de X2 (  $\approx$  [10 $\bar{1}$ ] ), ( fig V.13 ).

Le cristal de même orientation initiale (111)[11 $\bar{2}$ ], déformé à 0,6 et recuit 10 heures à 250°C, développe une texture de recristallisation d'orientation proche de (211)[11 $\bar{3}$ ], ( fig V.14 ). Cette fois-ci, la dispersion des orientations des grains recristallisés semble se faire autour d'un pôle [100] ( fig V.14 (a) ). La plupart des grains recristallisés ont des relations d'orientation proches des coïncidences  $\Sigma = 7, 13, 21$  avec la composante Goss ou proches d'une coïncidence  $\Sigma = 7$  avec l'orientation Cuivre. Ce type de relation caractérise également des relations d'orientations favorables à la croissance orientée ( Hatherly, 1990 ).



Orientation	Déformation $\epsilon$	Température de recuit en °C	Dispersion $\Delta \theta$ en radian	Structure de recuit
(001) [010]	0.25	400	0,087	restaurée
(001) [010]	0.50	400	0,349	recristallisée
(001) [010]	0,60	120	0,488	restauré
(001) [010]	0.60	250	0,488	restaurée
(001) [010]	1.00	400	0,698	recristallisée
(011)[01 $\bar{1}$ ]	0.25	400	0,174	recristallisée
(011)[01 $\bar{1}$ ]	0.50	400	0,262	recristallisée
(011)[01 $\bar{1}$ ]	0.60	250	0,349	restaurée
(011)[01 $\bar{1}$ ]	1.00	400	0,733	recristallisée
(111) [11 $\bar{2}$ ]	0.25	400	0,558	recristallisée
(111) [11 $\bar{2}$ ]	0.60	250	0,960	recristallisée
(111) [11 $\bar{2}$ ]	0.70	400	0,960	recristallisée

Tableau 7 : Comportements des orientations (001)[010], (011)[01 $\bar{1}$ ] et (111)[11 $\bar{2}$ ] après compression plane et recuit.

### V.1.2 - Discussion

Il est bien connu que si le taux de déformation n'atteint pas une valeur critique pour la recristallisation ( fonction de la température et de l'orientation ), seul le processus de restauration est mis en jeu. C'est le cas de l'échantillon d'orientation cube déformé à 0,25 et recuit à 400°C, ainsi que des échantillons d'orientations cube et  $(011)[01\bar{1}]$ , déformés à 0,6 et recuit à 250°C. Hormis ces échantillons, tous les autres ont recristallisé. Un résumé de l'ensemble des résultats obtenus après compression plane et recuit, est présenté dans le tableau 7. Dans ce tableau, nous présentons aussi les valeurs de la dispersion typique des orientations dans la matrice déformée ( $\Delta\theta$ ). En effet, nous avons essayé de tenir compte de l'influence de l'orientation sur cette déformation critique par l'intermédiaire de la dispersion  $\Delta\theta$ . Nous avons défini un paramètre  $\varepsilon\Delta\theta$  qui permet de normaliser la déformation par  $\Delta\theta$ . Sur la figure V.15, nous présentons ces résultats sous forme de diagramme  $\varepsilon\Delta\theta$  ( $1/T$ ). Ce diagramme présente deux domaines ( restauration-germination ), séparés par une courbe qui définit le seuil de recristallisation pour l'ensemble des orientations.

L'ensemble des résultats obtenus ( tableau 7 et fig V.15 ), confirme que le seuil de recristallisation est fonction des gradients d'orientation et de la température de recuit. La recristallisation se produit quand les hétérogénéités d'orientation dans la matrice déformée sont très marquées ( forte désorientation  $\Delta\theta$  ), ou quand la température de recuit est élevée. En effet, les hétérogénéités développées, qui sont fonction du taux de déformation et de l'orientation initiale, sont les régions de forte courbure du réseau, généralement admises comme zones favorables à la germination ( voir par exemple Adcock, 1922, Beck et Sperry, 1950, Hu, 1963 et, Nes et Hutchinson, 1989 ).

Le cas de l'orientation cube a été largement discuté au chapitre IV. Les résultats semblent indiquer que la formation d'un grand nombre de bandes de transition favorise l'éclosion de grains orientés cube avec une dispersion allant jusqu'à 20° autour de DN ( $[001]$ ). Les textures de recristallisation qui en résultent jusqu'à une déformation de 1, sont compatibles avec un modèle de germination orientée à partir des bandes de transition ( Dillamore et Katoh, 1974 ). Ceci se traduit par la formation d'un grand nombre de joints de coïncidence  $\Sigma 1$ . Dans le cas de l'échantillon déformé à  $\varepsilon = 1$  et recuit 10 heures à 400°C, l'étude statistique, montre que les joints  $\Sigma 1$  forment environ 35 % des joints, alors que les joints  $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$  ne sont que de l'ordre de 5 % ( pour la méthode de calcul, voir plus loin paragraphe V.2.1 ). L'influence du temps de recuit se traduit par la formation, en plus de la composante principale de recristallisation cube, de deux composantes mineures de recristallisation. Comme nous l'avons

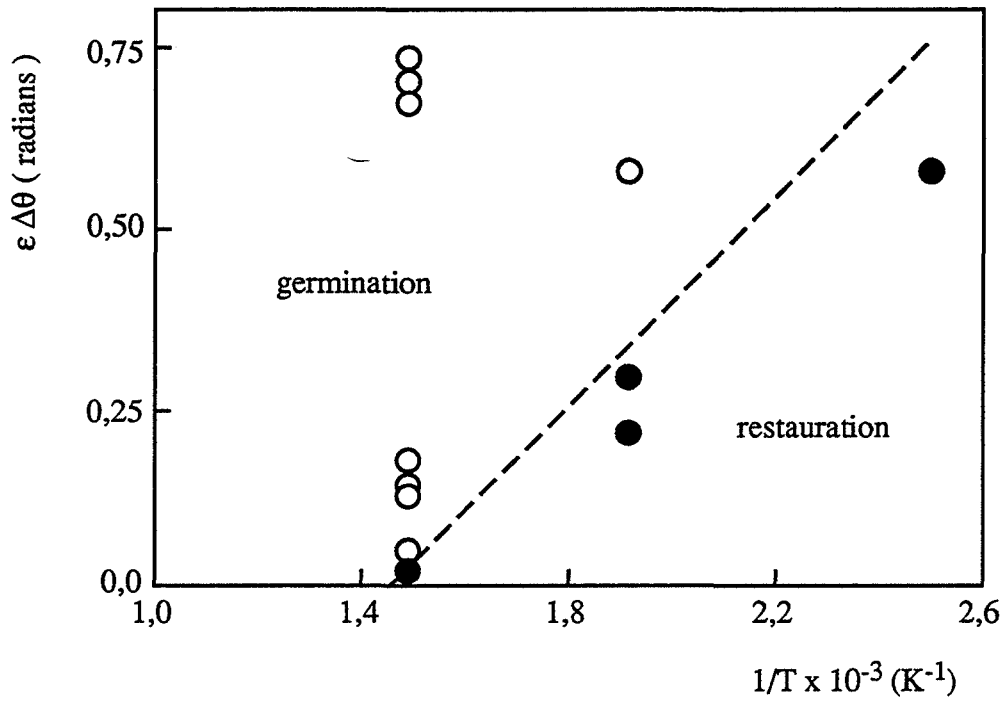


Figure V.15 : Diagramme  $\varepsilon \Delta\theta$  (1/T) ;

- échantillons recristallisés,
- échantillons restaurés.

vu, ces deux composantes peuvent être expliquées par la croissance des grains désorientés de  $35^\circ$  autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  par rapport aux grains cube après recristallisation entière.

Dans les cristaux d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$ , le rôle des hétérogénéités de déformation se manifeste par une croissance de la désorientation entre les nouveaux grains et la matrice déformée. Un fort taux de déformation ( $\epsilon = 1$ ), et une température de recuit élevée favorisent la formation de grains désorientés de  $30^\circ$  autour de  $[111]$  par rapport à l'orientation initiale. Cependant, pour une déformation de 0,5, les grains recristallisés sont désorientés au maximum de  $20^\circ$  par rapport à la matrice. Rappelons qu'à  $\epsilon = 0,5$ , le cristal se déforme de façon relativement homogène, tandis qu'à  $\epsilon \approx 1$ , il se déforme de manière hétérogène (Hirsch, Mao et Lücke, 1986 et Akef et al., 1991).

Pour les cristaux d'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$ , la zone de transition formée lors de la compression plane, semble jouer un certain rôle dans la formation des textures de recristallisation ; du moins, pour des déformations et des températures de recuit élevées. Ceci nécessite d'être confirmé par des études plus approfondies sur les mécanismes de recristallisation dans cette orientation. En l'état actuel de nos connaissances il vient, qu'après une déformation de 0,7 et un recuit à  $400^\circ\text{C}$ , les orientations de la majorité des grains ont quasiment la même normale ( $\langle 111 \rangle$ ), que l'orientation initiale.

De façon générale, en ce qui concerne les textures de recristallisation développées dans les cristaux d'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$  et  $(011)[01\bar{1}]$ , le résultat le plus important est la caractérisation des relations d'orientations entre les nouveaux grains et la matrice déformée, à savoir des rotations de  $30$  à  $40^\circ$  autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ . Comme nous l'avons indiqué précédemment, ce type de relation est souvent associé aux joints de grande mobilité dans les métaux cfc. En effet, de nombreuses expériences sur monocristaux (voir par exemple Beck, 1953 et Lücke, 1984), et des polycristaux cfc (Lücke, 1984), démontrent une relation d'orientation du type  $30^\circ$ - $40^\circ$  autour de  $\langle 111 \rangle$ .

Dans la structure cfc, il y a 8 rotations possibles autour des axes  $\langle 111 \rangle$ . Mais en général, le nombre des variantes de recristallisation observées est inférieur à 8 (Köhlhoff et al., 1981 et Lücke et al., 1976). D'après Lücke et al., dans le cas où la texture de déformation est très prononcée, la sélection d'une composante parmi les 8 possibles est déterminée par la disponibilité des germes. Dans le cas le plus difficile des polycristaux, Schmidt, Lücke et Pospiech (1976), suggèrent que les composantes de recristallisation sélectionnées sont celles capables de croître dans plusieurs composantes de la texture de laminage.



Les textures de recristallisation trouvées dans notre étude, sont généralement formées d'une ou de deux composantes. Par comparaison avec les résultats du chapitre IV, concernant les cristaux d'orientation  $(011)[01\bar{1}]$  déformés à 1 et recuits quelques secondes à  $400^{\circ}\text{C}$ , nous constatons la disparition quasi-complète des composantes déduites par rotation autour de  $[111]$ . Rappelons que durant les premiers stades de la recristallisation, il y a formation de 4 composantes, les deux composantes restantes après 10 heures de recuit sont plus prononcées. Ce résultat montre qu'il existe une croissance préférentielle de certains grains même après une recristallisation totale.

### V.1.3 - Conclusions

Les mécanismes (croissance orientée ou germination orientée), contrôlant la formation des textures de recristallisation étudiées, dépendent fortement de l'orientation initiale du grain. La germination orientée joue un rôle très important dans les cristaux d'orientation initiale cube. La forte densité des bandes de transition favorise la formation de la texture cube, surtout à  $400^{\circ}\text{C}$ . Pour les cristaux d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  et  $(111)[11\bar{2}]$ , les textures de recristallisation ont souvent des relations d'orientation de  $30^{\circ}$  à  $40^{\circ}$  autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  par rapport à la matrice déformée. La relation  $30\text{-}40^{\circ} \langle 111 \rangle$ , peut être reliée aux propriétés spéciales des joints de coïncidence telles que leurs vitesses de déplacement. Les joints de coïncidence générés autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ , caractérisent le plus souvent la croissance orientée.

La bande de transition joue probablement un rôle dans la formation des textures de recristallisation à haute température dans les cristaux  $(111)[11\bar{2}]$ . A  $400^{\circ}\text{C}$ , les orientations des grains recristallisés ont pratiquement la même normale ( $\langle 111 \rangle$ ), que l'orientation initiale.

L'analyse grain par grain, permet une meilleure caractérisation des textures de recristallisation. Par exemple avec une technique telle que l'ECP, nous avons mis en évidence des composantes mineures de texture qu'on ne pouvaient pas déceler par rayons X.

Par comparaison avec les premiers stades de la recristallisation, le prolongement du recuit montre qu'il existe une croissance préférentielle de certains grains. Dans tous les cas, ces grains sont désorientés d'environ  $30^{\circ}$  à  $40^{\circ}$  autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  par rapport à l'orientation initiale.

Coincidences $\Sigma$	Fréquence en %
1	1.98
3	1.53
5	1.07
7	0.86
9	0.88
11	0.68
13	0.59
15	0.82
17	0.51
19	0.48
21	0.66
23	0.43
25	0.48
27	0.51
29	0.23

Tableau 8 : Fréquence de joints de coïncidence générés par une distribution aléatoire d'orientations (Warrington et Boon, 1975).

## V.2 - DISTRIBUTION ET CARACTERISATION DES JOINTS DE GRAINS

Comme nous l'avons indiqué auparavant, pour certaines désorientations, il existe un super-réseau formé par la fraction  $1/\Sigma$  des sites communs aux deux réseaux cristallins voisins des grains considérés. Ce réseau est le réseau des sites de coïncidence ( RSC ). Il est indépendant du type d'interface entre les deux réseaux adjacents. D'après Ranganathan ( 1966 ), les coïncidences sont générées dans un espace à trois dimensions par une rotation d'angle  $\theta$  autour d'un axe  $[hkl]$  si :

$$\theta = \sum \tan^{-1} \left[ \left( \frac{y}{x} \right) \sqrt{N} \right] \quad (V.1)$$

avec 
$$\Sigma = x^2 + N y^2 \quad (V.2)$$

où  $x$  et  $y$  sont des entiers,  $\Sigma$  étant la coïncidence et  $N = (h^2 + k^2 + l^2)$ . Si l'équation V.2, donne un nombre pair, celui-ci doit être divisé par deux jusqu'à l'obtention d'un nombre impair. Dans l'annexe 3, nous présentons une liste complète des axes et des angles générant les coïncidences jusqu'à  $\Sigma = 43$ , dans les métaux de structure cfc ( Mykura, 1979 ).

Les joints de grains forment dans les polycristaux une certaine distribution caractéristique, fonction des traitements thermomécanique de préparation du matériau ( voir par exemple Belluz et Aust, 1975, Watanabe et *al.*, 1981, Watanabe, 1984 et, Lim et Raj, 1984 ). Cette distribution dépend également de la texture cristallographique ( Warrington et Boon, 1975 ). En générant des matrices de rotation de façon aléatoire, Warrington et Boon, ont calculé la probabilité pour que la rotation de passage d'un grain à un autre dans un polycristal de structure cfc, soit voisine d'une rotation qui produit un réseau de sites de coïncidence. Les résultats de ce calcul, sont présentés dans le tableau 8, jusqu'à la coïncidence  $\Sigma = 29$ . Afin de définir la déviation relative pour qu'un joint donné soit considéré comme un joint de coïncidence idéal, ces auteurs ont utilisé le critère de Brandon ( 1966 ) :

$$\Delta\theta_{\max.} = \theta_0 \left( \Sigma \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (V.3)$$





où  $\Delta\theta_{\max}$  est la déviation angulaire maximale permise par rapport à la coïncidence idéale  $\Sigma$ .  $\theta_0$  est la désorientation expérimentale limite des joints de faible désorientation ( $15^\circ$ ).

Dans un matériau présentant une texture fibre, les types de joints de coïncidence possibles d'après le modèle CSL (Ranganathan, 1966), sont donnés dans l'annexe 3. A titre d'exemple, dans un matériau de texture fibre  $\langle 100 \rangle$ , il peut y avoir des joints de coïncidence  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 5$ ,  $\Sigma 13$ ,  $\Sigma 17$ ,  $\Sigma 25$  et  $\Sigma 29$ . Garbacz et Grabski (1989), ont également présenté un modèle de description des joints en fonction de la texture. Pour 3 composantes de texture fibre ( $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$ ), ils calculent la distribution des désorientations des joints de grain. D'après leur modèle, les joints de grains développés dans un matériau de texture  $\langle 100 \rangle$ , ont des coïncidences proches de  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 5$ ,  $\Sigma 13$ ,  $\Sigma 17$ ,  $\Sigma 25$  et  $\Sigma 37$ . Pour une texture  $\langle 111 \rangle$ , les joints sont du type  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 3$ ,  $\Sigma 7$ ,  $\Sigma 13$ ,  $\Sigma 19$  et  $\Sigma 21$ , et pour une texture  $\langle 110 \rangle$ , du type  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 3$ ,  $\Sigma 9$ ,  $\Sigma 11$ ,  $\Sigma 17$ ,  $\Sigma 19$ ,  $\Sigma 27$  et  $\Sigma 33$ .

