



HAL
open science

Approche non locale en plasticité cristalline : application à l'étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN en fatigue oligocyclique

Julien Schwartz

► To cite this version:

Julien Schwartz. Approche non locale en plasticité cristalline : application à l'étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN en fatigue oligocyclique. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Centrale Paris, 2011. Français. NNT : 2011ECAP0026 . tel-00628907

HAL Id: tel-00628907

<https://theses.hal.science/tel-00628907>

Submitted on 4 Jul 2014

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.



ÉCOLE CENTRALE DES ARTS
ET MANUFACTURES
ÉCOLE CENTRALE PARIS

THÈSE

présentée par

Julien SCHWARTZ

pour l'obtention du

GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : Mécanique & Matériaux

Laboratoire d'accueil : LMSSMat, UMR 8579

Sujet :

**Approche non locale en plasticité cristalline :
application à l'étude du comportement mécanique de
l'acier AISI 316LN en fatigue oligocyclique**

Thèse soutenue publiquement le 15 juin 2011 devant le jury suivant :

M. Samuel FOREST (CDM, Mines Paris)
M. Édgard RAUCH (SIMAP/GPM2, ENSPG)
M. Patrick VILLECHAISE (LMPM, ENSMA)
Mme Véronique AUBIN (LMSSMat, ECP)
M. François CURTIT (EDF)
M. Jean Michel STEPHAN (EDF)
M. Olivier FANDEUR (LM2S, CEA Saclay)
Mme Colette REY (LMSSMat, ECP)

Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Présidente du jury
Examineur
Invité
Co-directeur de thèse
Directrice de thèse

Remerciements

La réalisation de cette thèse a été pour moi une expérience extrêmement enrichissante. Cette dernière m'a permis non seulement de travailler sur un sujet très intéressant mais elle a également été l'occasion d'apprendre énormément. Au cours de ces trois années de travaux, j'ai eu la chance de rencontrer et d'avoir été soutenu et encouragé par de nombreuses personnes. Par ces quelques lignes, je tiens à remercier toutes ces personnes qui ont, à des degrés divers mais avec une égale bienveillance, apporté leur contribution à ces travaux. Il est sûr que sans leur aide cette thèse n'aurait pas été ce qu'elle est, et à ce titre, je souhaiterais leur exprimer ma sincère gratitude.

Je tiens à remercier en particulier les membres du jury : madame Véronique AUBIN pour avoir accepté de présider ce jury, et messieurs Samuel FOREST, Patrick VILLECHAISE et Édgard RAUCH pour avoir rapporté ce manuscrit. J'ai été touché par l'intérêt qu'ils ont tous porté à mes travaux et je leur suis reconnaissant pour leur lecture minutieuse de mon manuscrit ainsi que pour leurs remarques et leurs questions pertinentes.

Je souhaite ensuite remercier tout particulièrement ma directrice de thèse, madame Colette REY, pour m'avoir offert l'opportunité de réaliser cette thèse. Je lui sais infiniment gré pour sa disponibilité, pour sa patience, pour la confiance totale qu'elle m'a accordée ainsi que pour la liberté dont j'ai pu jouir pour entreprendre et mener à bien mes travaux. J'ai reçu de sa part un soutien sans faille et les encouragements qu'un doctorant a besoin. Je lui suis également extrêmement reconnaissant pour la finesse de ses remarques. Ces dernières ont très largement contribué à l'amélioration des différentes versions de mon manuscrit.

Je remercie aussi très sincèrement mon co-directeur de thèse, monsieur Olivier FANDEUR. Sa rigueur et ses connaissances scientifiques ainsi que son engagement et son implication dans la thèse ont été une aide précieuse et ont fortement contribué au bon avancement de mes travaux. Dans les périodes de doute, il a été d'un réel soutien et a su trouver les mots justes pour m'orienter et me conforter dans mes choix. Tout au long de ces trois années, ses encouragements et ses conseils avisés m'ont permis d'aller de l'avant.

Je souhaite également remercier mes responsables industriels, messieurs François CURTIT et Jean Michel STEPHAN, pour m'avoir permis de travailler dans un contexte aussi intéressant et aussi stimulant. La problématique industrielle qu'ils ont posée ainsi que le projet d'ANR dans lequel ils ont choisi d'intégrer mes travaux m'ont réellement mo-

tivé. Je leur sais gré pour leur confiance et la liberté qu'ils m'ont laissée d'orienter mes travaux comme je le souhaitais.

C'est aussi très chaleureusement que je remercie tous les professeurs, les enseignants-chercheurs et les techniciens du LMSSMat.

Je pense tout d'abord à messieurs Michel CLAVEL et Claude PRIOUL qui m'ont fait partager leurs connaissances des domaines de la mécanique et de la métallurgie.

Je pense ensuite à Françoise GARNIER, Sokona KONATE, Sylviane BOURGEOIS et à Nicolas ROUBIER que j'ai côtoyés tous les jours au laboratoire. Je souhaite saluer leur savoir faire et leur dire un grand merci pour leur gentillesse, leur disponibilité et l'aide qu'ils m'ont offerte au quotidien. Ils m'ont beaucoup appris mais ont aussi partagé mes doutes, mes échecs, mes réussites et ont su me remonter le moral dans les moments difficiles. Je remercie aussi Éric PERRIN et Paul HAGHI-ASHTIANI, que j'ai certes moins bien connus, mais qui m'ont également apporté leur aide au cours de mes travaux.

Merci, merci, merci, et plein de mercis à tous les thésards du LMSSMat que j'ai rencontrés, appris à connaître et qui sont devenus pour la plupart de réels amis au cours de ces trois années de thèse.

Je pense tout d'abord à Denis CEDAT et je le remercie tout particulièrement pour m'avoir appris à prendre un peu de recul et à relativiser. Je ne suis pas prêt d'oublier notre expédition en Allemagne, ni les moments de solitude passés au laboratoire en plein milieu du mois d'août ou encore la folie de ses derniers jours de rédaction.

Je pense ensuite à Julien THEBAULT, le meilleur compagnon de bureau que l'on puisse souhaiter. Je le remercie pour avoir toujours été disponible pour moi et pour m'avoir aidé tout au long de la thèse. Je me rappellerai toujours des batailles de boules de papier qu'il n'hésitait pas à initier en fin de journée, des réveils le samedi matin à 9h pour me demander de débbugger du code alors que je souhaitais dormir, des heures que j'ai passées à lui expliquer comment poncer correctement ses échantillons, du bar clandestin qu'il avait aménagé dans l'armoire pour les moments difficiles et j'en passe. J'espère qu'il n'oubliera pas que rien ne serre de travailler si l'on ne porte pas les plus belles chaussures !

J'aimerais ensuite remercier Saeid REZAEI, mon acolyte, pour tous les bons moments que nous avons passés au laboratoire et en dehors. Je dois dire que sans lui ces trois dernières années n'auraient pas été les mêmes. Je garderai en mémoire toutes nos petites aventures ainsi que toutes ces études que nous avons menées en plus de nos travaux de thèse et que nous ne publierons sans doute jamais !

Je souhaiterais aussi remercier tout particulièrement Julien DE JAEGER, le petit dernier, pour toute l'aide qu'il m'a apportée tout au long de ma dernière année de thèse et jusqu'au jour de ma soutenance. Je n'oublierai pas ces longues soirées et ces dimanches passés au MEB

à prier pour que ce dernier ne s'arrête pas avant la fin de nos observations. Je n'oublierai pas non plus ses séances de cuisine moléculaire, ni les longues heures passées au téléphone, heures durant lesquelles je lui faisais contrôler l'avancement de mes calculs et il contrôlait en retour mon avancement dans les arcs de One Piece. J'espère lui avoir fait profiter de mon expérience comme j'ai pu profiter de celle de mes prédécesseurs.

Je remercie enfin Huaidong WANG, Anne DEVULDER et Guillaume PUEL (qui n'était quant à lui plus en thèse depuis longtemps, mais qui faisait partie du groupe comme s'il l'était encore) pour leur bonne humeur et les agréables moments que nous avons passés ensemble.

Merci, merci et encore merci aussi à tous mes amis et je pense plus particulièrement à Alice, Pauline, Frédéric, Élie et Nicolas pour leurs encouragements et leur soutien. Ils ont toujours été là pour me remonter le moral et me changer les idées quand j'en avais besoin.

Je remercie enfin du fond du cœur Verena pour m'avoir épaulé et accompagné au cours de ces années de thèse. Certaines périodes n'ont certes pas été faciles mais elle a su, par sa bonne humeur et son réconfort, égayer mon quotidien et me faire oublier les petits tracas de tous les jours. Merci pour tout.

Pour finir, je souhaiterais dédier ce travail à mes parents. Les mots me manquent pour exprimer à quel point je leur suis reconnaissant pour toute l'attention qu'ils m'ont accordée, pour leurs encouragements et la justesse des conseils qu'ils ont pu me donner tout au long de mon parcours. Ils ont toujours été présents pour moi et ont fait tout ce qu'il leur était possible de faire pour que je puisse suivre dans les meilleures conditions la voie que j'avais choisie. Il est clair que sans eux ce manuscrit n'aurait jamais vu le jour. Pour tout cela, je les remercie.

Julien SCHWARTZ

Paris, le 5 septembre 2011.