### V.2.1 - Méthode de calcul des désorientations

Pour décrire et comparer la désorientation d'un joint de grain obtenu expérimentalement avec celle des joints de coïncidence, on utilise souvent la matrice de rotation permettant de passer du réseau d'un grain à un autre (voir par exemple Santoro et Mighell, 1975). En effet, il est bien connu qu'on peut associer à toute orientation une matrice de passage orthogonale  $3 \times 3$ , permettant de relier linéairement les coordonnées d'un vecteur exprimé dans le repère cube aux coordonnées exprimées dans le repère outil (fig II.6 du chapitre II). Les composantes de cette matrice peuvent être exprimées en fonction des 3 angles d'Euler associés à l'orientation du grain considéré. La désorientation entre deux grains 1 et 2 adjacents est décrite par la matrice R telle que :

$$R = R_2^t R_1 \quad (V.4)$$

$R_1$  et  $R_2$  sont les matrices de passage associées respectivement aux grains 1 et 2 (t indique la transposée). Dans le cas des cristaux cubiques, les éléments de la matrice de rotation R sont donnés par :



$$\begin{aligned}
 R_{11} &= P_1^2 (1 - \cos \theta) + \cos \theta \\
 R_{12} &= P_1 P_2 (1 - \cos \theta) - P_3 \sin \theta \\
 R_{13} &= P_1 P_3 (1 - \cos \theta) + P_2 \sin \theta \\
 R_{21} &= P_2 P_1 (1 - \cos \theta) + P_3 \sin \theta \\
 R_{22} &= P_2^2 (1 - \cos \theta) + \cos \theta \\
 R_{23} &= P_2 P_3 (1 - \cos \theta) - P_1 \sin \theta \\
 R_{31} &= P_3 P_1 (1 - \cos \theta) - P_2 \sin \theta \\
 R_{32} &= P_3 P_2 (1 - \cos \theta) + P_1 \sin \theta \\
 R_{33} &= P_3^2 (1 - \cos \theta) + \cos \theta
 \end{aligned} \tag{V.5}$$

où  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  sont les composantes du vecteur unitaire de l'axe de rotation exprimé dans le repère du cristal. Pour caractériser la désorientation entre deux grains, nous calculons à partir de la matrice  $R$ , l'angle et l'axe de la désorientation. La solution axe/angle de la désorientation peut être donnée par (Warrington et Bufalin, 1971) :

$$\begin{aligned}
 \theta &= \cos^{-1} \left[ (R_{11} + R_{22} + R_{33} - 1) / 2 \right] \\
 h : k : l &= R_{21} - R_{12} : R_{13} - R_{31} : R_{32} - R_{23}
 \end{aligned} \tag{V.6}$$

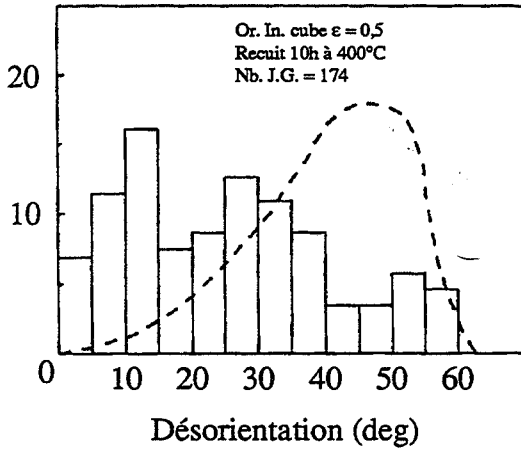
Notons que dans le cas des cristaux cubiques, il existe 24 solutions (axe/angle) équivalentes. Les 24 matrices de rotation liées à ces solutions sont calculées de la façon suivante :

$$A = CR \tag{V.7}$$

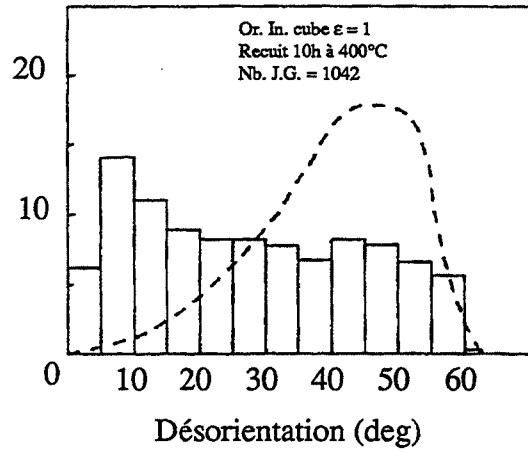
$C$  représente une des 24 matrices de symétrie du système cubique.

Dans notre étude, nous avons considéré un joint de grain comme étant un joint de coïncidence jusqu'à  $\Sigma = 29$ . Dans le système cubique, il existe 270 formes distinctes pour les joints RSC (de  $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$ ), que l'on peut exprimer sous forme de matrices. Sachant qu'il

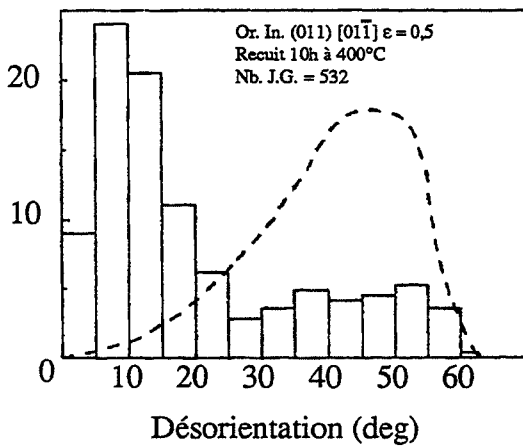
Fréquence %



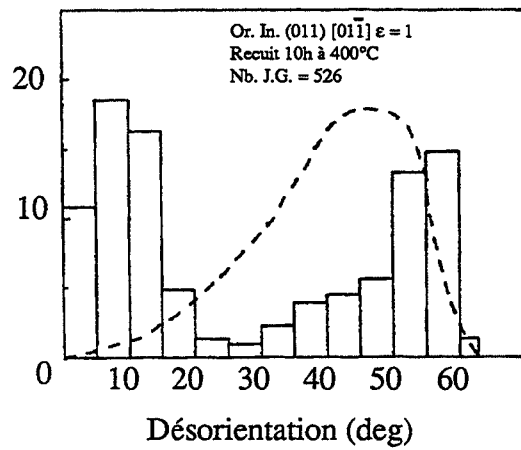
Fréquence %



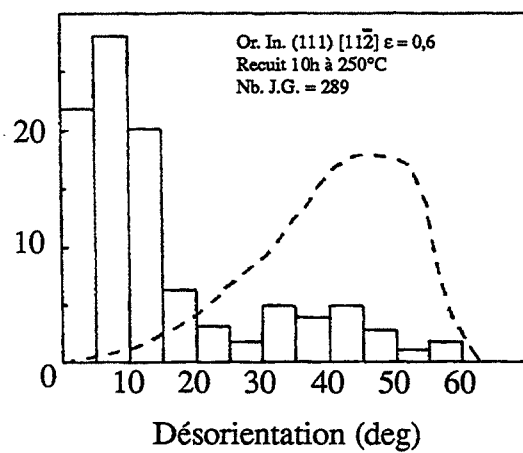
Fréquence %



Fréquence %



Fréquence %



Fréquence %

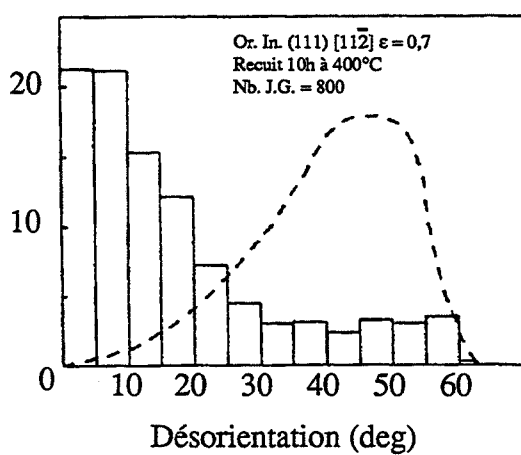


Figure V.16 : Distributions des désorientations des joints de grains dans des cristaux d'aluminium recuit après déformation par compression plane. La courbe en traits pointillés représente la distribution des désorientations dans un polycristal de texture aléatoire (Mackenzie, 1958).

existe 24 solutions ( axe/angle ) équivalentes, la solution est obtenue en comparant chaque matrice de rotation associée à une solution axe/angle donnée aux 270 matrices représentant les joints de coïncidence  $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$ . Comme test de comparaison, nous avons retenu le critère de Brandon ( V.3 ), pour la déviation maximale, avec  $\theta_0 = 15^\circ$ . Pratiquement, nous calculons à chaque fois une matrice B telle que :

$$B = A M_{\Sigma x}^t \quad (\text{V.8})$$

A étant une des 24 matrices ( équivalentes ), de rotation entre les orientations des deux grains et  $M_{\Sigma x}^t$  est la transposée de la matrice associée à la coïncidence  $\Sigma x$  (  $x = 3, 5, \dots, 29$  ). B est la matrice permettant d'avoir la déviation par rapport à la coïncidence  $\Sigma x$ . Le joint de grains analysé sera considéré comme joint de coïncidence  $\Sigma x$  si l'angle de rotation calculée à partir de la matrice B est  $\leq 15^\circ / \sqrt{\Sigma x}$ . En revanche, pour qu'un joint de grain soit considéré comme joint de coïncidence  $\Sigma 1$ , il suffit qu'un des 24 angles de rotation des 24 matrices A soit  $\leq 15^\circ$ .

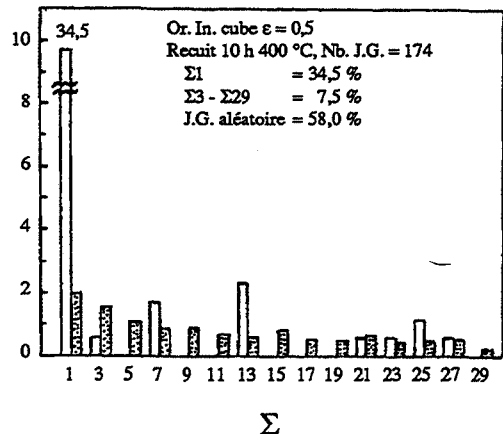
En plus de la structure des joints de grains, nous nous sommes intéressés à la répartition des angles de désorientation en choisissant parmi les 24 angles de rotation équivalentes, calculés à partir des matrices A celle qui donne la plus faible désorientation.

L'étude statistique que nous avons entreprise porte sur les trois orientations monocristallines (001)[010], (011)[01 $\bar{1}$ ] et (111)[11 $\bar{2}$ ]. Pour chacune de ces trois orientations, nous avons analysé deux échantillons. En ce qui concerne les deux premières, les échantillons analysés sont ceux déformés à 0,5, 1 et recuit 10 heures à 400°C. En revanche, pour l'orientation (111)[11 $\bar{2}$ ], nous avons étudié l'échantillon déformé à 0,6 et recuit 10 heures à 250°C, ainsi que l'échantillon déformé à 0,7 et recuit 10 heures à 400°C.

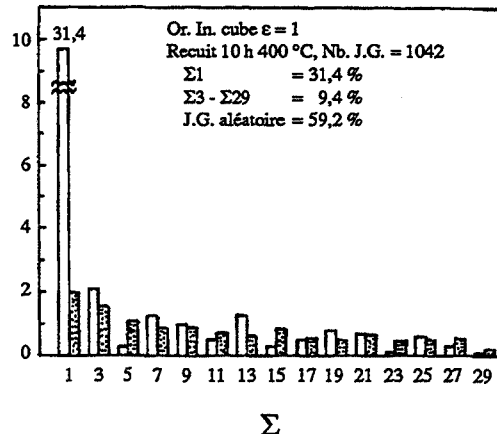
### V.2.2 - Distribution des désorientations des joints de grains

Sur la figure V.16, nous présentons les distributions des désorientations des joints de grains obtenues pour les échantillons d'aluminium étudiés. L'analyse des histogrammes montre que les distributions sont fortement influencées par les textures de recristallisation induites lors du recuit. En effet, pour les six échantillons, on note une grande différence entre les distributions des désorientations déterminés expérimentalement et celles prévues par Mackenzie ( 1958 ), pour un polycristal de texture aléatoire ( courbe en pointillé sur la figure V.16 ). Rappelons que les six échantillons étudiés se caractérisent par des textures de recristallisation assez prononcées ( voir paragraphe V.1.1 ). Ceci explique la présence d'un

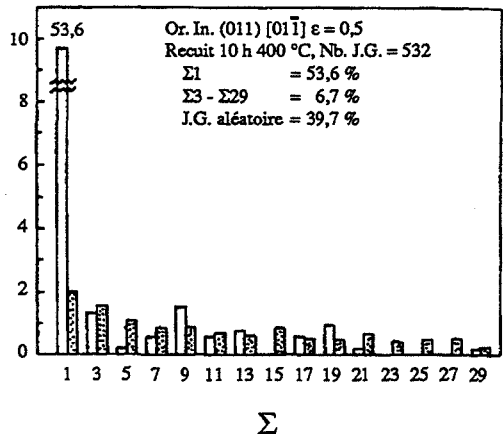
Fréquence %



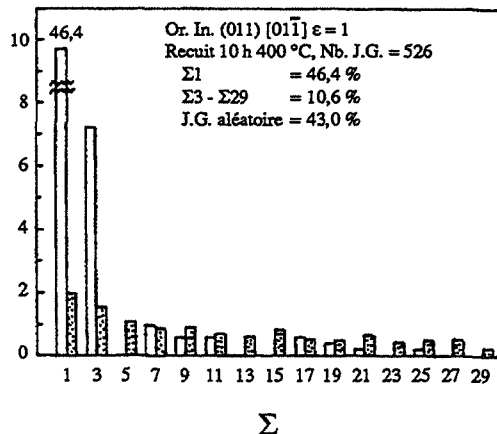
Fréquence %



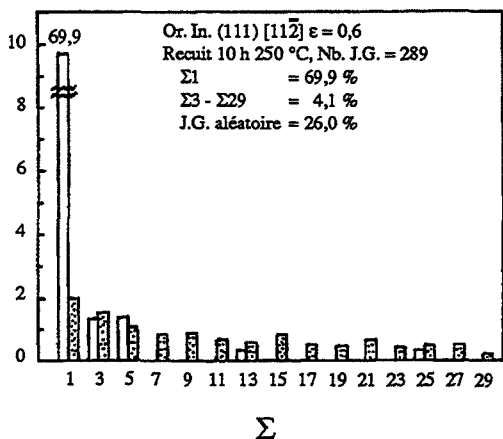
Fréquence %



Fréquence %



Fréquence %



Fréquence %

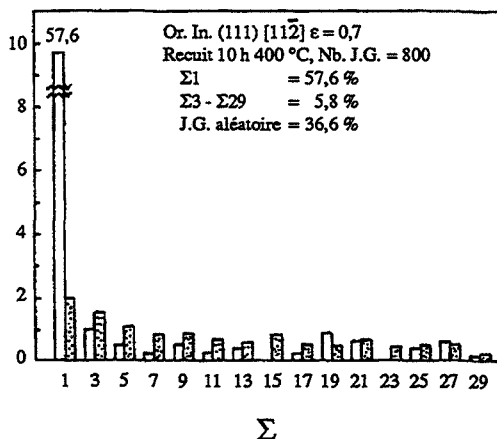


Figure V.17 : Fréquences des joints de grains de type RSC (CSL),

- Résultats expérimentaux,
- ▣ Coïncidences associées à une distribution aléatoire d'orientations (Warrington et Boon, 1975).

nombre élevé de joints de faible désorientation ( $< 15^\circ$ ). Suivant l'échantillon, les fréquences des joints de faible désorientation varient de 31 % à 70 % environ. Pour une température et un temps de recuit donnés, leur pourcentage décroît sensiblement avec le taux de déformation (cas des orientations cube et  $(011)[01\bar{1}]$ ). De même l'accroissement de la température de recuit se traduit par une diminution de la fréquence des joints faiblement désorientés (cas de l'orientation  $(111)[11\bar{2}]$ ). Ce dernier résultat est en bon accord avec les résultats obtenus par Watanabe et *al.* (1981), sur des monocristaux d'aluminium d'orientations initiale de plan (112) proche de (111), laminés à 60 %, 70 % et recuit 8 heures à 400°C.

A l'exception de l'échantillon d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$ , déformé à  $\epsilon = 1$  et recuit 10 heures à 400°C, les résultats montrent que les distributions des désorientations se font selon un seul mode. Les joints de faible désorientation sont nettement majoritaires. Pour l'échantillon d'orientation  $(011)[01\bar{1}]$ , déformé à 1, nous avons une distribution bimodale des désorientations. Par comparaison avec l'échantillon de même orientation déformé à 0,5, on note une nette diminution des joints désorientés de 20 à 40° et une forte augmentation des joints désorientés de 50 à 60°. Ceci est en rapport avec la présence de deux composantes de texture séparées par une rotation de  $\pm 50^\circ$  à  $\pm 60^\circ$  autour d'un axe proche de  $[111]$  (fig V.10 (b)).

### V.2.3 - Fréquence des joints de grains de type RSC

Les résultats obtenus, après classification des joints en type RSC, sont présentés sur la figure V.17, sous forme d'histogrammes. Les joints de grains sont classés en joints de faible désorientation ( $\Sigma 1$ ), en joints de coïncidence ( $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$ ), et en joints généraux (ou aléatoire). Par comparaison avec les résultats de Warrington et Boon, relatif à une distribution aléatoire d'orientations, on constate que les différentes textures de recristallisation, conduisent à une diminution des joints généraux. La fréquence des joints faiblement désorientés est beaucoup plus grande que celle prévue ou trouvée expérimentalement (Watanabe, 1990), pour un polycristal formé d'orientations aléatoires. Leur fréquence a tendance à décroître avec l'augmentation du taux de déformation. Plus de la moitié des joints de grains développés dans nos échantillons sont des joints de faible énergie tels que les joints de faible désorientation et les joints de coïncidence. La présence d'une texture très prononcée favorise certainement l'accroissement des joints de grains de faible énergie.

L'influence de l'orientation initiale, du taux de déformation et de la température de recuit, se traduit suivant le cas, par une certaine évolution des fréquences de coïncidence. Nos résultats peuvent être résumés comme indiqué ci-dessous :



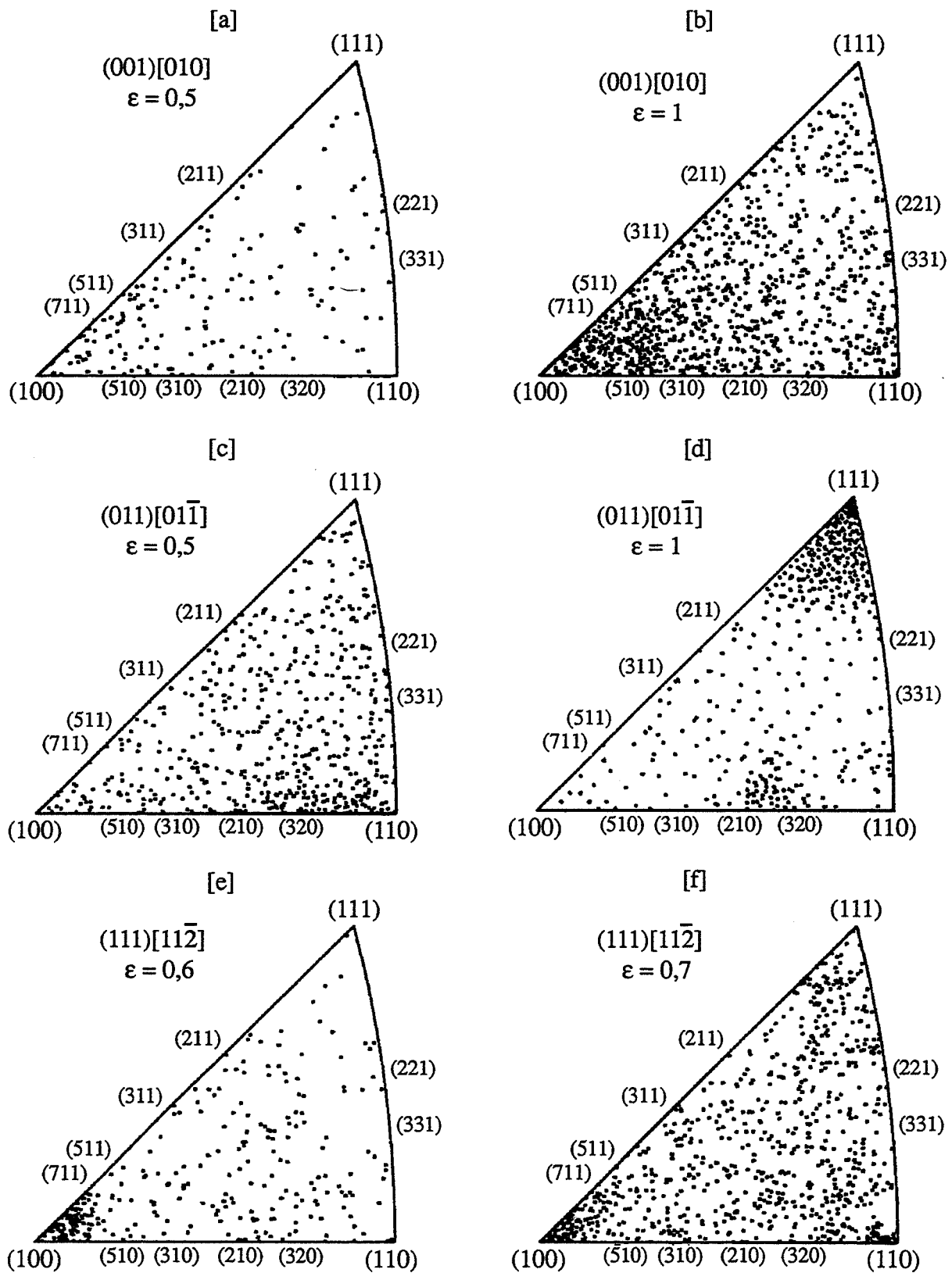


Figure V.18 : Répartition des axes de désorientation dans le repère cristal ;  
 [a], [c] et [e] : recuit 10h à 250 °C,  
 [b], [d] et [f] : recuit 10h à 400 °C.

- Pour les échantillons d'orientation initiale cube, on note une diminution de  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 7$ ,  $\Sigma 13$  et une augmentation de  $\Sigma 3$ ,  $\Sigma 9$  et  $\Sigma 19$  quand la déformation passe de 0,5 à 1.

- Accroissement de  $\Sigma 3$  et diminution de  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 9$ ,  $\Sigma 13$  et  $\Sigma 19$  avec le taux de déformation pour les échantillons d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$ .

- Enfin, pour les échantillons d'orientation initiale  $(111)[11\bar{2}]$  déformés à 0,6, 0,7 et recuit respectivement à 250°C et à 400°C, nous avons une diminution de  $\Sigma 1$ ,  $\Sigma 5$  et une augmentation de  $\Sigma 19$ ,  $\Sigma 21$  et  $\Sigma 27$ .

Sur la figure V.18, nous présentons la répartition des axes de désorientation après normalisation, dans le triangle stéréographique ( 100, 110, 111 ). Dans ce qui suit, les échantillons seront notés [a], [b], [c], [d], [e], [f], comme indiqué sur la figure V.18. Pour l'échantillon [a], la distribution des axes de désorientation n'est pas tout à fait uniforme. On note un certain regroupement des axes de désorientation au voisinage du pôle  $\langle 100 \rangle$ , mais le nombre de points expérimentaux assez faible ( 174 ), ne nous permet pas de se prononcer. En revanche, pour les échantillons [b], [c], [d], [e] et [f], nous avons une forte densité des axes de désorientation près de certains pôles. Quand l'un de ces pôles s'identifie à DN ou à DL, et en se basant sur les figures de pôles des textures de recristallisation, nous pensons qu'il est raisonnable de considérer la texture de l'échantillon correspondant comme une texture mono-axiale. C'est le cas des échantillons [b] (  $DN \approx \langle 100 \rangle$  ), [c] (  $DN \approx \langle 110 \rangle$  ) et [f] (  $DT \approx \langle 110 \rangle$  ). Notons que pour ce dernier, nous avons de plus un regroupement des axes de désorientation au voisinage du pôle  $\langle 100 \rangle$ . Ceci s'explique par la présence dans la texture de recristallisation, de deux composantes désorientées d'environ 20° autour d'un axe  $\langle 100 \rangle$  ( fig V.13 (a) ). Le même type de constatation peut expliquer l'augmentation de la densité des axes de désorientation quand on se rapproche du pôle  $\langle 111 \rangle$ , pour l'échantillon [d]. Rappelons que dans ce cas, nous avons formation de deux composantes désorientées d'environ 60° autour de [111] ( fig V.10 (b) ). Enfin, pour l'échantillon [e] la dispersion déjà constatée avec l'axe [100] comme axe de rotation, permet de justifier l'augmentation de la densité à près du pôle  $\langle 100 \rangle$ .

Les types de joints RSC observés expérimentalement pour tous les échantillons et ceux susceptible d'exister par l'application du modèle RSC ( Mykura, 1979 ), dans le cas où nous avons une texture "fibre"  $\langle hkl \rangle$ , sont répertoriés dans le tableau 9, en fonction de l'orientation initiale, du taux de déformation et de la température de recuit. Pour les observations, nous avons seulement pris en compte les coïncidences  $\Sigma$  pour lesquelles la fréquence observée est supérieure à celle prévue pour un polycristal d'orientation aléatoire ( Warrington et Boon, 1975 ). On trouve bien qu' en présence d'une texture "fibre"  $\langle hkl \rangle$ , la

Orientation initiale	Déformation	Axe de "fibre" <hkl>	Type de joints de grains	
			Modèle RSC	Observation
(001) [010]	0.50	sans	-----	$\Sigma$ 1, 7, 13, 25
(001) [010]	1.00	<100>	$\Sigma$ <u>1</u> , 5, <u>13</u> , 17, <u>25</u> , 29	$\Sigma$ <u>1</u> , 7, <u>13</u> , <u>25</u>
(011) [01 $\bar{1}$ ]	0.50	<110>	$\Sigma$ <u>1</u> , 3, <u>9</u> , 11, 13, <u>19</u> , 27	$\Sigma$ <u>1</u> , <u>9</u> , <u>19</u>
(011) [01 $\bar{1}$ ]	1.00	sans	-----	$\Sigma$ 1, 3, 7
(111) [11 $\bar{2}$ ]	0.60	sans	-----	$\Sigma$ 1, 5
(111) [11 $\bar{2}$ ]	1.00	<110>	$\Sigma$ <u>1</u> , 3, 9, 11, 13, <u>19</u> , 27	$\Sigma$ <u>1</u> , <u>19</u>

Tableau 9 : Caractérisation des joints de grains dans des polycristaux d'aluminium ; relation entre les joints de grains et la texture de recristallisation. Les coïncidences soulignées traduisent la correspondance entre l'observation et l'application du modèle RSC (Mykura, 1979).

plupart des joints de coïncidence observés peuvent être déduits des relations de coïncidence avec l'axe  $\langle hkl \rangle$ , comme axe de rotation ( modèle RSC ). Malgré tout, nous notons un désaccord concernant la formation des joints  $\Sigma 7$  dans l'échantillon d'orientation initiale cube déformé à  $\varepsilon = 1$  et recuit 10 heures à  $400^\circ\text{C}$ . La formation de ce type de coïncidence est liée à l'existence de plus d'une composante de texture de recristallisation. En effet, les deux composantes mineures se déduisent de la composante principale de recristallisation par des rotations de l'ordre de  $40^\circ$  autour de deux axes  $\langle 111 \rangle$ .

#### V.2.4 - Discussion

A notre connaissance, il existe peu d'études sur les joints de grains développés dans des polycristaux d'aluminium obtenus à partir d'orientations monocristallines. Des études sur des polycristaux d'aluminium montrent que durant la recristallisation, les joints aléatoires fortement désorientés sont remplacés par des joints de coïncidence de faible énergie ( Belluz et Aust, 1975 ). Watanabe et *al.* ( 1981 ), ont étudié la formation de joints de grains dans 4 orientations monocristallines d'aluminium de haute pureté laminées à 60 %, 70 %, 80 % et recuit 8 heures à  $400^\circ\text{C}$  ou à  $500^\circ\text{C}$ . Notons que les orientations sont définies sous forme de figures des pôles inverses, du plan de laminage, sans précision sur les indices de ces plans et sur les directions de laminage. Watanabe et *al.*, ont considéré la structure des joints de grains et la répartition des angles de désorientation. Dans leur étude, ils ont classé les joints de grains en joints de faible désorientation, en joints de coïncidence  $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$  et en joints aléatoires. La fraction des joints  $\Sigma 1$ , dans les échantillons analysés par Watanabe et *al.* varie de 8 % à 49 %, alors que la nôtre varie de 31% à 70%. Dans les deux cas, une forte fraction des joints  $\Sigma 1$  correspond à des échantillons fortement texturés.

En règle générale, les fréquences des joints de coïncidence et des joints aléatoires sont fonction du mode de déformation, du taux de déformation, de la température de recuit, de l'orientation initiale et du type du matériau utilisé ( voir par exemple Watanabe, 1988 ). Dans notre étude, le taux de déformation, la température et le temps de recuit font évoluer les fréquences de coïncidence. Ceci reflète les changements des textures de recristallisation, lesquels sont fonction des paramètres cités ci-dessus. La variation la plus remarquable concerne les joints de coïncidence  $\Sigma 3$  et  $\Sigma 7$  développés dans les échantillons d'orientation initiale  $(011)[01\bar{1}]$  et  $(001)[010]$ . Comme nous l'avons noté auparavant lors de l'étude des désorientations, la forte augmentation des coïncidences  $\Sigma 3$  est due à la formation de deux composantes de recristallisation pouvant être déduites l'une de l'autre par des rotations de  $\pm 50^\circ$  à  $\pm 60^\circ$  autour de  $[111]$ . Ce type de relation est proche d'un joint de coïncidence  $\Sigma 3$ . De même



une analyse des joints formés durant les premiers stades de la recristallisation à 400°C, pour l'orientation cube montre que la fraction des joints  $\Sigma 7$  est nulle. Ce dernier résultat montre l'effet du temps de recuit. L'augmentation globale des joints de coïncidence  $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$  dans les échantillons d'orientation initiale (011)[01 $\bar{1}$ ] et cube avec le taux de déformation, est compensée par une diminution des joints  $\Sigma 1$ . Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à grande déformation les joints de faible désorientation peuvent se transformer plus facilement en joints de forte désorientation par un mécanisme de coalescence ou par association de joints faiblement désorientés ( Doherty, 1978 ). Pour les échantillons d'orientation initiale (111)[11 $\bar{2}$ ], quand la température croît, nous notons une diminution des joints de coïncidence  $\Sigma 1$ , laquelle est compensée par une augmentation des joints aléatoires. Cependant, la fréquence des joints faiblement désorientés est largement supérieure à 50 %.

Les données expérimentales ( tableau 9 ), indiquent que les joints de coïncidence d'axe  $\langle hkl \rangle$  se forment préférentiellement en présence d'une texture quasi-fibreuse  $\langle hkl \rangle$ . Ces résultats sont comparables à certains travaux ( Watanabe et *al.*, 1989 et, Rouag et *al.*, 1984 ), lesquels montrent que la présence dans le polycristal de certains types de joints particuliers peut être directement liée à la texture des polycristaux, surtout ceux présentant une texture quasi-fibre. Dans notre cas, pour une texture mono-axiale  $\langle hkl \rangle$ , l'axe  $\langle hkl \rangle$  s'identifie souvent aux axes de désorientations entre grains. Notons tout de même qu'en présence de plusieurs composantes, il faut tenir compte de l'axe de désorientation entre ces composantes ( cas de l'orientation (111)[11 $\bar{2}$ ] déformée à  $\varepsilon = 0,7$  ). Dans l'ensemble, il y a un assez bon accord entre les types de joints obtenus expérimentalement et ceux susceptibles d'exister d'après le modèle RSC ( Ranganathan, 1966 ), ou le modèle de Garbacz et Grabski ( 1989 ), pour la même texture mono-axiale. Les désaccords entre les types de joints possibles ( modèles cités auparavant ) et nos résultats expérimentaux concernent spécialement les joints de coïncidence  $\Sigma 7$  pour l'orientation cube. Comme nous l'avons déjà indiqué, dans ce cas la texture de recristallisation se caractérise par la présence de trois composantes. Les relations d'orientations entre la composante de recristallisation cube et les deux composantes mineures peuvent être approximées par une coïncidence  $\Sigma 7$  ( 40° autour de  $\langle 111 \rangle$  ). Ces résultats montrent qu'en présence de plusieurs composantes dont l'une a une texture quasi-fibreuse, en plus des joints pouvant être déduits avec l'axe de fibre comme axe de rotation, il faut ajouter les joints de coïncidence existant entre cette composante et les autres.



### V.2.5 - Conclusions

L'évolution des fréquences de joints de grains, développés dans nos échantillons est fonction du taux de déformation, de la température et du temps de recuit. L'évolution la plus remarquable se produit quand la texture de recristallisation passe d'une texture avec une composante, à une texture présentant plusieurs composantes. Dans ce cas la forte augmentation des joints  $\Sigma 3$  à  $\Sigma 29$ , est liée à la croissance préférentielle des grains désorientés de 30 à 40° autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$ .

Le modèle CSL, peut décrire correctement une texture quasi-fibreuse d'axe  $\langle hkl \rangle$ . Les coïncidences observées se trouvent parmi les relations de coïncidence avec l'axe  $\langle hkl \rangle$  comme axe de rotation. En présence de plusieurs composantes dont la principale présente une texture quasi-fibreuse, il faut prendre en compte les types de joints de coïncidence pouvant relier cette composante et les composantes mineures.