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	vii
Liste des tableaux	xxiii
Introduction	1
1 Étude bibliographique de l'acier AISI 316LN : présentation, comportement monotone et cyclique, et amorçage des fissures de fatigue oligocyclique	9
1.1 Présentation générale de l'acier AISI 316LN	10
1.1.1 Aciers inoxydables : historique et classification	10
1.1.2 Acier AISI 316LN : présentation	11
1.2 Comportement mécanique et mécanismes de déformation en traction des aciers de type AISI 316L	15
1.2.1 Caractéristiques mécaniques en traction	15
1.2.2 Contraintes liées à l'écroutissage isotrope et à l'écroutissage cinématique	16
1.2.3 Comportement mécanique et mécanismes de déformation en traction	17
1.2.4 Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en traction	19
1.2.5 Influence de la taille de grains sur le comportement mécanique	21
1.3 Fatigue oligocyclique des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN	23
1.3.1 Comportement mécanique en fatigue et microstructure de dislocations	24
1.3.2 Amorçage des fissures de fatigue oligocyclique	33
2 Caractérisation de l'acier AISI 316LN et de son comportement mécanique en traction simple	39
2.1 Caractérisation de la microstructure de l'acier AISI 316LN	40
2.1.1 Composition chimique	40
2.1.2 Caractéristiques de la microstructure	40
2.2 Caractérisation et modélisation de la microstructure : construction d'un agrégat 3D représentatif de la microstructure de l'acier AISI 316LN	44
2.2.1 Méthodes de caractérisation et de modélisation 3D	44
2.2.2 Reconstruction 3D de la microstructure de l'acier AISI 316LN	46

2.3	Caractérisation du comportement mécanique en traction simple de l'acier AISI 316LN	48
2.3.1	Caractéristiques mécaniques	48
2.4	Influence de la taille de grains sur le comportement mécanique en traction simple	49
2.4.1	Traitements thermomécaniques et obtention de différentes tailles de grains	49
2.4.2	Effet de taille de grains et identification de la loi de Hall-Petch	52
3	Étude du comportement mécanique et amorçage de fissures de l'acier AISI 316LN en fatigue oligocyclique	57
3.1	Comportement mécanique macroscopique en fatigue oligocyclique	58
3.1.1	Comportement global	58
3.1.2	Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en cours d'essai	60
3.2	Mécanismes de déformation à l'échelle microscopique et comportement macroscopique en fatigue oligocyclique	61
3.3	Amorçage des fissures de fatigue oligocyclique : formation du relief de surface .	66
3.3.1	Amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN : introduction de l'étude	66
3.3.2	Critère d'activation du glissement : détermination des systèmes actifs et de leur facteur de Schmid	68
3.3.3	Analyse au MEB et à l'EBSD du relief formé à la surface du matériau . . .	71
3.3.4	Analyse du relief de surface en relation avec l'orientation cristalline des grains	78
3.3.5	Suivi de l'évolution du relief de surface au microscope à force atomique .	83
4	Approches locale et non locale en plasticité cristalline	91
4.1	Mécanismes de plasticité	93
4.1.1	Systèmes de glissement, conditions d'écoulement et écrouissage	93
4.1.2	Caractérisation des interactions entre dislocations	96
4.2	Grandes transformations	98
4.2.1	Cinématique des milieux continus	98
4.2.2	Statique	99
4.2.3	Équations d'équilibre	100
4.2.4	Cinématique en grandes transformations du monocristal	100
4.2.5	Loi de comportement et prévision de la rotation	102
4.3	Lois cristallines - Approches locales	104
4.3.1	Modèle de Cailletaud (1987)	106
4.3.2	Modèle d'Estrin and Mecking (1984)	106
4.3.3	Modèle de Teodosiu et al. (1993)	107
4.4	Incompatibilités de la déformation, dislocations géométriquement nécessaires et approches non locales	110
4.4.1	Incompatibilités de la déformation et dislocations géométriquement nécessaires	111
4.4.2	Sens physique des dislocations géométriquement nécessaires	115
4.4.3	Approches non locales	117
4.5	Lois cristallines - Approches non locales	118

4.5.1	Modèle de Déprés (2004)	119
4.5.2	Modèle de Acharya and Beaudoin (2000)	120
4.5.3	Modèle de Busso et al. (2000)	122
5	Présentation des modèles mis en œuvre et identification des paramètres matériau	125
5.1	Modèles utilisés	127
5.1.1	Modèle local	127
5.1.2	Modèle non local	129
5.2	Identification des lois de comportement	131
5.2.1	Paramètres à identifier	131
5.2.2	Principe d'identification par méthode inverse : mise en œuvre d'un couplage entre SiDoLo TM et Abaqus TM	132
5.2.3	Identification des paramètres matériau pour l'approche locale	134
5.2.4	Identification des paramètres matériau pour l'approche non locale	145
6	Application du modèle non local à la modélisation du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN	159
6.1	Effet sur le comportement mécanique macroscopique des conditions aux limites appliquées	160
6.1.1	Description des conditions aux limites appliquées	160
6.1.2	Comportement mécanique macroscopique pour différentes conditions aux limites	160
6.1.3	Bilan de l'influence des conditions aux limites sur le comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN	164
6.2	Étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN lors d'un trajet de chargement monotone sur un agrégat multicristallin 2D extrudé	165
6.2.1	Présentation de l'agrégat 2D extrudé utilisé lors des simulations de traction	165
6.2.2	Présentation des simulations de traction sur l'agrégat 2D extrudé	165
6.2.3	Résultats des simulations de traction sur un agrégat 2D extrudé	166
6.2.4	Bilan des simulations de traction réalisées sur un agrégat 2D extrudé	183
6.3	Étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN lors d'un trajet de chargement cyclique sur un agrégat multicristallin 2D extrudé	184
6.3.1	Présentation de l'agrégat 2D extrudé utilisé lors des simulations de fatigue	184
6.3.2	Présentation des simulations de fatigue sur l'agrégat 2D extrudé	185
6.3.3	Résultats des simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé	186
6.3.4	Bilan des simulations d'un essai de fatigue réalisées sur un agrégat 2D extrudé	201
6.4	Étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN à partir d'un agrégat multicristallin 3D	202
6.4.1	Présentation de l'agrégat 3D	202
6.4.2	Présentation des simulations réalisées sur l'agrégat 3D	203
6.4.3	Résultats de la simulation d'un trajet de chargement monotone sur un agrégat 3D	204
6.4.4	Résultats de la simulation d'un trajet de chargement cyclique sur un agrégat 3D	216
	Synthèse et perspectives	233

A	Préparation des échantillons et détails des analyses de caractérisation microstructurale	241
A.1	Analyses EBSD	242
A.1.1	Préparation des échantillons nécessaires aux analyses EBSD	242
A.1.2	Analyses EBSD effectuées	242
A.2	Préparation des lames minces nécessaires aux observations au MET	246
A.3	Essais de nanoindentation	246
A.3.1	Préparation des échantillons nécessaire aux essais de nanoindentation	246
A.3.2	Essais de nanoindentations réalisés	247
A.4	Essais de microdureté Vickers	249
A.4.1	Préparation des échantillons nécessaires aux essais de microdureté Vickers	249
A.4.2	Essais de microdureté Vickers réalisés	249
A.5	Caractérisation et modélisation 3D de la microstructure	249
B	Essais de traction simple et essais de fatigue oligocyclique	251
B.1	Essais de traction simple	252
B.2	Essais de fatigue oligocyclique	253
B.2.1	Dispositif expérimental pour les essais de fatigue et protocole de préparation des éprouvettes	253
B.2.2	Détails des mesures de contrainte/déformation au cours des essais de fatigue	253
B.2.3	Critère d'activation du glissement : détermination des systèmes actifs et de leur facteur de Schmid pour l'éprouvette A ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$)	256
B.2.4	Analyses du relief en relation avec l'orientation cristalline des grains : éprouvette A ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$)	257
B.2.5	Évolution du relief de surface à l'AFM	260
C	Matrice d'interaction pour les matériaux à structure Cubique Centrée (CC) et implémentation du modèle local <i>Cristal_ECP_Loc</i>	265
C.1	Matrice d'interaction des matériaux à structure CC	266
C.2	Implémentation du modèle local <i>Cristal_ECP_Loc</i>	266
C.2.1	Expression de l'incrément de glissement $\Delta\gamma^s$	266
C.2.2	Calcul de $\Delta\gamma^s$ par résolution du système Forward Gradient	268
C.2.3	Calcul des incréments de contrainte $\Delta\bar{\sigma}$, de densités de dislocations $\Delta\rho^s$, et de rotation du réseau cristallin $\Delta\bar{R}^e$	270
D	Identification des paramètres matériau	271
D.1	Comparaison simulations/expérience pour le modèle local	272
D.2	Comparaison simulations/expérience pour le modèle non local	274
E	Application des modèles local et non local à la modélisation du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN	277
E.1	Influence des conditions aux limites sur le comportement macroscopique lors de simulations d'essais de fatigue	278
E.2	Influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de traction sur un agrégat 2D extrudé	280
E.3	Champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé	283

E.3.1	Influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé	283
E.3.2	Influence d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé .	285
E.4	Évolution des champs mécaniques dans l'agrégat 3D au cours des simulation de traction	286
E.5	Champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 3D	289
E.5.1	Évolution des champs mécaniques dans l'agrégat 3D au cours des simulation de fatigue	289
E.5.2	Influence d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 3D	291
Bibliographie		295

Table des figures

1	a) Observation au microscope optique de l'amorçage d'une fissure de fatigue à l'interface entre une bande persistente de glissement et la matrice dans un monocristal de cuivre après 60000 cycles réalisés à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,002$ à 20 °C (Ma and Laird, 1989). b) Observation au MET d'une fissure de fatigue se développant à l'intérieur d'une bande persistante de glissement dans un polycristal de cuivre cyclé (Katagiri et al., 1977).	2
2	Observation au MET de structures de dislocations de type : a) veine dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,005$ à 20 °C (Mughrabi et al., 1979), b) de type veine (notée M) et de type bande persistante de glissement (notée PSB) dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,001$ à 20 °C (Mughrabi et al., 1979), c) labyrinthe dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,005$ à 20 °C (Ackermann et al., 1984), d) cellule dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,0145$ à 20 °C (Suresh, 2001).	3
3	a) Observation au MEB de l'amorçage de fissures de fatigue au niveau de joints de macles (flèches) dans un polycristal de cuivre cyclé (Neumann and Tönnessen, 1988). b) Observation à l'AFM du relief créé par l'émergence d'une bande persistante de glissement à la surface d'un polycristal d'acier AISI 316L après 30000 cycles réalisés à amplitude de déformation de $\Delta\epsilon/2 = 0,1\%$ à 20 °C (Man et al., 2002).	4
4	a) Résultats de simulation par éléments finis montrant l'émergence d'une bande persistante de glissement à la surface d'un monocristal de cuivre après 65000 cycles réalisés à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,006$ (Repetto and Ortiz, 1997). b) Résultats de simulation DDD montrant l'émergence d'une bande persistante de glissement à la surface d'un monocristal d'acier AISI 316L après 23 cycles à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,001$ (Déprés, 2004).	5
1.1	Observations au microscope optique des différents types d'aciers inoxydables : a) acier ferritique, b) acier austénitique, c) acier austéno-ferritique, d) acier martensitique (Gympel and Norbert, 1990).	10
1.2	Différentes nuances dérivées de l'acier 304.	12