# **CHAPITRE VI**

## **CONCLUSIONS**



Au cours de ce travail, nous avons étudié la déformation et la recristallisation de monocristaux d'aluminium d'orientations initiales diverses avec les objectifs suivants :

- Caractériser les mécanismes de la déformation des monocristaux d'orientations de haute symétrie lors de la compression plane à l'ambiante.
- Etudier le problème de l'instabilité de certaines de ces orientations après de forts taux de réduction ( jusqu'à 95 % ).
- Mettre au point un dispositif original en vue d'essais de compression plane à chaud.
- Préciser les mécanismes des premiers stades de la recristallisation de monocristaux déformés et, en particulier l'influence des hétérogénéités de déformation telles que les bandes de transition.
- Analyser la nature des joints de grains formés lors de la recristallisation de monocristaux déformés.

Dans le cas des orientations  $\{001\}\langle uv0 \rangle$ , nous nous sommes intéressés à l'analyse et à la modélisation de leur décomposition. Notre étude est une contribution en vue d'une meilleure compréhension des textures de laminage des métaux cfc, à partir d'une analyse approfondie des mécanismes individuels de la déformation des grains qui constituent le polycristal. De plus une bonne connaissance de la distribution des orientations développées dans ces cristaux, permet de mieux comprendre la nature des sites de germination et, par conséquent, les textures de recristallisation.

#### \* Modèle de décomposition en bandes

Dans le chapitre III de ce travail, nous avons présenté une nouvelle analyse visant à expliquer la formation des bandes de déformation et des bandes de transition dans les cristaux cfc  $\{001\}\langle uv0 \rangle$ , déformés en compression plane. Dans cette analyse, nous traitons les différentes régions du cristal déformé par un modèle de type Taylor relâché ( RC ). Le tenseur vitesses des déformations est supposé tel que seules les composantes normales sont imposées en tout point du cristal, avec les valeurs macroscopiques. Localement, on permet

aux différentes régions du cristal de cisailer librement dans des sens opposés suivant la direction d'allongement et la direction transverse ( $\epsilon_{12}$ ,  $\epsilon_{13}$ ,  $\epsilon_{23}$  libres).

Nous avons appliqué cette analyse aux cristaux cfc d'orientations initiales (001)[010], (001)[250] et (001)[110]. Nous montrons que la compression plane, partiellement imposée, de ces orientations permet une grande divergence de la rotation cristalline autour de la direction transverse. Pour le cas de l'orientation cube, ceci est en désaccord avec les prévisions du modèle fréquemment cité de Dillamore et Katoh, (1974). Ce modèle prévoit une décomposition autour de DN, non conforme à nos observations expérimentales. Dans leur analyse, Dillamore et Katoh suppose une déformation complètement imposée dans toutes les régions du cristal (modèle FC), alors que nos expériences montrent clairement que ceci n'est pas vérifié.

#### \* Résultats obtenus en compression plane à l'ambiante

Jusqu'à une certaine déformation critique  $\epsilon_c$  (0,2 à 0,3), les cristaux d'aluminium d'orientations initiales (001)[010], (001)[250] et (001)[110], se déforment de manière relativement homogène. Au delà de cette déformation critique, les cristaux se décomposent en bandes caractérisées par des rotations du réseau cristallin autour de DT. Les résultats expérimentaux (le mode de déformation, la disposition des bandes, les traces des plans de glissement et les valeurs mesurées des rotations  $\phi$ ), sont en bon accord avec les prévisions de notre calcul. Après des déformations de l'ordre de 1, les résultats obtenus sont indiqués ci-dessous :

- Dans les cristaux d'orientation initiale cube, les bandes sont réparties dans la largeur des échantillons (selon DT). L'orientation cube se décompose en deux composantes complémentaires proches de  $\{021\}\langle 012\rangle$ .
- Dans les cristaux orientés initialement (001)[110], les bandes sont réparties dans l'épaisseur des échantillons (suivant DN). L'orientation (001)[110], se décompose en deux composantes complémentaires (Cuivre)  $\{112\}\langle 111\rangle$ .
- Enfin, pour les cristaux d'orientation intermédiaire (001)[250], les bandes, de densité beaucoup plus faible que pour les deux premières orientations se développent dans l'épaisseur et la

largeur des échantillons. L'orientation (001)[250] se décompose en deux composantes voisines de  $\{124\}\langle 253\rangle$ .

Afin de comprendre la formation des bandes dans ces trois orientations, nous avons comparé les interactions entre les dislocations des systèmes de glissement actifs pour chaque orientation. Les cristaux d'orientations initiales (001)[110] et (001)[250], se déforment par glissement sur des systèmes  $a_1$ ,  $-a_2$ ,  $b_1$  et  $-b_2$  qui ont des interactions fortes ; la décomposition en bandes permet de réduire les interactions entre les dislocations sur les plans a et b. En revanche, pour l'orientation cube, les interactions entre les dislocations des systèmes de glissement  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$  et  $d_1$  ne sont pas très fortes ; elles ne permettent pas a priori d'expliquer la genèse des bandes. Dans tous les cas, nous n'avons pu expliquer la valeur de la déformation critique avant la formation des bandes.

Pour l'orientation cube, la décomposition autour de la direction transverse est en bon accord avec les analyses de textures dans des monocristaux de même orientation après laminage ( Malin, Huber et Hatherly, 1981 et, Köhlhoff, Krentsher et Lücke, 1984 ). De même pour l'orientation (001)[110], notre analyse et nos résultats expérimentaux concordent avec ceux d'une étude similaire de Becker, Butler, Hu et Lalli ( 1991 ).

Dans la deuxième partie du chapitre III, nous avons étudié la déformation de cristaux d'orientations initiales (111)[11 $\bar{2}$ ], (011)[01 $\bar{1}$ ] et (110)[001]. Les courbes expérimentales contrainte-déformation, se classent bien dans l'ordre des énergies de déformation plastique. Les résultats obtenus montrent que les orientations (111)[11 $\bar{2}$ ] et (011)[01 $\bar{1}$ ], sont instables tandis que l'orientation (110)[001] est stable.

Les cristaux d'orientation initiale (111)[11 $\bar{2}$ ], se décomposent en deux régions d'orientations respectives (110)[00 $\bar{1}$ ] et (112)[11 $\bar{1}$ ]. La désorientation de part et autre de la zone de transition dans le plan X1X3, atteint 55° environ. En fait cette orientation est très instable ; il suffit de s'écarter légèrement ( $\pm 1^\circ$ ), de l'orientation exacte pour déclencher les rotations qui aboutissent aux deux orientations formées. Dans ce cas les interactions entre les dislocations des systèmes de glissement actifs ( $-b_1$ ,  $b_2$ ,  $c_3$ ,  $-d_3$ ), favorisent des regroupements de systèmes coplanaires ( $-b_1$ ,  $b_2$ ) et colinéaires ( $c_3$ ,  $-d_3$ ).

L'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ], peut être considérée comme stable en conformité avec un modèle approprié de Taylor ( RC ). Au delà de  $\epsilon = 0,5$ , nos expériences ( rayons X et EBSD ), montrent clairement que le cristal développe une multitude de zones fortement désorientées autour de DT. A des déformations de l'ordre de 1, nous avons formation d'une

texture quasi-fibreuse ( $\approx (012)[02\bar{1}]$  à  $\approx (021)[01\bar{2}]$ ). Le comportement de cette orientation en compression plane est très sensible à l'orientation initiale. Un léger décalage autour de (011) suffit pour que l'orientation déformée tourne autour de la direction normale ( Skalli, 1984, Fortunier, 1987 et Butler et Hu, 1989 ).

Enfin l'orientation  $\bar{\text{Goss}}$  (110)[001], déformée en compression plane se caractérise par une très grande stabilité comme prévu par la calcul. La distribution des systèmes de glissement actifs est parfaitement uniforme.

### \* Résultats obtenus en laminage

L'essai de compression plane étant limité à des déformations rationnelles de 1 à 1,5 nous avons poursuivi la déformation de certains cristaux par laminage jusqu'à une réduction totale de 95 % ( $\epsilon \approx 3$ ). Des cristaux d'orientations initiales (001)[uv0] et (110)[001] ainsi laminés, ont montré que :

- Les deux orientations complémentaires  $\{021\}\langle 012\rangle$  développées par décomposition de l'orientation cube sont instables. L'évolution vers 4 composantes  $S_1$   $\{124\}\langle 211\rangle$ , semble se produire par rotation autour de la direction d'allongement. Cette évolution mérite d'être étudiée de façon plus détaillée. La décomposition en bandes se fait toujours dans la largeur de l'échantillon.

- Pour l'orientation (001)[250], les deux composantes complémentaires proches de  $\{124\}\langle 253\rangle$ , formées lors de la compression plane sont également instables. Elles se transforment en composantes  $S_2$   $\{123\}\langle 412\rangle$ . Dans ce cas, les bandes sont empilées dans l'épaisseur de l'échantillon.

- Les deux composantes Cuivre  $\{112\}\langle 111\rangle$ , formées après décomposition de l'orientation (001)[110] sont stables, comme constaté également par certains auteurs ( voir par exemple Hinkel et *al.*, 1967 et, Wrobel et *al.*, 1988 ).

- L'orientation Goss (110)[001], est parfaitement stable en accord avec un modèle classique de Taylor relâché ( $\epsilon_{12}$  et  $\epsilon_{23}$  libres ). Nous n'avons noté aucune décomposition au sens de la divergence du réseau cristallin. Nos observations concernant cette orientation diffèrent de celles de certains auteurs ( Bauer et *al.*, 1977 et, Wrobel et *al.*, 1988 ), sur des

cristaux de cuivre laminés. Ces derniers constatent au delà de 90 % de réduction une décomposition autour de DN, dans les régions situées de part et d'autre de la zone médiane ( selon DN ).

### \* Compression plane à chaud

Afin de simuler le laminage à chaud de métaux d'aluminium dans des conditions de température, de déformation et de vitesse de déformation bien contrôlées, nous avons mis au point un dispositif de compression plane à chaud. Ce dispositif comporte une matrice et un poinçon. La montée en température de l'échantillon se fait en même temps que l'ensemble. Notons que lors de la mise au point de ce dispositif, nous avons rencontré de nombreux problèmes de frottement. Malgré l'utilisation d'un lubrifiant donnant des résultats satisfaisants, il a été nécessaire de réduire la taille des échantillons testés afin de diminuer l'aire des surfaces en contact.

Une étude préliminaire de l'orientation cube, déformée en compression plane à 250°C et à 400°C, a mis en évidence les résultats originaux suivants :

- A 250°C, le comportement est le même qu'à l'ambiante à savoir décomposition de l'orientation initiale par rotations autour de DT et formation de bandes dans la largeur de l'échantillon ( $\epsilon \geq 0,3$ ). Les valeurs des rotations mesurées sont en parfait accord avec celles déduites de notre analyse.

- A 400°C, l'orientation cube devient stable jusqu'à des déformations de l'ordre de 1,3. Ce résultat sur monocristaux est à rapprocher des études récentes de textures de laminage à chaud de polycristaux d'alliages d'aluminium où l'on a observé une relative stabilité des grains orientés cube. La stabilité de l'orientation cube en compression plane a été confirmée récemment par Maurice et Driver ( 1992 ), qui montrent en outre que les systèmes de glissement actifs à 400°C, sont des systèmes de type  $\{110\}\langle 011\rangle$ .



### \* Mécanismes de germination et textures de recristallisation

Au chapitre IV, nous avons étudié les mécanismes de germination dans certains cristaux caractérisés au chapitre précédent après déformation en compression plane. Les orientations qui ont retenu notre attention sont (011)[01 $\bar{1}$ ], (001)[010], (001)[250] et (001)[110]. Elles sont recuites à 250°C et à 400°C. Des techniques récentes de micro-diffraction au MEB (EBSD, ECP), ont été appliquées pour la détermination des orientations des germes et des grains recristallisés.

Pour l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] ( sans BT ), les orientations des grains recristallisés semblent résulter d'un mécanisme de coalescence de sous-grains. En effet, les germes de recristallisation se développent un peu partout dans la matrice avec des désorientations allant de 15 à 30° par rapport aux orientations de la matrice déformée. Cette désorientation croît avec la température de recuit. A 400°C, les relations d'orientation entre la matrice et la majorité des grains recristallisés, sont des rotations de  $\pm 20$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes [111] et [11 $\bar{1}$ ]. Le prolongement du recuit à 400°C ( chapitre V ), met en évidence une croissance préférentielle de certains grains, même après recristallisation totale. Globalement, les relations d'orientation entre la matrice déformée et les grains recristallisés, sont proches d'un joint de coïncidence  $\Sigma 13$  ( rotation de 27,8° autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  ).

En ce qui concerne les orientations (001)[uv0] contenant des BT, la germination a lieu le long des BT mais également dans la matrice déformée.

A 250°C, dans les cristaux (001)[010] déformés à  $\epsilon = 1$ , les BT sont effectivement des sites de germination de grains cube. Une étude détaillée du début de la recristallisation, montre que les grains se développent dans les bandes de déformation par un processus de coalescence de sous-grains avec rotation autour de DT vers l'orientation cube. Cette rotation autour de DT peut être associée à une rotation autour de DN allant jusqu'à 30°.

A 400°C, la texture de recristallisation cube est plus marquée. Ceci implique que les BT sont d'autant plus efficaces en tant que sites de germination, que la température est élevée. Autrement dit, la germination à partir des bandes de transition nécessite une forte énergie d'activation. La comparaison des résultats du chapitre IV et V, montre que les longs temps de recuit favorisent la croissance des grains désorientés de 30 à 40° autour d'un axe  $\langle 111 \rangle$  ( comme pour l'orientation (011)[01 $\bar{1}$ ] ).

Dans les cristaux d'orientations initiales (001)[250] et (001)[110], nous avons mis en évidence la germination de deux catégories d'orientations ; (1) des orientations dispersées autour de celle de la matrice et (2) des orientations plus proches de cube ( cube tourné autour de DN ). La germination du premier groupe de grains peut s'expliquer par un mécanisme classique de coalescence de sous-grains. La formation du deuxième groupe de grains, est associée à la germination près des BT, du moins pour l'orientation (001)[250]. Cependant, nous n'avons pu confirmer ceci pour les cristaux (001)[110], du fait de la rapidité de la recristallisation d'une part et de la grande taille des grains recristallisés d'autre part. Durant les premiers stades de la croissance de ce deuxième groupe, les relations d'orientations sont respectivement des rotations de l'ordre de 30° et 40° autour d'un axe intermédiaire entre un pôle <111> et DT. Notons que DT est l'axe de rotation lors de la déformation. Dans le cas de l'orientation (001)[110], les axes de rotation peuvent être assimilés au pôle <111> le plus près de DT.

Le seul cas de compression plane et recuit de monocristaux d'aluminium traité dans la littérature concerne précisément l'orientation (001)[110]. Les résultats de Butler et *al.* ( 1991 ), sont cohérents avec les nôtres : des germes d'orientation cube tourné autour de DN. Après des déformations plus importantes (  $\epsilon$  de 2 à 3 ), Butler et *al.* trouvent cube DN 14°, alors que nous trouvons cube DN 30° (  $\epsilon \approx 1$  ). Nous pensons également que l'orientation initiale est un paramètre important. En effet, l'orientation intermédiaire cube (001)[250] ( cube DN 22° ), donne cube DN 10° tandis que l'orientation (001)[110] ( cube DN 45° ), produit cube DN 30°. Dans les deux cas on constate une rotation finale de l'ordre de 15° vers cube.

Lors de la déformation, les composantes formées respectivement dans les cristaux (001)[250] et (001)[110], sont proches des orientations  $S_2$  et Cu. Ces deux dernières sont des composantes typiques de laminage des métaux et alliages cfc. Moyennant une réinterprétation des analyses de Hjelen et *al.* ( 1991 ), nos résultats sur monocristaux sont tout à fait comparables avec ceux sur polycristaux d'aluminium laminés et recuits. La comparaison permet de dégager les points importants suivants :

- Les composantes de déformation Cu {112}<111>, ne créent pas une orientation véritablement cube lors de la recristallisation ( cas de l'orientation (001)[110] ).
- Les composantes de déformation proches de  $S_2$ , favorisent la germination de grains d'orientation beaucoup plus proche du cube ( cas de l'orientation (001)[250] ).

En conclusion générale, nous pouvons dire que :

- Dans les cristaux  $(011)[01\bar{1}]$ , la germination des grains recristallisés se fait par un mécanisme de coalescence de sous-grains répartis un peu partout dans la matrice restaurée. Les premiers stades de la recristallisation se caractérisent par la formation de grains désorientés de  $\pm 20$  à  $\pm 30^\circ$  autour des axes  $[111]$  et  $[\bar{1}11]$ , par rapport à la matrice. De longs temps de recuit favorisent la croissance des grains désorientés autour de  $[111]$ .

- Dans les cristaux  $(001)[010]$  à  $250^\circ\text{C}$ , un nombre important de grains cube germent au voisinage ou le long des BT. A l'intérieur des BD, les grains se forment par un processus de coalescence accompagné d'une rotation autour de DT ou de DT et DN, vers l'orientation cube. A  $400^\circ\text{C}$ , le stade de restauration est limité avant recristallisation. Nous avons formation d'un nombre plus important de grains cube. Le prolongement du recuit, met en évidence l'apparition de composantes mineures de recristallisation désorientées d'environ  $40^\circ$  autour de  $\langle 111 \rangle$  par rapport à l'orientation cube.

- Les bandes de transition développées dans les cristaux  $(001)[250]$  à  $\varepsilon = 1$ , jouent un rôle important dans la formation des grains cube DN  $10^\circ$ . Par comparaison avec l'orientation  $(001)[110]$ , les composantes proches de  $S_2$  à l'état déformé donnent des orientations beaucoup plus proches de cube que les composantes de déformation Cu (cube DN  $30^\circ$ ).

#### **\* Distribution et caractérisation des joints de grains**

Au chapitre V, nous avons démontré une corrélation entre la texture du polycristal et les types de joints de coïncidence. Une texture assez prononcée est toujours associée à de fortes proportions de joints de faible énergie, surtout les joints de coïncidence  $\Sigma_1$ . Une texture à plusieurs composantes se traduit par une réduction du pourcentage des joints  $\Sigma_1$ . La diminution des fréquences de  $\Sigma_1$ , est compensée par une augmentation des fréquences des joints  $\Sigma_3$  à  $\Sigma_{29}$ , souvent due aux types de joints de grains entre ces composantes. En d'autres termes, les changements dans la distribution des joints de grains qui s'opèrent dans nos échantillons sont fonction des variations de la texture, lesquelles dépendent des paramètres suivants : l'orientation initiale, le taux de déformation, la température et le temps de recuit.

En présence d'une texture pouvant être qualifiée de texture fibre, nos résultats expérimentaux montrent que les coïncidences des joints développés se trouvent parmi les coïncidences pouvant être déduites avec l'axe de fibre comme axe de rotation. Néanmoins, dans le cas où il y a formation de plusieurs composantes, il faut prendre en compte les joints reliant ces composantes.

#### \* Poursuites ultérieures de ce travail

Ce travail a apporté une contribution à l'étude du comportement de certaines orientations monocristallines déformés en compression plane, et des textures de recristallisation qui en résultent. L'analyse de la déformation développé ici, permet d'expliquer les hétérogénéités de déformation dans des cristaux cfc d'orientation initiale  $\{001\}\langle uv0 \rangle$ . Ce travail pourrait être poursuivi de la façon suivante :

- Sur le plan théorique par l'élaboration d'un critère de décomposition des grains. Il serait également intéressant de prévoir les chemins suivis par les orientations cube et  $(001)[250]$ , pour des déformations supérieures à 1.

- Sur le plan expérimentale, nous pensons que nous avons ouvert la voie à des études plus approfondies sur les mécanismes de la déformation en compression plane à chaud. La comparaison des mécanismes de la recristallisation dans des monocristaux avec ceux dans des polycristaux, nous a permis de dégager de grandes similitudes. Nous pensons qu'il serait utile de continuer dans ce sens afin de mieux comprendre la formation de ces textures et, par suite, de pouvoir les contrôler.



# ANNEXE 1

## ETALONNAGE DE L'ECP

Dans cette annexe, nous présentons les résultats de l'étalonnage des déterminations des orientations cristallines par la technique de l'ECP. Pour réaliser cet étalonnage, nous avons utilisé deux monocristaux ( notés mono 1 et mono 2 ) et un tricristal ( grain 1, grain 2 et grain 3 ). Les orientations des deux monocristaux et des 3 grains formant le tricristal, ont été déterminées par deux méthodes différentes :

- (1) - Par dépouillement manuel des clichés de diffraction rayons X ( méthode de Laue en retour ).
- (2) - Par dépouillement de façon semi automatique des clichés de diffraction ECP ( Schmidt et Oleson, 1989 ).

La première méthode permet d'avoir les orientations sous forme d'indices de Miller. Avec la deuxième, les orientations sont stockées dans un fichier sous forme de matrice de rotation entre le repère outil et le repère cristal. Dans les deux cas, les orientations sont transformées par la suite en angles d'Euler. Les résultats de cette analyse sont donnés dans le tableau ci-dessous :

échantillon	orientation en angles d'Euler ( $\phi_1 ; \phi ; \phi_2$ ), déterminée par rayons X			orientation en angles d'Euler ( $\phi_1 ; \phi ; \phi_2$ ), obtenue par ECP		
mono 1	93,4	41	85,4	93,8	39,9	84,3
mono 2	- 150,6	4	60,3	- 153,1	4,5	62,3
grain 1	52,7	35,8	65,5	52,7	37	63,2
grain 2	- 53,3	38,1	113,4	- 53,8	36,9	113,5
grain 3	52,1	33,2	65,8	51,1	35,9	65,1

La comparaison entre les orientations déterminées par les deux méthodes montre que l'accord est très satisfaisant. La différence n'excède pas  $2^\circ$ . Notons que le logiciel de dépouillement des diagrammes ECP, ne donnent pas les indices exactes. De même que pour les rayons X, on n'obtient qu'un plan et une direction équivalents.

## ANNEXE 2

### ANALYSE DES ORIENTATIONS {001}<UV0>

(a) Composantes des vecteurs  $\mathbf{m}^g$  pour les orientations :

$$(0 ; \phi ; 0)$$

$$(0 ; \phi ; 45)$$

$$(0 ; \phi ; 22,5)$$

(b) Orientations expérimentales (indices de Miller) de ces cristaux avant et après déformation.



Système de glissement	$m_1^g$	$m_2^g$	$m_3^g$	$m_4^g$	$m_5^g$
a <sub>1</sub>	$\cos 2\phi$	$-\sqrt{3}\cos 2\phi$	$2\sin 2\phi$	$\sin\phi - \cos\phi$	$\cos\phi + \sin\phi$
a <sub>2</sub>	$1 + \sin^2\phi - \sin\phi\cos\phi$	$\sqrt{3}(\cos^2\phi + \sin\phi\cos\phi)$	$(\cos\phi - \sin\phi)^2$	$-\sin\phi$	$-\cos\phi$
a <sub>3</sub>	$-1 - \cos^2\phi + \sin\phi\cos\phi$	$\sqrt{3}(\sin^2\phi - \sin\phi\cos\phi)$	$-\cos 2\phi - \sin 2\phi$	$\cos\phi$	$-\sin\phi$
b <sub>1</sub>	$\cos 2\phi$	$-\sqrt{3}\cos 2\phi$	$2\sin 2\phi$	$\sin\phi + \cos\phi$	$\cos\phi - \sin\phi$
b <sub>2</sub>	$1 + \sin^2\phi + \sin\phi\cos\phi$	$\sqrt{3}(\cos^2\phi - \sin\phi\cos\phi)$	$2\sin 2\phi$	$-\sin\phi$	$-\cos\phi$
b <sub>3</sub>	$-1 - \cos^2\phi - \sin\phi\cos\phi$	$\sqrt{3}(-\sin^2\phi + \sin\phi\cos\phi)$	$\cos 2\phi - \sin 2\phi$	$-\cos\phi$	$\sin\phi$
c <sub>1</sub>	$\cos 2\phi$	$-\sqrt{3}\cos 2\phi$	$2\sin 2\phi$	$\cos\phi - \sin\phi$	$-\sin\phi - \cos\phi$
c <sub>2</sub>	$1 + \sin^2\phi - \sin\phi\cos\phi$	$\sqrt{3}(\cos^2\phi + \sin\phi\cos\phi)$	$\cos 2\phi - \sin 2\phi$	$\sin\phi$	$\cos\phi$
c <sub>3</sub>	$-1 - \cos^2\phi + \sin\phi\cos\phi$	$-\sqrt{3}(-\sin^2\phi - \sin\phi\cos\phi)$	$-\cos 2\phi - \sin 2\phi$	$-\cos\phi$	$\sin\phi$
d <sub>1</sub>	$\cos 2\phi$	$-\sqrt{3}\cos 2\phi$	$2\sin 2\phi$	$-\cos\phi - \sin\phi$	$\sin\phi - \cos\phi$
d <sub>2</sub>	$1 + \sin^2\phi + \sin\phi\cos\phi$	$-\sqrt{3}(\cos^2\phi - \sin\phi\cos\phi)$	$-\cos 2\phi - \sin 2\phi$	$\sin\phi$	$\cos\phi$
d <sub>3</sub>	$-1 - \cos^2\phi - \sin\phi\cos\phi$	$\sqrt{3}(-\sin^2\phi + \sin\phi\cos\phi)$	$\cos 2\phi - \sin 2\phi$	$\cos\phi$	$-\sin\phi$

Tableau A2.1 : Composantes du vecteur  $m^g$  dans le repère outil, orientation  $(0 ; \phi ; 0)$ , ( unité x  $1/2\sqrt{3}$  ).

Système de glissement	$m_1^g$	$m_2^g$	$m_3^g$	$m_4^g$	$m_5^g$
a <sub>1</sub>	$1/\sqrt{2}.\cos 2\phi + 1/4.\sin 2\phi$	$-\sqrt{3}(1/\sqrt{2}.\cos 2\phi + 1/4.\sin 2\phi)$	$\sqrt{2}.\sin 2\phi - 1/2.\cos 2\phi$	$-1/\sqrt{2}.\sin \phi - 1/2.\cos \phi$	$-1/\sqrt{2}.\cos \phi + 1/2.\sin \phi$
a <sub>2</sub>	$-1/\sqrt{2}.\cos 2\phi - 1/4.\sin 2\phi$	$\sqrt{3}(1/\sqrt{2}.\cos 2\phi + 1/4.\sin 2\phi)$	$-\sqrt{2}.\sin 2\phi + 1/2.\cos 2\phi$	$-1/\sqrt{2}.\sin \phi - 1/2.\cos \phi$	$-1/\sqrt{2}.\cos \phi + 1/2.\sin \phi$
a <sub>3</sub>	0	0	0	$\sqrt{2}.\sin \phi + \cos \phi$	$\sqrt{2}.\cos \phi - \sin \phi$
b <sub>1</sub>	$1/\sqrt{2}.\cos 2\phi - 1/4.\sin 2\phi$	$-\sqrt{3}(1/\sqrt{2}.\cos 2\phi - 1/4.\sin 2\phi)$	$\sqrt{2}.\sin 2\phi + 1/2.\cos 2\phi$	$-1/\sqrt{2}.\sin \phi + 1/2.\cos \phi$	$-1/\sqrt{2}.\cos \phi - 1/2.\sin \phi$
b <sub>2</sub>	$-1/\sqrt{2}.\cos 2\phi + 1/4.\sin 2\phi$	$\sqrt{3}(1/\sqrt{2}.\cos 2\phi - 1/4.\sin 2\phi)$	$-\sqrt{2}.\sin 2\phi + 1/2.\cos 2\phi$	$-1/\sqrt{2}.\sin \phi + 1/2.\cos \phi$	$-1/\sqrt{2}.\cos \phi - 1/2.\sin \phi$
b <sub>3</sub>	0	0	0	$\sqrt{2}.\sin \phi - \cos \phi$	$\sqrt{2}.\cos \phi + \sin \phi$
c <sub>1</sub>	$-1/4.\sin 2\phi - 3/2\sqrt{2} + 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi$	$\sqrt{3}(1/4.\sin 2\phi - 1/2\sqrt{2} - 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi)$	$1/\sqrt{2}.\sin 2\phi + 1/2.\cos 2\phi$	$1/2.\cos \phi - 1/\sqrt{2}.\sin \phi$	$-1/2.\sin \phi - 1/\sqrt{2}.\cos \phi$
c <sub>2</sub>	$-1/4.\sin 2\phi + 3/2\sqrt{2} - 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi$	$\sqrt{3}(1/4.\sin 2\phi + 1/2\sqrt{2} + 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi)$	$1/2.\cos 2\phi - 1/\sqrt{2}.\sin 2\phi$	$-1/2.\cos \phi - 1/\sqrt{2}.\sin \phi$	$1/2.\sin \phi - 1/\sqrt{2}.\cos \phi$
c <sub>3</sub>	$1/2.\sin 2\phi$	$-\sqrt{3}/2.\sin 2\phi$	$-\cos 2\phi$	$\sqrt{2}.\sin \phi$	$\sqrt{2}.\cos \phi$
d <sub>1</sub>	$1/4.\sin 2\phi - 3/2\sqrt{2} + 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi$	$-\sqrt{3}(1/4.\sin 2\phi + 1/2\sqrt{2} + 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi)$	$-1/2.\cos 2\phi + 1/\sqrt{2}.\sin 2\phi$	$-1/2.\cos \phi - 1/\sqrt{2}.\sin \phi$	$1/2.\sin \phi - 1/\sqrt{2}.\cos \phi$
d <sub>2</sub>	$1/4.\sin 2\phi + 3/2\sqrt{2} - 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi$	$-\sqrt{3}(1/4.\sin 2\phi - 1/2\sqrt{2} - 1/2\sqrt{2}.\cos 2\phi)$	$-1/\sqrt{2}.\sin 2\phi - 1/2.\cos 2\phi$	$1/2.\cos \phi - 1/\sqrt{2}.\sin \phi$	$-1/2.\sin \phi - 1/\sqrt{2}.\cos \phi$
d <sub>3</sub>	$-1/2.\sin 2\phi$	$\sqrt{3}/2.\sin 2\phi$	$\cos 2\phi$	$\sqrt{2}.\sin \phi$	$\sqrt{2}.\cos \phi$

Tableau A2.2 : Orientation (0 ;  $\phi$  ; 45), composantes du vecteur  $m^g$  dans le repère outil, ( unité x  $1/\sqrt{6}$  ).

Système de glissement	$m_1^g$	$m_2^g$	$m_3^g$	$m_4^g$	$m_5^g$
a <sub>1</sub>	$1/\sqrt{29}.\sin 2\phi + 32/29.\cos 2\phi + 9/29$	$\sqrt{3}(-32/29.\cos 2\phi + 3/29 - 1/\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$-2/\sqrt{29}.\cos 2\phi + 64/29.\sin 2\phi$	$-5/\sqrt{29}.\cos \phi + 1/29.\sin \phi$	$5/\sqrt{29}.\sin \phi + 1/29.\cos \phi$
a <sub>2</sub>	$-5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 43/58.\cos 2\phi + 45/58$	$\sqrt{3}(43/58.\cos 2\phi + 15/58 + 5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$5/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 43/29.\sin 2\phi$	$-2/\sqrt{29}.\cos \phi - 41/29.\sin \phi$	$2/\sqrt{29}.\sin \phi - 41/29.\cos \phi$
a <sub>3</sub>	$3/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 21/58.\cos 2\phi - 63/58$	$\sqrt{3}(21/58.\cos 2\phi - 21/58 - 3/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$-3/2\sqrt{29}.\cos 2\phi - 21/29.\sin 2\phi$	$7/\sqrt{29}.\cos \phi + 40/29.\sin \phi$	$-7/\sqrt{29}.\sin \phi + 40/29.\cos \phi$
b <sub>1</sub>	$-1/\sqrt{29}.\sin 2\phi + 32/29.\cos 2\phi + 9/29$	$\sqrt{3}(-32/29.\cos 2\phi + 3/29 + 1/\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$2/\sqrt{29}.\cos 2\phi + 64/29.\sin 2\phi$	$5/\sqrt{29}.\cos \phi + 1/29.\sin \phi$	$-5/\sqrt{29}.\sin \phi + 1/29.\cos \phi$
b <sub>2</sub>	$5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 43/58.\cos 2\phi + 45/58$	$\sqrt{3}(43/58.\cos 2\phi + 15/58 - 5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$-5/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 43/29.\sin 2\phi$	$2/\sqrt{29}.\cos \phi - 41/29.\sin \phi$	$-2/\sqrt{29}.\sin \phi - 41/29.\cos \phi$
b <sub>3</sub>	$-3/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 21/58.\cos 2\phi - 63/58$	$\sqrt{3}(21/58.\cos 2\phi - 21/58 + 3/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$3/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 21/29.\sin 2\phi$	$-7/\sqrt{29}.\cos \phi + 40/29.\sin \phi$	$7/\sqrt{29}.\sin \phi + 40/29.\cos \phi$
c <sub>1</sub>	$-1/\sqrt{29}.\sin 2\phi + 22/29.\cos 2\phi - 21/29$	$\sqrt{3}(-22/58.\cos 2\phi - 7/29 + 1/\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$2/\sqrt{29}.\cos 2\phi + 44/29.\sin 2\phi$	$5/\sqrt{29}.\cos \phi - 41/29.\sin \phi$	$-5/\sqrt{29}.\sin \phi - 41/29.\cos \phi$
c <sub>2</sub>	$-5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 23/58.\cos 2\phi + 105/58$	$\sqrt{3}(23/58.\cos 2\phi + 35/58 + 5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$5/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 23/29.\sin 2\phi$	$-2/\sqrt{29}.\cos \phi + 1/29.\sin \phi$	$2/\sqrt{29}.\sin \phi + 1/29.\cos \phi$
c <sub>3</sub>	$7/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 21/58.\cos 2\phi - 63/58$	$\sqrt{3}(21/58.\cos 2\phi - 21/58 - 7/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$-7/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 21/29.\sin 2\phi$	$-3/\sqrt{29}.\cos \phi + 40/29.\sin \phi$	$3/\sqrt{29}.\sin \phi + 40/29.\cos \phi$
d <sub>1</sub>	$1/\sqrt{29}.\sin 2\phi + 22/58.\cos 2\phi - 21/29$	$\sqrt{3}(-22/29.\cos 2\phi - 7/29 - 1/\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$-2/\sqrt{29}.\cos 2\phi + 44/29.\sin 2\phi$	$-5/\sqrt{29}.\cos \phi - 41/29.\sin \phi$	$5/\sqrt{29}.\sin \phi - 41/29.\cos \phi$
d <sub>2</sub>	$5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 23/58.\cos 2\phi + 105/58$	$\sqrt{3}(23/58.\cos 2\phi + 35/58 - 5/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$-5/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 23/29.\sin 2\phi$	$2/\sqrt{29}.\cos \phi + 1/29.\sin \phi$	$-2/\sqrt{29}.\sin \phi + 1/29.\cos \phi$
d <sub>3</sub>	$-7/2\sqrt{29}.\sin 2\phi - 21/58.\cos 2\phi - 63/58$	$\sqrt{3}(21/58.\cos 2\phi - 21/58 + 7/2\sqrt{29}.\sin 2\phi)$	$7/\sqrt{29}.\cos 2\phi - 21/29.\sin 2\phi$	$3/\sqrt{29}.\cos \phi + 40/29.\sin \phi$	$-3/\sqrt{29}.\sin \phi + 40/29.\cos \phi$

Tableau A2.3 : Composantes du vecteur  $m^g$  dans le repère outil, orientation (0 ;  $\phi$  ; 22), ( unité x  $1/2\sqrt{3}$  ).