1.3	Diagramme Fe-Cr.	13
1.4	Influence du nickel sur le diagramme Fe-Cr.	13
1.5	Diagramme Schaffler-Delong.	14
1.6	Décomposition de la contrainte en contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X	16
1.7	a) Courbe de contrainte/déformation rationnelles d'un acier de type AISI 316L (Σ correspond à la contrainte macroscopique σ et ϵ_{tot} à la déformation macroscopique ϵ). b) Courbe d'érouissage d'un acier de type AISI 316L (Σ correspond à la contrainte macroscopique σ). (Feaugas, 1999).	17
1.8	Structures de dislocations observées au MET dans un acier AISI 316L en chargement monotone : a) empilements, b) défauts d'empilement, c) verrous de Lomer-Cottrell, d) grilles, e) dipôles, f) multipôles, g) amas, h) murs, i) cellules, j) macles. (Feaugas, 1999 ; Gaudin, 2002)	18
1.9	a) Courbe d'évolution de la contrainte macroscopique effective en fonction de la déformation plastique pour un acier AISI 316L (Σ_{ef} correspond à la contrainte macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et ϵ_p à la déformation macroscopique plastique). b) Courbe d'évolution des contraintes cinématiques intra- et intergranulaire en fonction de la déformation plastique pour un acier AISI 316L (X_{intra} et X_{inter} correspondent respectivement aux contraintes cinématiques intra- et intergranulaire). (Feaugas, 1999)	20
1.10	a) Courbes de contrainte/déformation rationnelles d'un acier AISI 316L pour différentes tailles de grains. b) Courbe d'évolution de la contrainte macroscopique d'écoulement en fonction de $1/\sqrt{d}$ pour différents niveaux de déformation (courbe associée à celle de la figure 1.10a). (Kashyap and Tangri, 1995)	22
1.11	Évolution des contraintes cinématiques intra- et intergranulaire en fonction de la déformation plastique et de la taille de grain pour un acier AISI 316L (X_{intra} et X_{inter} correspondent respectivement aux contraintes cinématique intra- et intergranulaires et ϵ_p à la déformation macroscopique plastique). (Feaugas and Hadou, 2003)	23
1.12	Courbe d'érouissage cyclique et courbe de traction de l'acier AISI 316L (σ_a correspond à $\Delta\sigma/2$ et $\epsilon_{p a}$ à $\Delta\epsilon_p/2$ pour les essais de fatigue, et σ_a correspond à σ et $\epsilon_{p a}$ à ϵ_p pour l'essai de traction) (Gaudin, 2002)	24
1.13	Structures de dislocations observées au MET dans un acier AISI 316L en chargement cyclique : a) bandes de glissement planaire (Obrtlík et al., 1994), b) veines (Gaudin, 2002), c) bandes persistantes de glissement (Kruml et al., 1997), d) labyrinthes (Gaudin, 2002).	25
1.14	a) Courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour un acier AISI 316L (σ_a correspond à $\Delta\sigma/2$). (Polák et al., 1994) b) Évolution des structures de dislocations en fonction de l'amplitude de déformation imposée et du nombre de cycles pour un acier AISI 316L ($\epsilon_{p a}$ correspond à $\Delta\epsilon_p/2$). (Gaudin, 2002)	27

1.15	Évolution des composantes de la contrainte en fonction de l'amplitude de déformation imposée pour le cycle stabilisé (acier AISI 316L) : a) contrainte macroscopique effective, b) contrainte cinématique c) contrainte cinématique intergranulaire, d) contrainte cinématique intragranulaire, (Σ_{ef} correspond à la contrainte macroscopique effective, X à la contrainte cinématique, X_{inter} à la contrainte cinématique intergranulaire, X_{intra} à la contrainte cinématique intragranulaire et $\epsilon_{p a}$ à $\Delta\epsilon_p/2$). (Gaudin, 2002)	29
1.16	a) Courbes d'évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombre de cycles pour un acier AISI 316L (σ correspond à $\Delta\sigma/2$, σ_e aux contraintes macroscopiques effectives et σ_i aux contraintes cinématiques). (Polák et al., 1996a) b) Courbe d'évolution du facteur de forme V_h des boucles d'hystérésis en fonction du nombres de cycles pour un acier AISI 316L (σ_a correspond à $\Delta\epsilon/2$). (Polák et al., 1994)	31
1.17	a) Lattes de martensite ϵ et îlots de martensite α formés lors d'un essai de fatigue piloté avec une amplitude de déformation de $\Delta\epsilon_p/2 = 1,6\%$ à basse température pour un acier AISI 316LN (Kruml et al., 2000). b) Structures de Corduroy formées lors d'un essai de fatigue piloté avec une amplitude de déformation de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,2\%$ à $400\text{ }^\circ\text{C}$ pour un acier AISI 316L (Gerland et al., 1997).	32
1.18	Proportion des différents types de fissures rencontrées dans l'acier AISI 316L : a) à l'air, b) sous vide. (Mineur et al., 2000)	34
1.19	Évolution du relief de surface observé au MEB pour un acier AISI 316L suite à un enlèvement d'un cube de matière au FIB : a) après 300 cycles, b) après 600 cycles, c) après 1800 cycles. (Polák et al., 2009)	36
1.20	Relief de surface observé au MEB après 9000 cycles réalisés à une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,1\%$ pour un acier AISI 316L à $-180\text{ }^\circ\text{C}$: a) martensite, b) macrobande, c) relief associé au bandes persistantes de Lüders. (Man et al., 2010)	37
2.1	Cartes d'image qualité superposées aux cartes de phases pour les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) : échantillon de cœur à gauche, échantillon de surface à droite.	42
2.2	Forme des nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle (R direction de laminage, T direction transverse et N direction normale).	42
2.3	Observations MEB et analyses chimiques EDS de la phase austénitique et ferritique (T direction transverse et N direction normale).	42
2.4	Distribution de la taille des grains d'austénite et de ferrite.	43
2.5	Figures de pôles : a) phase auténitique, b) phase ferritique. La direction de laminage R est placée au centre des figures de pôles.	43
2.6	Distribution de désorientations pour l'austénite et la ferrite.	43
2.7	Agrégats multicristallins : a) reconstruit par polissage successifs, cartographie EBSD et empilement de couches maillées de manière régulière (partie de l'agrégat d'acier AISI 316LN reconstruit ici, taille de maille de $2 \times 2 \times 2\ \mu\text{m}^3$), b) reconstruit par tomographie par contraste de diffraction (Ludwig et al., 2009), c) construit à partir de polyèdres de Voronoï (Cailletaud et al., 2003).	45

2.8	Agrégat multicristallin d'acier AISI 316LN (maillage régulier, taille de maille de $1 \times 1 \times 5 \mu\text{m}^3$, R direction de laminage, T direction transverse, N direction normale) : a) vue 1 de l'agrégat, b) vue 2 de l'agrégat, c) vue 1 d'une coupe de l'agrégat, d) vue 2 d'une coupe de l'agrégat, e) vue 1 des nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle, f) vue 2 des nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle.	47
2.9	a) Courbe de contrainte/déformation rationnelles de l'acier AISI 316LN (mesure de la déformation par extensomètre), b) Courbe d'écrouissage de l'acier AISI 316LN (courbe associée à la figure 2.9a).	48
2.10	Évolution de la taille de grains en fonction du taux d'écrouissage et de la température de recristallisation (Barralis and Mäder, 2005).	50
2.11	Évolution de la taille de grains de l'acier AISI 316LN en fonction du taux d'écrouissage.	51
2.12	Cartes de figures de pôles inverses pour les microstructures obtenues par recristallisation suite à une déformation de 7,5 % (à gauche) et 50 % (à droite).	52
2.13	a) Courbe de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour différentes tailles de grains de l'acier AISI 316LN. b) Courbe d'écrouissage pour différentes tailles de grains de l'acier AISI 316LN (courbes associées à la figure 2.13a).	52
2.14	Évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains de l'acier AISI 316LN pour différents niveaux de déformation.	53
2.15	Courbes d'évolution des paramètres de la lois de Hall (1951) - Petch (1953) en fonction de la déformation pour l'acier AISI 316LN : a) σ_0 , b) k_0	54
3.1	Évolution de l'amplitude des contraintes de l'acier AISI 316LN en fonction du nombre de cycles : a) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (R direction de laminage et T direction transverse).	58
3.2	Boucles d'hystérésis de l'acier AISI 316LN : a) essai <i>B115R</i> à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) essai <i>B219R</i> à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (R direction de laminage).	59
3.3	Évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X de la l'acier AISI 316LN en fonction du nombre de cycles : a) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (R direction de laminage et T direction transverse).	60
3.4	Observations au MET de l'acier AISI 316LN à la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}) : a) empilements de dislocations sur un joint de grain ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) glissement planaire, deux systèmes actifs ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$).	62
3.5	Observations au MET de bandes de glissement planaire dans l'acier AISI 316LN à la fin du stade d'adoucissement cyclique (N_{FA}) : a) $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$	62
3.6	Observations au MET de l'acier AISI 316LN à mi-durée de vie ($N_{1/2}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$: a) bandes de glissement planaires, b) cellules en formation.	63
3.7	Observations au MET de l'acier AISI 316LN à mi-durée de vie ($N_{1/2}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$: a) bandes de glissement planaires, b) cellules.	63
3.8	Observations au MET de l'acier AISI 316LN à mi-durée de vie ($N_{1/2}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$: a) veines, b) bandes persistantes de glissement (notée PSB), c) cellules en formation, d) macles de déformation.	64