Orientation initiale approximative	Déformation	Orientations approximatives
$(2\ 2\ 100) [\bar{1}\ 100\ \bar{2}]$	0,25	$(15\ \bar{7}\ 99) [3\ 99\ 5]$
$(0\ \bar{3}\ 100) [3\ 100\ 3]$	0,30	$(5\ 5\ 100) [0\ 100\ \bar{5}] + (\bar{2}\ \bar{7}\ 99) [0\ 99\ 7]$
$(5\ 2\ 100) [\bar{3}\ 100\ \bar{2}]$	0,50	$(12\ 18\ 98) [0\ 98\ \bar{18}] + (8\ \bar{16}\ 98) [\bar{2}\ 98\ 17]$
$(2\ 0\ 100) [\bar{2}\ 100\ 0]$	0,60	$(24\ 21\ 94) [1\ 97\ \bar{22}] + (24\ \bar{19}\ 94) [\bar{4}\ 97\ 2]$
$(3\ \bar{3}\ 100) [2\ 100\ 3]$	1,00	$(17\ 32\ 94) [6\ 94\ \bar{33}] + (17\ \bar{32}\ 93) [\bar{3}\ 93\ 3]$
$(3\ 7\ 100) [0\ 100\ \bar{7}]$	1,2	$(27\ 27\ 92) [7\ 94\ \bar{30}] + (11\ \bar{31}\ 94) [8\ 95\ 3]$
$(0\ \bar{3}\ 100) [3\ 100\ 3]$	1,5	$(32\ 37\ 87) [12\ 92\ \bar{42}] + (39\ \bar{27}\ 87) [\bar{12}\ 92\ 36]$

Tableau A2.4 : Orientations en indices de Miller avant et après déformation de cristaux d'orientations initiales proches de cube.

Orientation initiale approximative	Déformation	Orientations approximatives
$(1\ 2\ 100)$ $[73\ 68\ \bar{2}]$	0,25	$(15\ 16\ 98)$ $[60\ 78\ \bar{16}]$ + $(\bar{3}\ \bar{16}\ 98)$ $[61\ 79\ 16]$
$(\bar{3}\ 0\ 100)$ $[72\ 69\ 2]$	0,50	$(27\ 24\ 93)$ $[64\ 69\ \bar{36}]$ + $(27\ 29\ \bar{93})$ $[67\ 63\ 41]$
$(1\ 2\ 100)$ $[72\ 69\ \bar{2}]$	0,75	$(26\ 37\ 89)$ $[59\ 67\ \bar{45}]$ + $(\bar{21}\ \bar{35}\ 92)$ $[59\ 69\ 3]$
$(1\ \bar{1}\ 100)$ $[68\ 73\ 0]$	1,00	$(32\ 39\ 87)$ $[65\ 59\ \bar{47}]$ + $(\bar{36}\ \bar{37}\ 90)$ $[69\ 59\ 44]$
$(0\ 0\ 100)$ $[72\ 69\ 0]$	1,20	$(32\ 32\ 87)$ $[60\ 57\ \bar{48}]$ + $(\bar{32}\ \bar{32}\ 88)$ $[60\ 57\ \bar{47}]$

Tableau A2.5 : Cristaux d'orientations initiales proches de (001)[110] déformés, orientations en indices de Miller.

Orientation initiale approximative	Déformation	Orientations approximatives
(0 0 1) [39 92 1]	0,30	(0 14 99) [34 93 $\bar{1}\bar{2}$ ] + (0 $\bar{1}\bar{4}$ 99) [32 93 12]
( $\bar{2}$ 0 100) [41 91 1]	0,50	( $\bar{1}$ $\bar{2}\bar{6}$ 96) [37 90 24] + (7 31 95) [37 90 $\bar{3}\bar{1}$ ]
(0 $\bar{1}$ 100) [41 91 1]	0,75	( $\bar{1}\bar{0}$ $\bar{4}\bar{0}$ 91) [41 83 40] + (11 39 91) [41 83 $\bar{4}\bar{1}$ ]
(0 0 1) [39 92 0]	1,00	(29 $\bar{3}\bar{7}$ 89) [42 78 44] + (21 45 87) [39 78 $\bar{4}\bar{8}$ ]
(0 $\bar{2}$ 100) [42 91 2]	1,20	(14 48 86) [65 74 $\bar{4}\bar{9}$ ] + ( $\bar{2}\bar{1}$ $\bar{4}\bar{2}$ 88) [45 75 47]

Tableau A2.6 : Orientations en indices de Miller de cristaux d'orientations initiales proches de (001)[250], déformés.



## **ANNEXE 1**

### **Liste des relations RSC (CSL) du système cubique**

(Mykura, 1979)



**Table 1. Rotation Quaternion, Twinning Planes, Angle-Axis Pair With Minimum Rotation Angle, and Number of Distinct Forms for Each Cubic C.S.L.**

$\Sigma$	Quaternion	Twinning planes	$\theta_{\min}$	Angle-axis pair Axis	Distinct forms
1	1.0.0.0	{100} and {110}	0°	any	1
3	1.1.1.0	{111} and {211}	60°	* <111>	4
5	2.1.0.0	{210} and {310}	36.87°	<100>	6
7	2.1.1.1	{321}	38.21°	<111>	8
9	2.2.1.0	{221} and {411}	38.94°	<110>	12
11	3.1.1.0	{311} and {332}	50.48°	<110>	12
13a	3.2.0.0	{320} and {510}	22.62°	<100>	6
13b	2.2.2.1	{431}	27.80°	<111>	8
15	3.2.1.1	{521}	48.19°	<210>	24
17a	4.1.0.0	{410} and {530}	28.07°	<100>	6
17b	3.2.2.0	{322} and {433}	61.93°	* <221>	12
19a	3.3.1.0	{331} and {611}	26.53°	<110>	12
19b	4.1.1.1	{532}	46.83°	<111>	8
21a	3.2.2.2	{541}	21.79°	<111>	8
21b	4.2.1.0	{421}	44.40°	<211>	24
23	3.3.2.1	{631}	40.45°	<311>	24
25a	4.3.0.0	{430} and {710}	16.25°	<100>	6
25b	4.2.2.1	{543}	51.68°	<331>	24
27a	5.1.1.0	{511} and {552}	31.58°	<110>	12
27b	4.3.1.1	{721}	35.42°	<210>	24
29a	5.2.0.0	{520} and {730}	43.61°	<100>	6
29b	4.3.2.0	{432}	46.39°	<221>	24
31a	3.3.3.2	{651}	17.90°	<111>	8
31b	5.2.1.1	{732}	52.19°	<211>	24
33a	4.4.1.0	{441} and {811}	20.05°	<110>	12
33b	4.3.2.2	{741}	33.55°	<311>	24
33c	5.2.2.0	{522} and {554}	58.98°	<110>	12
35a	5.3.1.0	{531}	34.04°	<211>	24
35b	4.3.3.1	{653}	43.23°	<331>	24
37a	6.1.0.0	{610} and {750}	18.92°	<100>	6
37b	4.4.2.1	{831}	43.13°	<310>	24
37c	5.2.2.2	{743}	50.57°	<111>	8
39a	6.1.1.1	{752}	32.21°	<111>	8
39b	5.3.2.1	Not twinned	50.13°	<321>	*48
41a	5.4.0.0	{540} and {910}	12.68°	<100>	6
41b	6.2.1.0	{621}	40.88°	<210>	24
41c	4.4.3.0	{443} and {833}	55.88°	<110>	12
43a	4.3.3.3	{761}	15.18°	<111>	8
43b	5.4.1.1	{921}	27.91°	<210>	24
43c	5.3.3.0	{533} and {655}	60.77°	* <332>	12
45a	4.4.3.2	{851}	28.62°	<311>	24
45b	5.4.2.0	{542}	36.87°	<221>	24
45c	6.2.2.1	{754}	53.13°	<221>	24

**Table 1 (continued). Rotation Quaternion, Twinning Planes, Angle-Axis Pair With Minimum Rotation Angle, and Number of Distinct Forms for Each Cubic C.S.L.**

$\Sigma$	Quaternion	Twinning planes	$\theta_{\min}$	Angle-axis pair Axis	Distinct forms
47a	5.3.3.2	{763}	37.07°	<331>	24
47b	6.3.1.1	{932}	43.66°	<320>	24
49a	4.4.4.1	{853}	43.58°	<111>	8
49b	5.4.2.2	{941}	43.58°	<511>	24
49c	6.3.2.0	{632}	49.22°	<322>	24
51a	5.5.1.0	{551} and {10.11}	16.10°	<110>	12
51b	7.1.1.0	{711} and {772}	22.84°	<110>	12
51c	5.4.3.1	Not twinned	48.94°	<531>	*48
53a	6.4.1.0	{641}	27.52°	<211>	24
53b	7.2.0.0	{720} and {950}	31.89°	<100>	6
53c	6.3.2.2	{943}	53.53°	<533>	24
55a	5.5.2.1	{10.31}	35.10°	<310>	24
55b	7.2.1.1	{952}	38.57°	<211>	24
55c	6.3.3.1	{765}	57.55°	<551>	24
57a	4.4.4.3	{871}	13.47°	<111>	8
57b	6.4.2.1	Not twinned	41.03°	<321>	*48
57c	7.2.2.0	{722} and {774}	43.99°	<110>	12
57d	5.4.4.0	{544} and {855}	61.16°	* <553>	12
59a	5.4.3.3	{961}	24.93°	<311>	24
59b	5.5.3.0	{553} and {10.33}	45.98°	<110>	12
59c	7.3.1.0	{731}	45.98°	<411>	24
61a	6.5.0.0	{650} and {11.10}	10.38°	<100>	6
61b	5.4.4.2	{873}	32.42°	<331>	24
61c	6.4.3.0	{643}	50.25°	<332>	24
61d	7.2.2.2	{954}	52.64°	<111>	8
63a	6.5.1.1	{11.21}	22.98°	<210>	24
63b	5.5.3.2	{10.51}	38.21°	<511>	24
63c	7.3.2.1	Not twinned	54.03°	<431>	*48
65a	8.1.0.0	{810} and {970}	14.25°	<100>	6
65b	7.4.0.0	{740} and {11.30}	30.51°	<100>	6
65c	6.5.2.0	{652}	30.51°	<221>	24
65d	6.4.3.2	Not twinned	43.05°	<531>	*48
67a	8.1.1.1	{972}	24.43°	<111>	8
67b	7.4.1.1	{11.32}	36.31°	<320>	24
67c	6.4.4.1	{10.53}	47.23°	<533>	24
67d	7.3.3.0	{733} and {776}	60.49°	* <433>	12
69a	8.2.1.0	{821}	31.23°	<210>	24
69b	6.5.2.2	{11.41}	41.09°	<410>	24
69c	7.4.2.0	{742}	41.09°	<322>	24
69d	6.4.4.1	{875}	50.92°	<551>	24
71a	6.5.3.1	Not twinned	45.23°	<421>	*48
71b	7.3.3.2	{965}	54.23°	<553>	24
73a	5.4.4.4	{981}	11.64°	<111>	8

(Continued the next page)

**Table J (continued). Rotation Quaternion, Twinning Planes, Angle-Axis Pair With Minimum Rotation Angle, and Number of Distinct Forms for Each Cubic C.S.L.**

$\Sigma$	Quaternion	Twinning planes	$\theta_{\min}$ Angle-axis pair	Axis	Distinct forms
73b	6.6.1.0	{66} and {12.11}	13.44°	<110>	12
73c	8.3.0.0	{830} and {11.50}	41.11°	<100>	6
73d	8.2.2.1	{974}	41.11°	<221>	24
73e	7.4.2.2	{11.43}	48.88°	<430>	24
75a	5.5.4.3	{10.71}	22.08°	<311>	24
75b	7.5.1.0	{751}	23.07°	<211>	24
75c	8.3.1.1	{11.52}	45.03°	<311>	24
75d	7.4.3.1	Not twinned	52.17°	<432>	*48
77a	6.4.4.3	{983}	28.76°	<331>	24
77b	6.6.2.1	{12.31}	29.52°	<310>	24
77c	8.3.2.0	{832}	48.52°	<320>	24
77d	6.5.4.0	{654}	55.15°	<441>	24
79a	5.5.5.2	{10.73}	33.99°	<111>	8
79b	6.5.3.3	{11.61}	33.99°	<511>	24
79c	7.5.2.1	Not twinned	34.63°	<321>	*48
81a	6.5.4.2	Not twinned	38.37°	<531>	*48
81b	8.4.1.0	{841}	38.94°	<411>	24
81c	8.3.2.2	{11.54}	54.52°	<322>	24
81d	7.4.4.0	{744} and {877}	60.41°	<443>	12
83a	9.1.1.0	{911} and {992}	17.86°	<110>	12
83b	7.4.3.3	{11.63}	42.19°	<533>	24
83c	7.5.3.0	{753}	42.70°	<332>	24
83d	8.3.3.1	{976}	57.15°	<331>	24
85a	7.6.0.0	{760} and {13.10}	8.79°	<100>	6
85b	9.2.0.0	{920} and {11.70}	25.05°	<100>	6
85c	6.6.3.2	{12.51}	45.57°	<711>	24
85d	7.4.4.2	{985}	45.57°	<551>	24
85e	8.4.2.1	Not twinned	46.04°	<431>	*48
87a	7.6.1.1	{13.21}	19.51°	<210>	24
87b	9.2.1.1	{11.72}	30.44°	<211>	24
87c	7.5.3.2	Not twinned	48.64°	<731>	*48
87d	6.5.5.1	{10.57}	48.64°	<553>	24
89a	8.5.0.0	{850} and {13.30}	25.99°	<100>	6
89b	7.6.2.0	{762}	25.99°	<321>	24
89c	9.2.2.0	{922} and {994}	34.88°	<110>	12
89d	6.6.4.1	{12.53}	51.43°	<733>	24
89e	8.4.3.0	{843}	51.83°	<433>	24
91a	5.5.5.4	{10.91}	10.42°	<111>	8
91b	8.5.1.1	{13.32}	31.00°	<320>	24
91c	9.3.1.0	{931}	38.70°	<310>	24
91d	8.3.3.3	{11.65}	53.99°	<111>	8
91e	7.5.4.1	Not twinned	53.99°	<751>	*48
93a	6.5.4.4	{11.81}	19.79°	<311>	24

**Table 1 (continued). Rotation Quaternion, Twinning Planes, Angle-Axis Pair With Minimum Rotation Angle, and Number of Distinct Forms for Each Cubic C.S.L.**

$\Sigma$	Quaternion	Twinning planes	$\theta_{\min}$ Angle-axis pair	Axis	Distinct forms
93b	7.6.2.2	{13.41}	35.19°	<410>	24
93c	8.5.2.0	{852}	35.19°	<322>	24
93d	9.2.2.2	{11.74}	42.10°	<111>	8
93e	8.4.3.2	Not twinned	56.37°	<753>	*48
95a	6.5.5.3	{10.93}	25.84°	<331>	24
95b	7.6.3.1	Not twinned	38.84°	<421>	*48
95c	9.3.2.1	Not twinned	45.15°	<321>	*48
97a	7.4.4.4	{11.83}	30.59°	<111>	8
97b	6.6.4.3	{12.71}	30.59°	<511>	24
97c	9.4.0.0	{940} and {13.50}	42.07°	<100>	6
97d	8.5.2.2	{13.43}	42.07°	<430>	24
97e	8.4.4.1	{987}	60.68°	<771>	24
97f	6.6.5.0	{665} and {12.55}	60.68°	<755>	12
99a	7.7.1.0	{771} and {14.11}	11.53°	<110>	12
99b	7.5.4.3	Not twinned	34.59°	<531>	*48
99c	9.4.1.1	{13.52}	45.01°	<520>	24
99d	8.5.3.1	Not twinned	45.01°	<432>	*48
99e	7.5.5.0	{755} and {10.77}	62.62°	<773>	12
101a	10.1.0.0	{10.10} and {11.90}	11.40°	<100>	6
101b	8.6.1.0	{861}	19.85°	<211>	24
101c	6.6.5.2	{12.73}	38.08°	<533>	24
101d	9.4.2.0	{942}	47.68°	<522>	24
101e	7.6.4.0	{764}	47.68°	<441>	24