3.9	Observations des sites d'amorçage de fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN au MEB : a) fissure intragranulaire ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$), b) fissure initiée à un joint de grains ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$), c) fissure initiée à un joint de macles ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$), d) fissure mixte ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	66
3.10	Observation à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) d'un grain d'acier AISI 316LN cyclé à une amplitude de déformation de $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) observation MEB, b) carte d'image qualité. (axe 1 : axe de sollicitation)	68
3.11	a) Distribution cumulée des facteurs de Schmid des systèmes de glissement f_1 pour les 1201 grains contenus dans la cartographie EBSD réalisée à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ (4575 cycles) et distribution des facteurs de Schmid des systèmes S_1 pour les 100 grains analysés sur cette cartographie, b) Distribution cumulée du rapport Q_{S_1/f_1} entre les facteurs de Schmid du système de glissement S_1 et du système f_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$).	70
3.12	a) Distribution cumulée du rapport Q_{S_2/S_1} entre le facteur de Schmid du système de glissement S_2 et du système de S_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$), b) Distribution des grains ayant deux systèmes actifs en fonction des facteurs de Schmid ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$).	70
3.13	Observations au MEB du relief de surface de l'acier AISI 316LN à la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}) : a) ligne de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$), b) bandes de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	72
3.14	Observations au MEB d'une bande de glissement à la surface de l'acier AISI 316LN (N_{FA} , $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	72
3.15	Observations au MEB du relief de surface de l'acier AISI 316LN à un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$) : a) lignes de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$), b) bande de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	73
3.16	Observations au MEB du relief de surface de l'acier AISI 316LN à un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$) : a) bandes de glissement en interaction ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$), b) bandes de glissement réparties dans deux domaines ($\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	73
3.17	Observations au MEB de bandes de glissement au niveau d'un joint de macle à la surface de l'acier AISI 316LN ($N_{1/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	73
3.18	Observations du relief de surface au MEB : a) bande de glissement composée d'une multitude d'intrusions et d'extrusions ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$), b) bande de glissement composée d'une extrusion principale accompagnée de deux intrusions ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	75
3.19	Observations au MEB de bandes de glissement intense à la surface de l'acier AISI 316LN pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) N_{FA} , b) $N_{2/3}$. (axe 1 : axe de sollicitation)	75
3.20	Observations au MEB d'une nappe de ferrite δ résiduelle à la surface de l'acier AISI 316LN ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	76
3.21	Observation à l'EBS (carte de figure de pôles inverse et d'image qualité) et au MEB de bandes de glissement (notée PSB) et de macles de déformation à la surface de l'acier AISI 316LN ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)	77
3.22	Carte de figure de pôles des 11 grains d'acier AISI 316LN étudiés lors du cyclage à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ et position de l'axe de sollicitation dans le triangle standard pour ses 11 grains (axe 1 : axe de sollicitation).	80

3.23	Observations au MEB de l'évolution des bandes de glissement dans les grains G_9 et G_{11} pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ (axe 1 : axe de sollicitation).	80
3.24	Mesure à l'AFM du relief créé par les bandes de glissement à la surface du grain G_1 pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ (axe X : axe de sollicitation).	84
3.25	Évolution de la hauteur du relief créé par les bandes de glissement : a) essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$, b) essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	85
4.1	a) Écrouissage de la forêt. b) Mécanisme de Frank et Read.	95
4.2	Représentation du principe de décomposition du tenseur $\overline{\overline{F}}$ en partie élastique $\overline{\overline{F^e}}$ et plastique $\overline{\overline{F^p}}$	101
4.3	Représentation du modèle de déformation du polycristal proposé par d'Ashby (1970).	115
5.1	Calcul de la densité de dislocations géométriquement nécessaires via le scalaire α^s . 130	
5.2	a) Agrégat multicristallin modèle utilisé pour l'identification par méthode inverse des paramètres matériau de la phase austénitique. b) Conditions aux limites appliquées à l'agrégat multicristallin modèle utilisé pour l'identification des paramètres. (axe 1 : axe de sollicitation, N : noeuds)	134
5.3	Courbes de contrainte/déformation rationnelles associées aux simulations de l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$: a) <i>EIso PExp</i> , b) <i>EIso PSim</i> , c) <i>EAni PExp</i> , d) <i>EAni PSim</i>	139
5.4	a) Courbes d'écrouissage associées aux simulations de l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. b) Courbes d'évolution du coefficient de Poisson apparent ν_{ap} associées aux simulations de l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	139
5.5	Courbes de contrainte/déformation rationnelles associées aux simulations de l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$: a) <i>EIso PExp</i> , b) <i>EIso PSim</i> , c) <i>EAni PExp</i> , d) <i>EAni PSim</i>	141
5.6	Courbes de contrainte/déformation rationnelle associées aux simulations <i>EIso PExp</i> d'essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles de grains (d) : 26, 17 et 13 μm	141
5.7	Boucles d'hystérésis du cycle 1 associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) <i>EIso PExp</i> , b) <i>EIso PSim</i> , c) <i>EAni PExp</i> , d) <i>EAni PSim</i> . 142	
5.8	Boucles d'hystérésis associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) cycle 20, b) cycle 50.	143
5.9	a) Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombres de cycles pour les simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombres de cycles d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	143
5.10	Courbes de contrainte/déformation rationnelles et courbes d'écrouissage associées aux simulations des essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles de grains : a) courbe de contrainte/déformation pour la simulation $d = 26 \mu\text{m}$, b) courbe d'écrouissage pour la simulation avec $d = 26 \mu\text{m}$, c) courbe de contrainte/déformation pour la simulation avec $d = 17 \mu\text{m}$, d) courbe d'écrouissage pour la simulation avec $d = 17 \mu\text{m}$, e) courbe de contrainte/déformation pour la simulation avec $d = 13 \mu\text{m}$, f) courbe d'écrouissage pour la simulation avec $d = 13 \mu\text{m}$,	148

5.11	a) Courbe d'évolution du coefficient de Poisson apparent ν_{ap} associée à la simulation de l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour $d = 26 \text{ }\mu\text{m}$. b) Courbe de contrainte/déformation rationnelles associée à la simulations l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour $d = 26 \text{ }\mu\text{m}$	149
5.12	a) Courbe de contrainte/déformation rationnelle associées aux simulations d'essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour des tailles de grains de 5, 10, 20, 50, 100, 200 et 500 μm . b) Évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains pour différents niveaux de déformation.	150
5.13	Courbes d'évolution des paramètres de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) en fonction de la déformation : a) σ_0 , b) k_0	150
5.14	Courbes de contrainte/déformation rationnelles associées aux simulations des essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles de grains : a) Zone d'identification ($0\% < \epsilon < 1\%$), b) Simulation jusqu'à 15 % de déformation. . . .	153
5.15	Boucles d'hystérésis associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) cycle 1, b) cycle 10, b) cycle 20, b) cycle 50.	154
5.16	a) Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombres de cycles pour les simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombres de cycles d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	154
6.1	Conditions aux limites <i>CL2</i> , <i>CL3</i> , <i>CL4</i> et <i>CL5</i> appliquées à l'agrégat multicristallin modèle (axe 1 : axe de sollicitation, N : noeuds)	161
6.2	Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour <i>CL1</i> , <i>CL2</i> , <i>CL3</i> et <i>CL4</i> : a) modèle local, b) modèle non local.	162
6.3	Courbes d'érouissage obtenues pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.	162
6.4	Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles obtenues pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.	163
6.5	Évolution de la contrainte macroscopique effective en fonction du nombre de cycles obtenue pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.	164
6.6	Évolution de la contraintes cinématique en fonction du nombre de cycles obtenue pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.	164
6.7	a) Cartographie EBSD utilisée pour la construction de l'agrégat 2D extrudé mis en œuvre lors des simulations de traction (représentation l'axe de sollicitation dans le triangle standard). b) Agrégat multicristallin 2D extrudé utilisé lors des simulations de traction (axe 1 : axe de sollicitation).	165
6.8	Illustration des conditions aux limites appliquées lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé : a) <i>CL2</i> , <i>CL3</i> , <i>CL4</i> , b) <i>CL5</i>	166
6.9	Description des conditions aux limites appliquées lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.	167
6.10	Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i>	168

6.11	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à 5 et 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	170
6.12	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à 5 et 15% de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i>	170
6.13	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 5 et 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	171
6.14	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i>	171
6.15	Cartes du nombres systèmes actifs (<i>SA</i>) obtenues à 5 et 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	172
6.16	Distributions du nombre de systèmes actifs à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i>	172
6.17	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	173
6.18	Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL1, CL2, CL3, CL4</i> et <i>CL5</i>	174
6.19	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL1, CL2, CL3, CL4</i> et <i>CL5</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	175
6.20	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL1, CL2, CL3, CL4</i> et <i>CL5</i>	176
6.21	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL1, CL2, CL3, CL4</i> et <i>CL5</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	177
6.22	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL1, CL2, CL3, CL4</i> et <i>CL5</i>	178
6.23	Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour l'agrégat 2D extrudé lors des simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	179
6.24	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	180
6.25	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à 15 % de déformation pour les simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	180
6.26	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	181
6.27	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à 15 % de déformation pour les simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	181