**Table 2. General Form of the Complete Set of 24 Angle-Axis Pairs for Each Cubic C.S.L. Orientation Relation**

$\Sigma 1$	0° on any axis	6 of 90° on <100> 8 of 120° on <111>	3 of 180° on <100> 6 of 180° on <110>
$\Sigma 3$	2 of 60° on 180° same <111>	3 of 70.53° on same <110> 3 of 109.47° same <110>	6 of 131.81° on <210> 6 of 146.44° on <311> 3 of 180° on <311>
$\Sigma 5$	36.87° on same <100>	4 of 95.74° on <311> 4 of 101.54° on <211> 4 of 143.13° on <221>	4 of 154.16° on <331> 2 of 180° on <210> 2 of 180° on <310>
$\Sigma 7$	38.21° on same <111>	3 of 73.40° on <210> 3 of 110.92° on <331> 3 of 115.58° on <310>	3 of 135.58° on <211> 3 of 149.00° on <320> 3 of 158.21° on <511> 3 of 180° on <321>

(Continued on the next page)

**Table 2 (continued). General Form of the Complete Set of 24 Angle-Axis Pairs for Each Cubic C.S.L. Orientation Relation**

$\Sigma 9$	38.94° on 141.06° same <110>	2 of 67.11° on <311> 2 of 90° on <221> 2 of 96.38° on <210> 2 of 120° on <511> 4 of 123.75° on <321>	2 of 152.73° on <410> 2 of 152.73° on <322> 4 of 160.81° on <531> 1 of 180° on <221> 1 of 180° on <411>
$\Sigma 11$	50.48° on and same 129.52° <110>	2 of 62.96° on <211> 2 of 82.16° on <331> 2 of 100.48° on <320> 4 of 126.22° on <531> 2 of 129.52° on <411>	2 of 144.90° on <310> 4 of 155.38° on <421> 2 of 162.66° on <533> 1 of 180° on <311> 1 of 180° on <332>
$\Sigma 13a$	22.62° on 67.38° same 112.62° same 157.38° <100>	4 of 92.20° on <511> 4 of 107.92° on <322> 4 of 133.81° on <332>	4 of 164.06° on <551> 2 of 180° on <320> 2 of 180° on <510>
	27.80° on 92.20° same 147.80° <111>	3 of 76.66° on <310> 3 of 107.92° on <410> 3 of 112.62° on <221>	3 of 130.83° on <533> 3 of 157.38° on <430> 3 of 164.06° on <711> 3 of 180° on <431>
$\Sigma 15$	48.19° on <210> 50.70° on <311> 78.46° on <211> 2 of 86.18° on <321> 2 of 99.59° on <531> 2 of 113.58° on <421>	117.82° on <311> 134.43° on <551> 134.43° on <711> 2 of 137.17° on <431> 137.17° on <510> 2 of 150.07° on <321>	2 of 158.96° on <432> 158.96° on <520> 165.16° on <553> 2 of 165.16° on <731> 180° on <521>
$\Sigma 17a$	28.07° on 61.93° same 118.07° same 151.93° <100>	4 of 93.37° on <411> 4 of 105.35° on <533> 4 of 137.33° on <553>	4 of 160.25° on <441> 2 of 180° on <410> 2 of 180° on <530>
$\Sigma 17b$	2 of 61.93° on <221> 2 of 63.82° on <331> 86.63° on 93.37° same <110>	2 of 118.07° on <430> 2 of 121.97° on <320> 4 of 137.33° on <731> 4 of 139.88° on <521>	2 of 160.25° on <522> 2 of 166.07° on <733> 180° on <322> 180° on <433>
$\Sigma 19a$	26.53° on 153.47° same <110>	2 of 73.17° on <511> 2 of 93.02° on <310> 2 of 99.08° on <332> 2 of 110.01° on <711> 4 of 121.76° on <432>	2 of 142.14° on <433> 2 of 161.33° on <610> 4 of 166.83° on <751> 180° on <331> 180° on <611>
$\Sigma 19b$	46.83° on 73.17° same 166.83° <111>	3 of 71.59° on <320> 3 of 110.01° on <551> 3 of 121.76° on <520>	3 of 139.74° on <733> 3 of 142.14° on <530> 3 of 153.47° on <411> 3 of 180° on <532>
$\Sigma 21a$	21.79° on 98.21° same 141.79° <111>	3 of 79.02° on <410> 3 of 103.77° on <510> 3 of 113.87° on <553>	3 of 128.25° on <322> 3 of 162.25° on <540> 3 of 167.48° on <911> 3 of 180° on <541>

**Table 2 (continued). General Form of the Complete Set of 24 Angle-Axis Pairs for Each Cubic C.S.L. Orientation Relation**

$\Sigma 21b$	44.40° on <211> 58.40° on <210> 79.02° on <322> 2 of 80.41° on <531> 2 of 103.77° on <431> 2 of 113.87° on <731>	124.84° on <441> 124.84° on <522> 128.25° on <410> 2 of 141.79° on <751> 2 of 144.05° on <532> 144.05° on <611>	154.80° on <210> 162.25° on <443> 2 of 162.25° on <621> 2 of 167.48° on <753> 180° on <421>
$\Sigma 23$	40.45° on <311> 55.56° on <310> 2 of 85.01° on <421> 86.25° on <533> 2 of 102.55° on <321> 2 of 107.72° on <521>	117.16° on <733> 127.49° on <610> 130.71° on <331> 143.56° on <911> 2 of 143.56° on <753> 2 of 145.70° on <541>	155.94° on <332> 163.04° on <210> 2 of 163.04° on <542> 2 of 168.04° on <931> 180° on <631>
$\Sigma 25a$	16.25° on 73.75° same 106.25° same 163.75° <100>	4 of 91.13° on <711> 4 of 111.10° on <433> 4 of 129.80° on <443>	4 of 168.53° on <771> 2 of 180° on <430> 2 of 180° on <719>
$\Sigma 25b$	51.68° on <331> 2 of 63.88° on <321> 73.75° on <221> 90° on <430> 91.13° on <551> 111.10° on <530>	2 of 120° on <751> 129.80° on <540> 2 of 129.80° on <621> 2 of 132.86° on <421> 2 of 145.09° on <931> 2 of 147.15° on <631>	156.93° on <211> 2 of 163.75° on <632> 168.53° on <311> 168.53° on <755> 180° on <543>
$\Sigma 27a$	31.58° on 148.42° same <110>	2 of 70.51° on <411> 2 of 94.25° on <520> 2 of 95.30° on <553> 2 of 114.05° on <611> 4 of 122.50° on <753>	2 of 146.44° on <755> 2 of 157.82° on <510> 4 of 164.36° on <641> 180° on <511> 180° on <552>
$\Sigma 27b$	35.42° on <210> 60° on <511> 79.32° on <311> 2 of 94.25° on <432> 2 of 95.30° on <731> 109.47° on <411>	2 of 114.05° on <532> 122.50° on <911> 2 of 131.81° on <542> 146.44° on <771> 148.42° on <710> 2 of 148.42° on <543>	2 of 157.82° on <431> 164.36° on <720> 2 of 168.97° on <951> 168.97° on <773> 180° on <721>
$\Sigma 29a$	43.61° on 46.39° same 133.61° same 136.39° <100>	4 of 97.93° on <522> 4 of 98.92° on <733> 4 of 147.65° on <773>	4 of 149.55° on <552> 2 of 180° on <520> 2 of 180° on <730>
$\Sigma 29b$	46.39° on <221> 2 of 66.63° on <531> 76.02° on <332> 84.07° on <320> 97.93° on <441> 112.29° on <210>	2 of 116.62° on <541> 2 of 124.68° on <931> 2 of 133.61° on <632> 136.40° on <430> 2 of 147.65° on <951> 149.55° on <211>	2 of 149.55° on <721> 164.92° on <722> 164.92° on <544> 2 of 169.36° on <953> 180° on <432>
$\Sigma 31a$	17.90° on 102.10° same 137.90° <111>	3 of 80.70° on <510> 3 of 101.16° on <610> 3 of 114.79° on <332>	3 of 126.62° on <755> 3 of 165.41° on <650> 3 of 169.70° on <11.11> 3 of 180° on <651>

(Continued on the next page)

**Table 2 (continued). General Form of the Complete Set of 24 Angle-Axis Pairs for each Cubic C.S.L. Orientation Relation**

$\Sigma 31b$	52.19° on <211> 54.49° on <320> 72.15° on <533> 2 of 80.70° on <431> 2 of 102.10° on <751> 2 of 118.93° on <631>	126.62° on <311> 126.62° on <771> 135.20° on <720> 2 of 135.20° on <641> 137.91° on <511> 2 of 148.74° on <953>	150.57° on <730> 2 of 159.33° on <521> 2 of 165.41° on <643> 169.70° on <775> 180° on <732>
$\Sigma 33a$	20.05° on same 159.95° <110>	2 of 76.86° on <711> 2 of 91.73° on <410> 2 of 104.02° on <443> 2 of 104.95° on <911> 4 of 121.01° on <543>	2 of 136.67° on <544> 2 of 165.87° on <810> 4 of 170.02° on <971> 180° on <441> 180° on <811>
$\Sigma 33b$	33.55° on <311> 60.98° on <410> 2 of 84.78° on <521> 91.73° on <322> 2 of 104.02° on <621> 2 of 104.95° on <753>	117.04° on <211> 121.01° on <710> 128.41° on <773> 2 of 139.25° on <432> 149.72° on <775> 149.72° on <11.11>	2 of 151.51° on <651> 2 of 165.87° on <652> 165.87° on <740> 2 of 170.02° on <11.31> 180° on <741>
$\Sigma 33c$	58.98° on same 121.02° <110>	2 of 60.98° on <322> 2 of 76.86° on <551> 2 of 104.02° on <540> 4 of 128.41° on <951> 2 of 136.67° on <722>	2 of 139.25° on <520> 4 of 151.51° on <732> 2 of 170.02° on <955> 180° on <522> 180° on <554>
$\Sigma 35a$	04° on <211> 63° on <310> 2 of 80.95° on <731> 88.37° on <433> 2 of 106.60° on <542> 2 of 107.46° on <931>	119.05° on <510> 122.89° on <211> 122.89° on <552> 2 of 137.98° on <643> 2 of 150.63° on <971> 152.35° on <554>	152.35° on <811> 160.54° on <530> 2 of 166.28° on <821> 2 of 170.31° on <973> 180° on <531>
$\Sigma 35b$	43.23° on <331> 2 of 66.40° on <421> 80.95° on <553> 88.37° on <530> 94.90° on <331> 106.60° on <210>	2 of 119.05° on <431> 2 of 122.89° on <721> 2 of 130.00° on <953> 137.98° on <650> 150.63° on <955> 2 of 150.63° on <11.31>	2 of 152.35° on <741> 160.54° on <433> 2 of 166.28° on <742> 170.31° on <11.33> 180° on <653>
$\Sigma 37a$	18.92° on same 71.08° same 108.92° <100> 161.08°	4 of 91.55° on <611> 4 of 109.75° on <755> 4 of 131.46° on <775>	4 of 166.66° on <661> 2 of 180° on <610> 2 of 180° on <750>
$\Sigma 37b$	43.13° on <310> 50.57° on <511> 84.56° on <733> 2 of 91.55° on <532> 2 of 97.75° on <421> 2 of 108.92° on <632>	109.75° on <311> 131.46° on <11.11> 2 of 139.18° on <652> 139.18° on <810> 141.62° on <441> 2 of 151.45° on <973>	2 of 153.12° on <653> 161.09° on <221> 166.66° on <830> 2 of 170.58° on <11.51> 180° on <831>
$\Sigma 37c$	50.57° on same 69.43° same 170.57° <111>	3 of 71.06° on <430> 3 of 109.75° on <771> 3 of 124.39° on <730>	3 of 139.18° on <740> 3 of 141.62° on <522> 3 of 151.45° on <11.33> 3 of 180° on <743>

**Table 2 (continued). General Form of the Complete Set of 24 Angle-Axis Pairs for Each Cubic C.S.L. Orientation Relation**

$\Sigma 39a$	32.21° on same 87.79° same 152.21° <111>	3 of 75.14° on <520> 3 of 111.02° on <720> 3 of 111.83° on <773>	3 of 132.80° on <955> 3 of 153.83° on <750> 3 of 161.57° on <611> 3 of 180° on <752>
$\Sigma 39b$	50.13° on <321> 56.53° on <531> 73.62° on <321> 75.14° on <432> 87.80° on <751> 94.40° on <541> 111.02° on <641> 111.83° on <951>	122.58° on <521> 126.15° on <651> 126.15° on <732> 132.80° on <971> 132.80° on <11.31> 140.29° on <742> 140.29° on <821> 142.65° on <531>	152.22° on <11.51> 153.83° on <743> 153.83° on <831> 161.57° on <532> 167.01° on <654> 167.01° on <832> 170.82° on <975> 170.82° on <11.53>
$\Sigma 41a$	12.68° on same 77.32° same 102.68° <100> 167.32°	4 of 90.68° on <911> 4 of 112.95° on <544> 4 of 127.56° on <554>	4 of 171.05° on <991> 2 of 180° on <540> 2 of 180° on <910>
$\Sigma 41b$	40.88° on <210> 55.88° on <411> 78.75° on <522> 2 of 90.68° on <753> 2 of 97.00° on <631> 112.95° on <722>	2 of 113.73° on <953> 127.56° on <811> 2 of 134.05° on <973> 141.32° on <661> 143.60° on <610> 2 of 152.91° on <975>	2 of 154.48° on <752> 162.03° on <310> 167.32° on <221> 2 of 167.32° on <841> 180° on <621>
$\Sigma 41c$	55.88° on same 124.12° <110>	2 of 61.61° on <533> 2 of 78.75° on <441> 2 of 102.68° on <430> 4 of 127.56° on <741> 2 of 134.05° on <11.33>	2 of 141.32° on <830> 4 of 152.91° on <11.53> 2 of 167.32° on <744> 180° on <443> 180° on <833>
$\Sigma 43a$	15.18° on same 104.82° same 135.82° <111>	3 of 81.97° on <610> 3 of 99.68° on <710> 3 of 115.47° on <775>	3 of 125.57° on <433> 3 of 167.62° on <760> 3 of 171.27° on <13.11> 3 of 180° on <761>
$\Sigma 43b$	27.91° on <210> 65.99° on <711> 80.62° on <411> 2 of 93.34° on <931> 2 of 99.68° on <543> 104.81° on <511>	2 of 114.74° on <643> 115.47° on <11.11> 2 of 128.89° on <653> 2 of 142.25° on <654> 153.56° on <991> 155.09° on <910>	2 of 162.47° on <541> 167.62° on <920> 171.27° on <331> 2 of 171.27° on <11.71> 180° on <921>



## **BIBLIOGRAPHIE**

- Adcock F** ,  
J. Inst. Met., **27**, 73, (1922).
- Akef A. et Driver J.-H.**,  
Mater. Sci. Eng., **A132**, 245, (1991).
- Akef A., Fortunier R., Driver J.-H. et Watanabe T.**,  
Textures and Microstructures, **14-18**, 617, (1991).
- Alam R., Mengelberg H.-D. et Lücke K.**,  
Z. Metallkunde , **58**, 867, (1967).
- Avrami M.**,  
J. Chem. Phys., **7**, 1103, (1939).
- Bacroix B., Jonas J.-J.**,  
Proc. ICOTOM 8 ( ed. by J.-S. Kallend and G. Gottstein ). The Metallurgical Society,  
Santa Fe, **1**, 415, (1988).
- Barret C.-S.**,  
Trans. AIME, **137**, 128, (1940).
- Bauer R.-E., Mecking H. et Lücke K.**,  
Mater. Sci. Eng., **27**, 163, (1977).
- Beck P.-A.**,  
Advances in Physics, **3**, 245, (1953).
- Beck P.-A. et Hu H.**,  
Trans. A.I.M.E., **194**, 83, (1952).
- Beck P.-A. et Sperry P.-R.**,  
J. Appl. Phys., **21**, 150, (1950).
- Becker R., Butler J.-F., Hu H. et Lalli L.-A.**,  
Metall. Trans, **22A**, 45, (1991).
- Belluz R.-V. et Aust K. T.**,  
Metall. Trans., **6A**, 219, (1975).
- Bishop J.-F.-W.**,  
Phil. Mag., **44**, 51, (1953).