6.28	Cartes du nombres systèmes actifs (<i>SA</i>) obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	182
6.29	Distribution du nombre de systèmes actifs à 15 % de déformation pour les simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	182
6.30	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	183
6.31	a) Cartographie EBSD utilisée pour la construction de l'agrégat 2D extrudé mis en œuvre lors des simulations de fatigue (représentation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard). b) Agrégat multicristallin 2D extrudé utilisé lors des simulations de fatigue (axe 1 : axe de sollicitation).	185
6.32	Boucles d'hystérésis obtenues lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> : a) cycle 1, b) cycle 5.	186
6.33	Courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i>	187
6.34	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à la fin des cycles 1 et 5 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	188
6.35	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i>	188
6.36	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin des cycles 1 et 5 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	189
6.37	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i>	189
6.38	Cartes du nombres systèmes actifs (<i>SA</i>) obtenues à la fin des cycles 1 et 5 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	190
6.39	Distribution du nombre de systèmes actifs à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i>	190
6.40	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	191
6.41	Boucles d'hystérésis obtenues lors des simulations de fatigue pour <i>CL2, CL3</i> et <i>CL4</i> : a) modèle local, b) modèle non local.	193
6.42	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à la fin du cycle 1 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2, CL3</i> et <i>CL4</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	194
6.43	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2, CL3</i> et <i>CL4</i>	195

6.44	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 1 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL2</i> , <i>CL3</i> et <i>CL4</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	196
6.45	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i> , <i>CL3</i> et <i>CL4</i>	197
6.46	Courbes macroscopiques obtenues lors des simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> : a) boucles d'hystérésis du cycle 5, b) courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.	198
6.47	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à la fin du cycle 5 lors des simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	199
6.48	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	199
6.49	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 5 lors des simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	200
6.50	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	200
6.51	Agrégat multicristallin 3D utilisé pour la réalisation de simulations d'un essai de traction et d'un essai de fatigue (axe 1 : axe de sollicitation).	203
6.52	Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local sur l'agrégat 3D.	204
6.53	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	206
6.54	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) à 5 % de déformation, b) à 15 % de déformation.	206
6.55	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	207
6.56	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) à 5 % de déformation, b) à 15 % de déformation.	207
6.57	Cartes du nombre de systèmes actifs (<i>SA</i>) dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	208
6.58	Distributions du nombre de systèmes actifs dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) à 5 % de déformation, b) à 15 % de déformation.	208
6.59	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	209
6.60	Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour l'agrégat 3D lors des simulations de traction <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	210

6.61	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).	211
6.62	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$	211
6.63	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).	213
6.64	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$	213
6.65	Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).	214
6.66	Distribution du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations d'un essai de traction NL et $NL, D10$	214
6.67	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D lors des simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).	215
6.68	Boucles d'hystérésis obtenues lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local sur l'agrégat 3D : a) cycle 5, b) cycle 10.	217
6.69	Courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local sur l'agrégat 3D.	217
6.70	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	219
6.71	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) fin du cycle 5, b) fin du cycle 10.	219
6.72	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	220
6.73	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) fin du cycle 5, b) fin du cycle 10.	220
6.74	Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	221
6.75	Distributions du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) fin du cycle 5, b) fin du cycle 10.	221

6.76	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 pour les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	222
6.77	Courbes macroscopiques obtenues pour l'agrégat 3D lors des simulations de fatigue NL et $NL, D10$: a) boucles d'hystérésis du cycle 10, b) courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.	224
6.78	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).	225
6.79	Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$	225
6.80	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).	226
6.81	Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$	226
A.1	Cartographies des orientations de l'axe de laminage R par rapport au repère cristallin pour les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) : échantillon de cœur à gauche, échantillon de surface à droite.	243
A.2	Cartographies des orientations de l'axe de laminage R par rapport au repère cristallin pour les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) : grande zone cœur à gauche, grande zone surface à droite.	243
A.3	Distribution de la taille des grains d'austénite pour les trois faces de l'échantillon prélevé au cœur.	244
A.4	Distribution de la taille des grains d'austénite au cœur et en surface lorsque les joints de macles sont considérés comme joints de grains.	244
A.5	Distribution de la taille des grains d'austénite au cœur et en surface lorsque les joints de macles ne sont pas considérés comme joints de grains.	245
A.6	Distribution de la taille des grains de ferrite	245
A.7	Distribution de désorientations pour l'austénite au cœur et en surface.	246
A.8	Distribution de désorientations pour la ferrite au cœur et en surface.	246
A.9	a) Pointe Berkovitch du nanoindenteur en contact avec la matière. b) Courbe typique de décharge.	247
A.10	Résultats de nanoindentation.	248
A.11	Résultats de microdureté.	249
B.1	Plan des éprouvettes de traction.	252
B.2	a) Plan des éprouvettes de fatigue. b) Plan des méplats.	253
B.3	Boucles d'hystérésis pour les essais réalisés à essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) éprouvette $B229T$, b) éprouvette $B239T$ (T direction transverse).	254

B.4	Boucles d'hystérésis pour les essais réalisés à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) éprouvette <i>B124T</i> , b) éprouvette <i>B125T</i> (T direction transverse).	254
B.5	a) Distribution cumulée des facteurs de Schmid des systèmes de glissement f_1 pour les 2174 grains contenus dans la cartographie EBSD réalisée à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ (15220 cycles) et distribution des facteurs de Schmid des systèmes S_1 pour les 100 grains analysés sur cette cartographie, b) Distribution cumulée du rapport Q_{S_1/f_1} entre les facteurs de Schmid du système de glissement S_1 et du système f_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$).	257
B.6	a) Distribution cumulée du rapport Q_{S_2/S_1} entre le facteur de Schmid du système de glissement S_2 et du système de S_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$), b) Distribution des grains ayant deux systèmes actifs en fonction des facteurs de Schmid ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$).	257
B.7	Carte de figure de pôles des 9 grains d'acier AISI 316LN étudiés lors du cyclage à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et position de l'axe de sollicitation dans le triangle standard de ces 9 grains (axe 1 : axe de sollicitation).	258
B.8	Observations au MEB de l'évolution des bandes de glissement dans les grains G_4 et G_6 pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ (axe 1 : axe de sollicitation).	259
D.1	Boucles d'hystérésis du cycle 1 associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) <i>EIsoPExp</i> , b) <i>EIsoPSim</i> , c) <i>EAniPExp</i> , d) <i>EAniPSim</i>	272
D.2	Boucles d'hystérésis associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) cycle 10, b) cycle 50.	273
D.3	a) Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombres de cycles pour les simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombres de cycles d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	273
D.4	Boucles d'hystérésis associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) cycle 1, b) cycle 10, b) cycle 20, b) cycle 50.	275
D.5	a) Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombres de cycles pour les simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombres de cycles d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	275
E.1	Boucle d'hystérésis du cycle 1 obtenue pour <i>CL1</i> : a) modèle local, b) modèle non local.	278
E.2	Boucle d'hystérésis du cycle 1 obtenue pour <i>CL2</i> : a) modèle local, b) modèle non local.	278
E.3	Boucle d'hystérésis du cycle 1 obtenue pour <i>CL3</i> : a) modèle local, b) modèle non local.	279
E.4	Boucle d'hystérésis du cycle 1 obtenue pour <i>CL4</i> : a) modèle local, b) modèle non local.	279
E.5	Boucles d'hystérésis du cycle 20 obtenues pour les différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.	279
E.6	Boucles d'hystérésis du cycle 50 obtenues pour les différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.	280

E.8	Distribution du nombre de systèmes actifs à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL1</i> , <i>CL2</i> , <i>CL3</i> , <i>CL4</i> et <i>CL5</i>	280
E.7	Cartes du nombre de systèmes actifs (<i>SA</i>) obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour <i>CL1</i> , <i>CL2</i> , <i>CL3</i> , <i>CL4</i> et <i>CL5</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	281
E.9	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL1</i> , <i>CL2</i> , <i>CL3</i> , <i>CL4</i> et <i>CL5</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	282
E.10	Cartes du nombre de systèmes actifs (<i>SA</i>) obtenues à la fin du cycle 1 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide du modèle local et non local pour <i>CL2</i> , <i>CL3</i> et <i>CL4</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	283
E.11	Distribution du nombre de systèmes actifs à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i> , <i>CL3</i> et <i>CL4</i>	284
E.12	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec <i>CL2</i> , <i>CL3</i> et <i>CL4</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	284
E.13	Cartes du nombre de systèmes actifs (<i>SA</i>) obtenues à la fin du cycle 5 lors des simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	285
E.14	Distribution du nombre de systèmes actifs à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	285
E.15	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	286
E.16	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à 5 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	287
E.17	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à 5 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	287
E.18	Cartes du nombre de systèmes actifs (<i>SA</i>) dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à 5 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	288
E.19	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 5 % de déformation pour les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	288
E.20	Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	289
E.21	Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	290

E.22	Cartes du nombre de systèmes actifs (<i>SA</i>) dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	290
E.23	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 pour les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).	291
E.24	Cartes du nombre systèmes actifs (<i>SA</i>) dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	292
E.25	Distribution du nombre de systèmes actifs dans les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i>	292
E.26	Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 pour les couches <i>C1</i> et <i>C2</i> de l'agrégat 3D lors des simulations de fatigue <i>NL</i> et <i>NL, D10</i> (axe 1 : axe de sollicitation).	293

Liste des tableaux

1.1	Propriétés mécaniques macroscopiques des différents types d'acier inoxydable. . .	11
1.2	Composition chimique massique des aciers de type 304 et 316.	12
1.3	Énergie de Faute d'Empilement (EFE) de quelques matériaux usuels.	15
1.4	Caractéristiques mécaniques d'aciers de type 316L relevées dans la littérature. . .	16
2.1	Composition chimique massique de l'acier AISI 316LN étudié (norme de fabrication fournie par AREVA NP).	40
2.2	Caractéristiques mécaniques de l'acier AISI 316LN.	49
2.3	Paramètres σ_0 et k_0 de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) pour différents niveaux de déformations.	53
3.1	Évolution des moyennes des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour les essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	59
3.2	Vitesses d'extrusions moyennes et hauteurs moyennes des bandes de glissement observées sur l'éprouvette A ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$) et B ($\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$).	86
4.1	Matrice symétrique d'interaction pour les matériaux à structure CFC.	97
4.2	Notations de Schmid et Boas pour les matériaux à structure CFC.	97
4.3	Coefficients a^{su} de la matrice d'interaction d'un matériau à structure CFC déterminés par simulations en dynamique des dislocations discrètes (Kubin et al., 2008).	98
5.1	Paramètres matériaux des modèles cristallins mis en œuvre.	131
5.2	Paramètres matériaux de la ferrite <i>delta</i> résiduelle (Erieau, 2003).	132
5.3	Paramètres d'élasticité <i>EIso</i> et <i>EAni</i> de la phase austénitique pour le modèle local.	137
5.4	Paramètres des matrices d'interaction <i>PExp</i> et <i>PSim</i> de la phase austénitique pour le modèle local.	137
5.5	Paramètres matériaux <i>EIso PExp</i> de la phase austénitique pour le modèle local.	137
5.6	Paramètres matériaux <i>EIso PSim</i> de la phase austénitique pour le modèle local.	137
5.7	Paramètres matériaux <i>EAni PExp</i> de la phase austénitique pour le modèle local.	137
5.8	Paramètres matériaux <i>EAni PSim</i> de la phase austénitique pour le modèle local.	137
5.9	Paramètres matériaux <i>NL</i> (k_0 , K et y_c) de la phase austénitique pour le modèle non local.	146

5.10 Paramètres matériaux NL (k_0 , K et y_c) de la phase austénitique pour les trajets de chargement cyclique.	152
6.1 Écarts type sur les champs mécaniques observés à 5 et 15% de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$	169
6.2 Écarts type sur les champs mécaniques observés à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$	176
6.3 Écarts type sur les champs mécaniques observés à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$	179
6.4 Écarts type sur les champs mécaniques observés à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$	187
6.5 Écarts type sur les champs mécaniques observés à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$, $CL3$ et $CL4$	195
6.6 Écarts type sur les champs mécaniques observés à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$	199
6.7 Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local.	205
6.8 Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$	212
6.9 Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin des cycles 5 et 10 pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local.	218
6.10 Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de traction NL et $NL, D10$	224
A.1 Données issues des analyses EBSD.	242
A.2 Données statistiques issues de l'étude sur la distribution de taille de grains.	245
A.3 Données statistiques issues de deux séries de mesure de nanoindentation.	248
A.4 Épaisseurs de matière retirées et corrections de rotations réalisées lors de chaque passe.	250
B.1 Caractéristiques mécaniques mesurées suite aux essais de traction.	252
B.2 Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ % réalisé sur l'éprouvette $B219R$ (R direction de laminage).	254
B.3 Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ % réalisé sur l'éprouvette $B229T$ (T direction transverse).	255
B.4 Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ % réalisé sur l'éprouvette $B239T$ (T direction transverse).	255

B.5	Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ réalisé sur l'éprouvette <i>B115R</i> (R direction de laminage).	255
B.6	Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ réalisé sur l'éprouvette <i>B124T</i> (T direction transverse).	255
B.7	Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ réalisé sur l'éprouvette <i>B125T</i> (T direction transverse).	256
B.8	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_1</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	261
B.9	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_3</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	261
B.10	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_4</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	261
B.11	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_6</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	261
B.12	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_8</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$	262
B.13	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_1</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	262
B.14	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_4</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	262
B.15	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_5</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	262
B.16	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_7</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	263
B.17	Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain <i>G_11</i> pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$	263
C.1	Matrice d'interaction symétrique pour les matériaux à structure CC.	267

Introduction

L'essor industriel du XIX^e siècle a favorisé l'émergence des premières problématiques liées à la *fatigue* des matériaux et des structures. Les premiers travaux menés dans ce domaine remontent aux environs de 1829 et sont attribués à un ingénieur allemand W.A.J. Albert. C'est la multiplication des accidents liés à la rupture de structures métalliques qui, au fur et mesure, a fait comprendre l'importance des phénomènes de fatigue. Leur étude s'avère en effet nécessaire non seulement pour le dimensionnement et la conception de structures mais aussi pour le maintien en état de celles en service. En 1964, l'Organisation Internationale de Normalisation (International Standardization Organization, ISO) a publié une définition officielle du terme fatigue dans le rapport intitulé General Principle for Fatigue Testing of Metals. Elle y est décrite comme étant *l'ensemble des changements de propriétés d'un matériau dû à l'application répétée de contraintes ou de déformations, changements qui conduisent en général à la fissuration voire à la ruine du matériau.*

À l'échelle microscopique, l'application d'une sollicitation alternée à un matériau cristallin conduit à la formation et/ou au réarrangement de structures de dislocations. Outre les changements de comportement mécanique macroscopique, la conséquence majeure de cette évolution de la microstructure est la localisation de la déformation qui conduit, à terme, à l'*amorçage* puis à la *propagation* de fissures. La compréhension des causes physiques liées à l'amorçage et l'identification des mécanismes liés à la propagation sont aujourd'hui de réels enjeux industriels et définissent deux manières différentes d'aborder les problèmes de fatigue. La première est plutôt *préventive* parce qu'elle vise à prévenir l'apparition de fissures. La seconde est plutôt *palliative* parce qu'elle vise à ralentir, voire stopper, le développement de fissures existantes. Malgré leurs différences, ces deux approches ont un but commun : optimiser la durée de vie des composants industriels. *Les travaux présentés dans ce mémoire s'intègrent totalement dans la première approche. Ils sont centrés sur l'étude de l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN.*

L'une des difficultés majeures de l'étude de l'amorçage réside dans la définition du terme *fissure*. En effet, le métallurgiste intéressé par les mécanismes microscopiques considère un matériau comme fissuré lorsqu'apparaissent à la surface du matériau des intrusions de quelques micromètres. L'ingénieur, quant à lui, est limité dans sa détection de fissures par la précision des appareils de mesure à sa disposition. *En ce qui concerne les travaux présentés ici, nous adopterons le point de vue du métallurgiste et nous nous concentrerons plus particulièrement sur les phénomènes de localisation de la déformation conduisant à l'apparition de fissures de quelques micromètres à la surface du matériau.*

D'un point de vue *expérimental*, les premiers travaux reliant les origines de l'amorçage à la localisation de la déformation à la surface du matériau remontent au début du XX^e siècle. Ils sont attribués à Ewing and Rosenhain (1900) et Ewing and Humfrey (1903). À l'aide d'un microscope optique, ces derniers ont observé à la surface d'aciers sollicités en fatigue la formation d'*intrusions* et d'*extrusions* au sein desquelles des fissures se développent.

Ces intrusions et extrusions ont pour origine l'émergence de bandes de glissement intense, nommées *bandes persistantes de glissement* (Persistent Slip Bands, PSB), à la surface du matériau. Au fur et à mesure du cyclage, ces dernières s'étendent et conduisent à l'amorçage de fissures (figure 1). Ces bandes ne sont pas pour autant les seuls sites d'amorçage. Les joints de grains constituent aussi des sites favorables à l'apparition de fissures de fatigue. En effet, les incompatibilités de déformations élastiques et plastiques présentes dans ces zones peuvent engendrer des contraintes internes qui s'ajoutent à la contrainte appliquée avec pour conséquence, soit des contraintes plus élevées au niveau du joint de grains, soit l'activation de systèmes de glissement supplémentaire, soit le déchaussement des grains. L'amorçage peut également se produire au niveau d'inclusions et ceci à cause des concentrations de contraintes qu'elles engendrent.

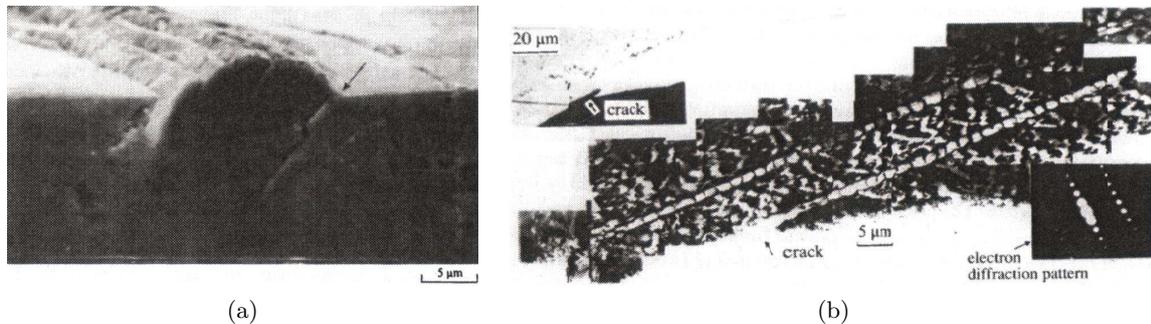


Figure 1 – a) Observation au microscope optique de l'amorçage d'une fissure de fatigue à l'interface entre une bande persistante de glissement et la matrice dans un monocristal de cuivre après 60000 cycles réalisés à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,002$ à 20 °C (Ma and Laird, 1989). b) Observation au MET d'une fissure de fatigue se développant à l'intérieur d'une bande persistante de glissement dans un polycristal de cuivre cyclé (Katagiri et al., 1977).

Depuis ces premières observations, de nombreux outils d'observation ont été mis au point, permettant ainsi une meilleure compréhension des phénomènes d'amorçage. Le Microscope Électronique à Transmission (MET) a été exploité afin d'identifier les structures de dislocations se développant au cours du cyclage comme, par exemple, les structures de type *veine*, *bande persistante de glissement* (structure en échelle), *labyrinthe* ou encore celles de type *cellule* (figure 2). L'observation de la surface du matériau directement ou par l'intermédiaire de répliques à l'aide du Microscope Électronique à Balayage (MEB) et, plus tard, du Microscope à Force Atomique (AFM) a rendu possible l'observation précise des zones d'amorçage (figure 3). Enfin l'analyse utilisant les électrons rétro-diffusés (EBSD) a permis de corréliser ces résultats à l'orientation cristalline.