- Bishop J. F. W. et Hill R.,**  
Phil. Mag., **42**, 414, (1951).  
Phil. Mag., **42**, 1998, (1951).
- Bragg W.-L.,**  
Proc. Phys. Soc., **52**, 54, (1940).
- Brandon D.-G.,**  
Acta Metall., **14**, 1479, (1966).
- Bunge H.-J.,**  
Mathematische Methoden der Texturanalyse, Akademie-Verlag, Berlin, (1969). Int.  
Mater. Rev., **32**, 265, (1987).
- Burgers W.-G. et Louwense P.-C.,**  
Z. Physik., **61**, 605, (1931).
- Butler J.-F., Blicharski M. et Hu H.,**  
Textures and Microstructures, **14-18**, 611, (1991).
- Butler J.-F. et Hu H.,** Mater. Sci. Eng., **A111**, 95, (1989).  
Mater. Sci. Eng., **A114**, L29, (1989).
- Carrard M. et Martin J.-L.,**  
Phil. Mag., **56**, 391, (1987).
- Chin G.-Y. et Mammel W.-L.,**  
Trans. AIME, **245**, 1211, (1969).
- Chin G.-Y., Nesbitt E.-A. et Williams A. J.,**  
Acta Metall., **14**, 467, (1966).
- Coates D.-G.,**  
Phil. Mag., **16**, 1179, (1967).
- Dillamore I.-L. et Katoh H.,**  
Metal. Sci., **8**, 73, (1974).
- Doherty R.-D.,**  
Recrystallization of metallic Materials, ( ed. by F. Haessner ), Stuttgart, **23**, (1978).
- Doherty R.-D. et Szpunar J. A.,**  
Acta metall., **32**, 1789, (1984).
- Doherty R.-D., Gottstein G., Hirsch J., Hutchinson W.-B., Lücke K., Nes E.  
et Wilbrandt P.-J.,**  
Proc. ICOTOM 8 ( ed. by J.-S. Kallend and G. Gottstein ), The Metallurgical Society,  
Santa Fe, **1**, 563, (1988).

- Dons A.-L. et Nes E.,**  
Mater. Sci. Tech., 2, 8, (1986).
- Driver J.-H. et Skalli H.-A.,**  
Rev. Phys. Appl., 17, 447, (1982).
- Driver J.-H., Skalli H.-A. et Wintenberger M.,**  
Mem. Sci. Rev. Met., Mai, 241, (1983). Phil. Mag. , 49, 505, (1984).
- Engler O., Hirsch J. et Lücke K.,**  
Acta Metall , 37, 2743, (1989).
- Faivre P. et Doherty R.-D.,**  
J. Mater. Sci., 14, 897, (1979).
- Fortunier R.,**  
Thèse de Doctorat, INPG, Saint-Etienne, (1987).
- Fortunier R. et Driver J.-H.,**  
Acta Metall., 35, 509, (1987).
- Fortunier R., Driver J.-H. et Wintenberger M.,**  
Correspondance avec K.-S. Havner, (1985-1986).
- Franciosi P.,**  
Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris-Nord, Villetanneuse, (1984).
- Franciosi P., Berveiller M. et Zaoui A.,**  
Acta Metall., 28, 273, (1980).
- Franciosi P. et Zaoui A.,**  
(A) Acta Metall., 30, 1627, (1982).  
(B) Acta Metall., 30, 2141, (1982).  
Int. J. of Plast., 7, 295, (1991).
- Garbacz A. et Grabski M.-W.,**  
Scripta Metall., 23, 1369, (1989).
- Haessner F.,**  
Z. Metallkunde, 53, 403, (1962).
- Hammelrath H., Butler J.-F., Hu H. et Lücke K.,**  
Textures and Microstructures, 14-18, 629, (1991).
- Hatherly M.,**  
Proc Recrystallization '90, ( ed. by T. Chandra ), The Minerals, Metals et Materials Society, 59, (1990).



- Hatherly M., Malin A.-S., Carmickael C.-M., Humphrey F.-J. et Hirsch J.,**  
Acta Metall., **34**, 2247, (1986).
- Havner K.-S.,**  
Proc. Roy. Soc., London, **A378**, 329, (1981).
- Hinkel H., Haase G. et Granzer F.,**  
Acta Metall., **15**, 1875, (1967).
- Hirsch J.,**  
Thèse d'habilitation, Achen , (1989).  
Mater. Sci. Tech., **6**, 1048, (1990).
- Hirsch J. et Lücke K.,**  
Acta Metall., **36**, 2863, (1988).
- Hirsch J., Mao W. et Lücke K.,**  
Proc. Aluminium Technology 86, The Institute of Metals, London, **70.1**, (1986).
- Hirsch J., Nes E. et Lücke K.,**  
Acta metall., **35**, 427, (1987).
- Hirsch P.-B. et Humphreys C.-J.,**  
Scanning electron microscopy, ( ed. by O. Johari ), Illinois Institute of Technology  
Research, Chicago, 449, (1970).
- Hjelen J., Orsund R. et Nes E.,**  
Acta metall., **39**, 1377, (1991).
- Hoekstra S., Slakhorst J.-W.-H.-G. et Huber J.,**  
Acta metall., **25**, 395, (1977).
- Honnef H. et Mecking H.,**  
Proc. ICOTOM 5, ( ed. by G. Gottstein et K. Lücke ), Springer-Verlag, **1**, 265,  
(1978).
- Hosford W.-F.,**  
Acta metall., **14**, 1085, (1966).
- Hu H.,**  
Recovery and Recrystallization of Metals ( ed. by L. Himmel ), Interscience Publishers,  
New-York, 311, (1963). Proc.7th Risø International Symposium ( ed By N. Hansen,  
D. Juul-Jensen, T. Leffers et B. Ralph ), Roskilde, Danmark, **75**, (1986).
- Hu H. et Cline S.-R.,**  
J. Appl. Phys., **32**, 760, (1961).

- Hu H. et Godman S.-R.,**  
Trans. Metall. Soc. AIME, 227, 1454, (1963).
- Hu H., Rath B.-B. et Vandermeer R.-A.,**  
Proc. recrystallization'90 ( ed.by T. Chandra ), The Minerals, Metals et Materials Society, (1990).
- Hu H., Sperry P.-R. et Beck P.-A.,**  
Trans. AIME, 194, 76, (1952).
- Hutchinson J.-W.,**  
Proc. Roy. Soc., London, A348, 101, (1976).
- Ibe G. et Lücke K.,**  
Recrystallization, Grain growth and textures, ( ed. by H. Margolin ), American Society For Metals, Metals Park, Ohio, 434, (1966).
- Johnson W.-A. et Mehl R.-F.,**  
Trans. AIME, 135, 416, (1939).
- Jones A.-R., Ralph B. et Hansen N.,**  
Proc. Roy. Soc., A368, 345, (1979).
- Joy D.-C., Newbury D.-E. et Davidson D.-L.,**  
J. Appl. Phys., 53, R81, (1982).
- Kallend J.-S. et Davies G.-J.,**  
Phil. Mag., 25, 471, (1972).
- Kocks U.-F.,**  
Metall. Trans., 1, 1121, (1970).
- Kocks U.-F. et Chandra H.,**  
Acta Metall., 30, 695, (1982).
- Köhlhoff G., Hirsch J., Von Schlippenback V. et Lücke K.,**  
Proc. ICOTOM 6, ( ed. by S. Nagashima ), The Iron and Steel Institute of Japan, Tokyo, 1, 489, (1981).
- Köhlhoff G.-D., Krentsher E. et Lücke K.,**  
Proc. ICOTOM 7, ( ed. by C.-M. Brakman, P. Jongenburger and E.-J. Mittemeijer ), The Netherlands, Soc. Mater. Sci, Zwijndrecht, 1, 95, (1984).
- Kolmogorov A.-N.,**  
Izv. Akad. Nauk. USSR Ser. Matemat., 1, 355, (1937).
- Kreisler A. et Doherty R.-D.,**  
Metal. Sci., 12, 551, (1978).

**Kronberg M.-L. et Wilson F. H.,**  
Trans. AIME, **185**, 501, (1949).

**Leffers T., Asaro R.-J., Driver J.-H., Kocks U.-F., Mecking H., Tomé C. et Van Houtte P.,**  
Proc. ICOTOM 8, ( ed. by J.-S. Kallend and G. Gottstein ), The Metallurgical Society,  
Santa Fe, **1**, 256, (1988).

**Lequeu P.,**  
PhD, McGill University, Montreal, (1986).

**Li J.-C.-M.,**  
J. Appl. Phys., **33**, 2958, (1962).

**Liebmann B., Lücke K. et Masing M.,**  
Z. Metallkunde, **47**, 57, (1956).

**Lim L.-C. et Raj R.,**  
Acta Metall., **32**, 1177, (1984).

**Liu Y.-C. et Richman R.-H.,**  
Trans. Metall. Soc. AIME, **218**, 668, (1960).

**Lücke K.,**  
Proc. ICOTOM 7, ( ed. by C.-M. Brakman, P. Jongenburger and E.-J. Mittemeijer ),  
The Netherlands Society of Materials Science, Swijndrecht, **1**, 195, (1984).

**Lücke K., Rixen R. et Senna M.,**  
Acta Metall., **24**, 103, (1976).

**Mackenzie J.-K.,**  
Biometrika, **45**, 229, (1958).

**Malin H., Huber J. et Hatherly M.,**  
Z. Metallkunde, **72**, 310, (1981).

**Maurice Cl. et Driver J.-H.,**  
Acta Metall., (1993), sous press.

**Maurice Cl., Driver J.-H. et Tòth L.-S.,**  
Textures and Microstructures, **19**, 211, (1992).

**Merlini A. et Beck P.-A.,**  
Trans. AIME, **203**, 385, (1955).

**Mykura H.,**  
Grain-Boundary Structure and Kinetics, American Society for Metals, Metals Park,  
Ohio, 445, (1979).

- Nes E. et Hutchinson W.-B.,**  
Proc. Tenth Risø International Symposium ( ed. by J.-B. Bilde-Sorensen, N. Hansen,  
D. Juul Jensen, T. Leffers, H. Lilbolt et O.-B. Pedersen ), Roskilde, Danmark, 233,  
(1989).
- Orlans-Joliet B.,**  
Thèse de Doctorat, ENSMP, Saint-Etienne (1989).
- Orlans-Joliet B., Akef A. et Driver J.-H.,**  
Archives of Metallurgy , **35**, 231, (1990).
- Pierce D., Asaro R.-J. et Needleman A.,**  
Acta Metall., **31**, 1951 (1983).
- Pumphrey P.-H.,**  
Grain-Boundary Structure and Properties ( ed. by G.-A. Chadwik and D.-A. Smith ),  
Academic Press, New-York, 139, (1976).
- Ranganathan S.,**  
Acta Crystal., **21**, 197, (1966).
- Read W.-T. et Shockley W.,**  
Phys. Rev., **78**, 275, (1950).
- Renouard M. et Wintenberger M.,**  
C. R. Acad. Sci., Paris **283B**, 237, (1976).  
C. R. Acad. Sci., Paris **292II**, 385, (1981).
- Ridha A.-A. et Hutchinson W.-B.,**  
Acta Metall., **30**, 1929, (1982).
- Rouag N., Priester L. et Penelle R.,**  
Scripta Metall., **18**, 1331, (1984).
- Santoro A. et Mighell A.-D.,**  
Acta Crystal., **A29**, 169, (1975).
- Schmid E. et Boas W.,**  
Kristallplastizität mit Besonderer Berücksichtigung der Metalle, Springer-Verlag,  
(1935).
- Schmidt U., Lücke K. et Pospiech J.,**  
Proc. ICOTOM 4, The Metals Society, London, 147, (1976).
- Schmidt N.-H. et Oleson N.-O.,**  
Canadian Mineralogist, **27**, 15, (1989).

- Skalli H.-A.**,  
Thèse de Doctorat d'Etat , INPG, Saint-Etienne, (1984).
- Skalli H.-A., Driver J.-H. et Wintenberger M.**,  
Mem. Sci. Rev. Met., Juin, 293, (1983).
- Skalli H.-A., Fortunier R., Fillit R. et Driver J.-H.**,  
Acta Metall., 33, 997, (1985).
- Smallman R.-E.**,  
J. Inst. Met., 84, 10, (1955-1956)
- Smith D.-A., Rae C.-M.-F. et Grovenor C.-R.-M.**, Grain-Boundary Structure and Kinetics, American Society for Metals, Metals Park, Ohio, 337, (1979).
- Stevens A.-L. et Pope L.-E.**,  
Script. Metall., 5, 981, (1971).
- Sue P.-L. et Havner K.-S.**,  
J. Mech. Phys. Solids, 32, 417, (1984).
- Taylor G.-I.**,  
J. Inst. Metals, 62, 307, (1938).
- Taylor G.-I. et Elam C.-F.**,  
Proc. Roy. soc., London , A102, 634, (1923).  
Proc. Roy. soc., London , A108, 28, (1925).  
Proc. Roy. soc., London , A112, 337, (1926).
- Van Houtte P.**,  
Proc. ICOTOM 6, ( ed. by S. Nagashima ), The Iron and Steel Institute of Japan, Tokyo, 1, 428, (1981).  
Proc. ICSMA 7, ( ed. by Headington Hill Hall ), Montreal, 1, 1701, (1985).
- Van Houtte P. et Aernoudt E.**,  
Z. Metallkunde, 66, 203, (1975).
- Vandermeer R.-A. et Gordon P.**,  
Trans. TMS - AIME, 215, 577, (1959).
- Venables J.-A. et Harland C.-J.**,  
Phil. Mag., 27, 1193, (1973).
- Von Mises R.**,  
Z. Angew. Math. Mech., 8, 161, (1928).
- Warrington D.-H. et Boon M.**,  
Acta Metall., 23, 599, (1975)

**Warrington D.-H. et Bufalin P.,**  
Scripta Metall., **5**, 771, (1971).

**Watanabe T.,**  
Res. Mechanica, **11**, 47, (1984).

**Watanabe T.,**  
Intefacial Structure, Properties and Design ( ed. by M.-H. Yoo, W.-A.-T. Clark  
and C.-L. Briant ), Materials Research Society, 443, (1988).  
Proc. Recrystallization'90, ( ed. by T. Chandra ), The Minerals, Metals et Materials  
Society, 405, (1990).

**Watanabe T., Fujii H., Oikawa H. et Arai K.-I.,**  
Acta Metall., **37**, 941, (1989).

**Watanabe T., Yoshikawa N. et Karashima S.,**  
Proc. ICOTOM 6, ( ed. by S. Nagashima ), The Iron and Steel Institute of Japan,  
Tokyo, **1**, 609, (1981).

**Weiland H. et Hirsch J.-R.,**  
Textures and Microtextures, **14-18**, 647, (1991).

**Wonsiewicz B.-C., Chin G.-Y.,**  
Metal. Trans, **1**, 57, (1970).  
Metal. Trans, **1**, 2715, (1970).

**Wrobel M., Dymek S., Blicharski M. et Gorczyca S.,**  
Textures and microstructures, **10**, 9, (1988). Textures and microstructures, **10**, 67,  
(1988).







Nom : AKEF Abdelilah

Titre de la thèse : Déformation en compression plane et recristallisation de monocristaux d'aluminium

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

Mots-clés : Aluminium ; monocristaux ; compression plane ; bandes de déformation ; orientations locales ; recristallisation ; germination et croissance ; joints de grain

### Résumé

Le phénomène de la décomposition de certaines orientations de cristaux cfc en laminage est étudié par des expériences de compression plane sur monocristaux, en parallèle avec une modélisation théorique originale. La déformation hétérogène de cristaux d'aluminium d'orientation (001)[hk0] est associée à de grandes rotations cristallines de sens opposés autour de DT. La cinétique de décomposition est en accord avec une modélisation du type Taylor relâché, tandis que la répartition spatiale des bandes de déformation s'explique par une analyse fine de leurs incompatibilités de déformation plastique.

Afin d'étudier l'influence de la température sur la déformation de cristaux à chaud, un nouveau dispositif de compression plane bi-encastée a été mis au point ( $T_{max} \sim 450^{\circ}C$ ,  $\epsilon_{max} \sim 1.2$ ). Des essais préliminaires laissent entrevoir la possibilité d'une stabilisation de l'orientation cube à des températures proches de  $400^{\circ}C$ .

Les mécanismes de recristallisation de monocristaux déformés d'aluminium sont caractérisés par microdiffraction au MEB (ECP et EBSD). Une attention particulière est portée à l'influence des bandes de transition - BT - dans les cristaux (001)[hk0] après compression plane. En général, deux cas se présentent : (i) germination dans les BT avec une rotation du germe vers l'orientation cube, et (ii) germination dans la matrice des bandes de déformation avec plusieurs types de relations d'orientation (matrice, vers cube ou autour d'axes  $\langle 111 \rangle$ ).

Les orientations des grains après recristallisation complète sont également déterminées et les désorientations caractérisées en termes du type de joint de grain (méthode CSL).