Aujourd'hui, les mécanismes liés à la localisation de la déformation et, plus généralement, à l'amorçage des fissures de fatigue sont globalement bien identifiés pour des monocristaux de métaux très purs favorablement orientés pour le glissement simple. *En revanche, le cas des alliages polycristallins commerciaux reste encore un verrou scientifique à résoudre.* En effet, si les mécanismes

d'endommagement observés pour les monocristaux sont généralement similaires à ceux observés pour les grains à la surface de polycristaux très purs, la présence de précipités, d'impuretés, d'inclusions, ou encore de joints de grains peuvent influencer de manière significative les mécanismes de déformation lorsque le matériau est soumis à des sollicitations cycliques.

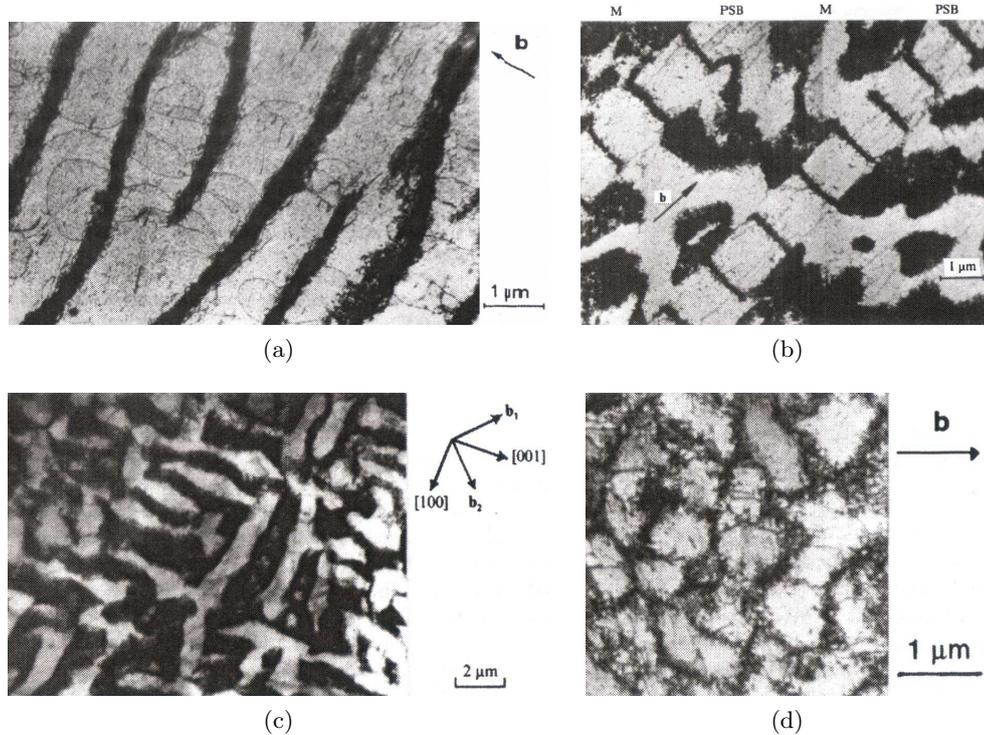


Figure 2 – Observation au MET de structures de dislocations de type : a) veine dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,005$ à 20 °C (Mughrabi et al., 1979), b) de type veine (notée M) et de type bande persistante de glissement (notée PSB) dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,001$ à 20 °C (Mughrabi et al., 1979), c) labyrinthe dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,005$ à 20 °C (Ackermann et al., 1984), d) cellule dans un monocristal de cuivre cyclé jusqu'à saturation à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,0145$ à 20 °C (Suresh, 2001).

L'observation et la compréhension des phénomènes microstructuraux conduisant à l'amorçage des fissures de fatigue a servi de base à la proposition de nombreux modèles et critères. Ces modèles sont à l'origine des *simulations numériques qui se sont développées depuis une vingtaine d'années*.

Les plus anciens modèles datent des années 1970-1980. Winter (1974) a élaboré un modèle biphasé dans lequel, à l'équilibre, c'est-à-dire lorsque les bandes persistantes de glissement sont formées, il illustre comment les contraintes locales dans la matrice sont accommodées par ces bandes. Mughrabi (1981, 1983) a également proposé un modèle. À la différence du modèle de Winter (1974), celui de Mughrabi (1981) décrit le comportement en fatigue de matériaux présentant des structures de type bande persistante de glissement ou cellule en l'assimilant au comportement d'un composite composé d'une phase dure, les parois (zones ayant une forte densité

de dislocations), et d'une phase molle, les zones séparant ces parois (zones ayant une faible densité de dislocations). Kuhlmann-Wilsdorf (1979) et Neumann (1983, 1986) ont conçu des modèles théoriques basés sur l'évolution des grilles de Taylor-Nabarro (Taylor, 1934 ; Nabarro, 1952). À l'aide de ces modèles, ils ont montré par des considérations énergétiques comment les structures de dislocations de type veine se transforment en structures de type bande persistante de glissement. Walgraef and Aifantis (1985) ont proposé une approche continue où les dislocations sont représentées sous forme de densités dont les valeurs dépendent du temps et de l'espace. Ce modèle leur a permis de mettre en évidence des phénomènes de localisation qu'ils ont reliés à la formation de bandes persistantes de glissement. Ces modèles bien qu'intéressants du point de vue physique restent pour le moins simples.

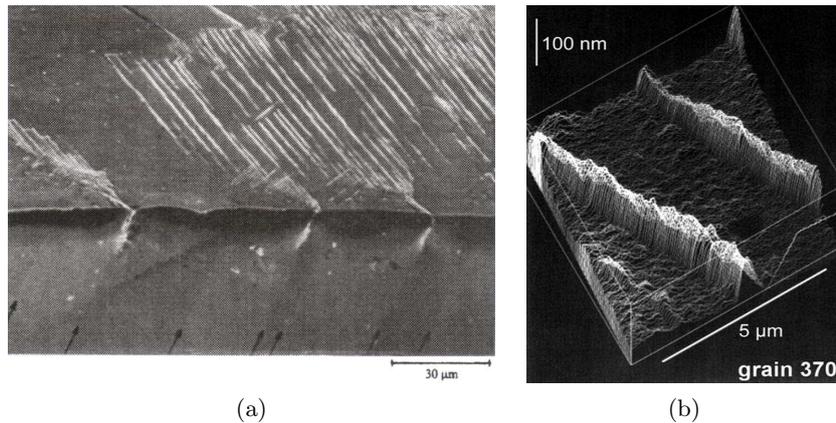


Figure 3 – a) Observation au MEB de l'amorçage de fissures de fatigue au niveau de joints de macles (flèches) dans un polycristal de cuivre cyclé (Neumann and Tönnessen, 1988). b) Observation à l'AFM du relief créé par l'émergence d'une bande persistante de glissement à la surface d'un polycristal d'acier AISI 316L après 30000 cycles réalisés à amplitude de déformation de $\Delta\epsilon/2 = 0,1\%$ à $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Man et al., 2002).

Avec les récents progrès informatiques, des simulations assistées par ordinateur ont vu le jour. En s'inspirant des observations de Mughrabi et al. (1979) et du modèle d'Essmann et al. (1953), Repetto and Ortiz (1997) ont développé un modèle de plasticité cristalline dans le but de reproduire la formation du relief de surface dû à l'émergence d'une bande persistante de glissement. Ce modèle se base sur la théorie des grandes transformations et intègre un terme de déformation dû à la création de lacunes, phénomène considéré par Mughrabi et al. (1979) et Essmann et al. (1953) comme conduisant à l'allongement des bandes persistantes de glissement et à la création d'extrusion à la surface du matériau. Les résultats des simulations par la méthode des éléments finis rendent compte de la bonne capacité de leur modèle à reproduire la formation de ce relief. La figure 4a représente une extrusion de matière obtenue suite à l'émergence d'une bande persistante de glissement en surface. À une échelle inférieure, des travaux similaires ont été réalisés en Dynamique des Dislocations Discrètes (DDD) par Déprés (2004). Ce modèle, qui prend en compte l'interaction des dislocations, permet la simulation de l'émergence des bandes persistantes de glissement en surface et ceci avec une description plus fine des intrusions et extrusions produites (figure 4b). Si ces résultats sont très encourageants, ces deux modèles restent complexes à mettre en œuvre et comportent certaines limitations. Le modèle de Repetto and Ortiz (1997) suppose l'existence des bandes persistantes de glissement et

n'explique pas leur formation. Quant au modèle développé par Déprés (2004), les simulations réalisées se limitent à un seul grain.

Ainsi, même si les mécanismes d'amorçage sont de mieux en mieux décrits par les modèles, leur simulation et, plus généralement, celle du changement de comportement mécanique qu'ils engendrent sont encore loin d'une application industrielle. À l'échelle *microscopique*, la dynamique des dislocations discrètes décrit, certes, de manière précise la formation des bandes persistantes de glissement. Mais la complexité de ces modèles rend l'extension des simulations à des agrégats multicristallins extrêmement difficile. À l'échelle *mésoscopique*, les modèles classiques de plasticité cristalline se heurtent, quant à eux, à d'autres problèmes. S'ils permettent la simulation d'hétérogénéités de champs de déformations, la taille des bandes de localisation reste dépendante du maillage et les effets de taille de grains décrits par Hall (1951) et Petch (1953) ne sont pas pris en compte. Quant à l'effet Bauschinger (1886) ou bien aux phénomènes d'adoucissement ou de durcissement cyclique, ils sont encore mal décrits. À l'échelle *macroscopique*, bien que le comportement mécanique en fatigue soit généralement bien reproduit, la description exacte des phénomènes d'adoucissement et durcissement cyclique pose également certains problèmes.

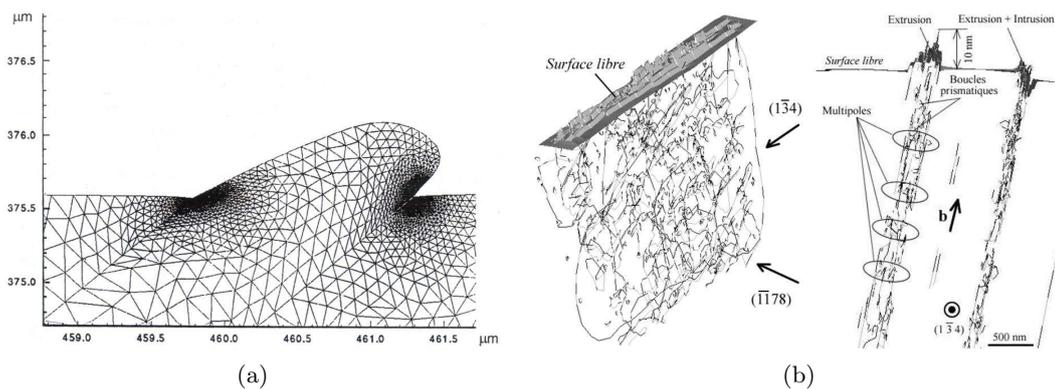


Figure 4 – a) Résultats de simulation par éléments finis montrant l'émergence d'une bande persistante de glissement à la surface d'un monocristal de cuivre après 65000 cycles réalisés à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,006$ (Repetto and Ortiz, 1997). b) Résultats de simulation DDD montrant l'émergence d'une bande persistante de glissement à la surface d'un monocristal d'acier AISI 316L après 23 cycles à une amplitude de déformation plastique de $\gamma_{pl} = 0,001$ (Déprés, 2004).

Dans ce contexte, notre étude de l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN sera à la fois *expérimentale* et *numérique*. Dans la *partie expérimentale*, nous nous focaliserons tout d'abord sur l'identification du comportement mécanique de cet acier lors de chargements monotones. Nous nous concentrerons ensuite sur la caractérisation du comportement mécanique macroscopique en fatigue ainsi que sur l'observation des mécanismes conduisant à l'apparition des fissures. Dans la *partie numérique*, nous nous placerons à l'échelle *mésoscopique* et nous proposerons un modèle de plasticité cristalline basé sur la prise en compte de gradients de champs non locaux par l'intermédiaire de *dislocations géométriquement nécessaires* (Geometrically Necessary Dislocations, GND). Dans les approches cristallines classiques, la modélisation du comportement plastique s'appuie sur l'activation des systèmes de glissement par

l'intermédiaire du critère de Schmid. L'écroissage peut alors être modélisé par l'évolution et l'interaction de densités de dislocations propres à chaque système de glissement et définies comme variable interne du problème (Mecking and Kocks, 1981 ; Estrin and Mecking, 1984 ; Tabourot, 1992 ; Teodosiu et al., 1993). Or si ces approches, que nous pourrions qualifier de *classiques* ou de *locales*, tiennent bien compte des dislocations dites *statistiquement stockées* assurant le durcissement par écroissage de la forêt, elles ne tiennent pas compte des dislocations dites *géométriquement nécessaires* assurant la compatibilité de la déformation intra- et intergranulaire dès qu'il y a des discontinuités d'orientation cristalline comme celles induites par la déformation. Ceci peut expliquer, par exemple, que ces modèles ne permettent pas la prédiction de l'effet de la taille de grains sur le comportement global et local. À l'échelle d'une dizaine de micromètres, l'intégration de ces dislocations géométriquement nécessaires permet la prise en compte du durcissement lié aux incompatibilités de déformation au niveau des joint de grains et des sous-joints et s'avère donc intéressante pour la prise en compte des effets de taille de grains. À une échelle inférieure au micromètre, elle pourrait permettre de traduire les effets liés à la formation de structures de dislocations. Ces dernières sont composées de zones dures, à forte densité de dislocations, et de zones molles, à faible densité des dislocations. La déformation s'effectuant principalement au niveau des phases molles, elle induit selon Mughrabi (2001a) des désorientations, certes faibles, mais pouvant produire des contraintes internes liées aux incompatibilités. Les simulations réalisées à l'aide de ce modèle auront pour but d'apprécier la capacité de cette approche *non locale* (les dislocations géométriquement nécessaires étant calculées à partir de gradients de champs non locaux) à décrire le comportement mécanique macroscopique du matériau étudié (comportement monotone et premiers cycles de fatigue) et aussi, bien que les échelles soient différentes, à prédire les phénomènes de localisation de champs mécaniques, signes précurseurs de l'amorçage des fissures de fatigue.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet l'Agence Nationale de Recherche (ANR), projet nommé AFGRAP (Amorçage de Fissures de fatigue dans un GRAin et Propagation dans les grains adjacents). Les travaux que nous présenterons ont été réalisés sur un acier AISI 316LN mis à disposition pour ce projet par Areva NP.

Ce mémoire s'articulera autour de *six chapitres*. Les trois premiers traiteront des aspects expérimentaux de notre étude et les trois suivants des aspects liés à la modélisation :

- Le *chapitre 1* sera consacré à une étude bibliographique de l'acier AISI 316LN. Ce matériau sera tout d'abord présenté dans un cadre général. Nous nous intéressons ensuite au comportement mécanique ainsi qu'aux mécanismes de déformation des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN lors de trajets de chargement monotone puis cyclique. Les phénomènes liés à l'apparition de fissures de fatigue oligocyclique à la surface des ces aciers ainsi que ceux liés à la localisation de déformation seront enfin décrits.
- Le *chapitre 2* se concentrera sur la caractérisation de la microstructure de l'acier AISI 316LN que nous nous proposons d'étudier et de son comportement mécanique en traction simple. La caractérisation microstructurale sera utile à l'étude des phénomènes d'amorçage et servira de base à la création d'agrégats multicristallins représentant le plus fidèlement possible la structure interne du matériau (orientations cristallines et morphologie des grains). L'étude du comportement mécanique en traction simple permettra, d'une

part, l'identification des paramètres matériau nécessaires aux simulations. Et, d'autre part, elle sera utilisée pour la validation du modèle cristallin.

- Le *chapitre 3* sera consacré à la caractérisation du comportement mécanique macroscopique en fatigue oligocyclique de l'acier AISI 316LN étudié et à l'identification des mécanismes conduisant à l'apparition des fissures. Cette étude permettra d'améliorer la compréhension des mécanismes d'amorçage et une partie des données recueillies servira à l'identification des paramètres matériau et à la comparaison expériences/simulations.
- Le *chapitre 4* sera consacré à une étude bibliographique des modèles de plasticité cristalline. Il débutera par un bref rappel des mécanismes élémentaires de plasticité œuvrant à l'échelle cristalline et du formalisme des grandes transformations. Dans un deuxième temps, plusieurs modèles classiques de plasticité cristalline seront détaillés. Puis, nous nous concentrerons sur la notion d'incompatibilité de la déformation et les dislocations géométriquement nécessaires. Plusieurs modèles faisant intervenir ce type de dislocations seront enfin décrits.
- Le *chapitre 5* portera sur la description du modèle de plasticité cristalline proposé et sur l'identification des lois de comportement. Nous présenterons tout d'abord ce dernier puis nous préciserons comment il a été implémenté dans les codes de calcul par éléments finis AbaqusTM et Cast3mTM. Le processus d'identification des paramètres par méthode inverse sera ensuite détaillé et les lois validées pour des chargements monotones et cycliques.
- Le *chapitre 6* décrira les résultats d'études numériques menées sur le comportement mécanique de l'acier AISI 316LN. Le comportement de cet acier sera analysé du point de vue macroscopique et microscopique pour des trajets de chargements monotones dans un premier temps, puis cycliques dans un second temps. Différents agrégats multicristallins seront utilisés et différentes conditions aux limites leur seront appliquées. Ce chapitre aura pour but de mettre en relief les points forts et les limites de la prise en compte de gradients de champs non locaux en plasticité cristalline pour la modélisation des phénomènes d'amorçage.

Étude bibliographique de l'acier AISI 316LN : présentation, comportement monotone et cyclique, et amorçage des fissures de fatigue oligocyclique

Leurs bonnes propriétés mécaniques ainsi que leur résistance importante à la corrosion font des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN des matériaux très largement utilisés dans les milieux industriels et dans notre vie de tous les jours. L'utilisation des aciers dans des infrastructures requérant un niveau de sécurité maximale (les centrales nucléaires, par exemple) a conduit au lancement de nombreux travaux portant sur son comportement mécanique lors de sollicitations monotones ou cycliques. Les mécanismes de déformation œuvrant lors de tels chargements ont été observés et les phénomènes conduisant à l'apparition des fissures de fatigue oligocyclique ont été analysés. Ces études représentent une base solide d'informations sur laquelle nous nous baserons pour la réalisation de nos travaux expérimentaux.

Ce chapitre bibliographique présentera :

- l'acier AISI 316LN,*
- le comportement mécanique et les mécanismes de déformation des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN lors de chargement monotones,*
- le comportement mécanique et les mécanismes de déformation des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN en fatigue oligocyclique,*
- les phénomènes conduisant à l'amorçage de fissures de fatigue oligocyclique à la surface des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN.*

1.1 Présentation générale de l'acier AISI 316LN

1.1.1 Aciers inoxydables : historique et classification

Les aciers inoxydables sont des alliages fer-carbone contenant au moins 12 % de chrome. Leur teneur en carbone est généralement faible de manière à éviter la précipitation de carbures. C'est en 1890 que l'allemand Hans Goldschmidt a développé les premières nuances d'acier à bas carbone allié au chrome. Entre 1904 et 1909, divers chercheurs, notamment le français Léon Guillet, ont mis au point différents alliages Fe-Cr-Ni. Mais ce n'est qu'en 1911 que l'allemand Philip Monartz a mis en évidence l'influence de la teneur en chrome sur la résistance à la corrosion de ces alliages. Avec une teneur en chrome supérieure à 12 %, ces aciers développent à leur surface une fine couche protectrice d'oxyde de chrome, aussi appelée couche de passivation. C'est cette couche qui confère aux aciers inoxydables leur très bonne résistance à la corrosion.

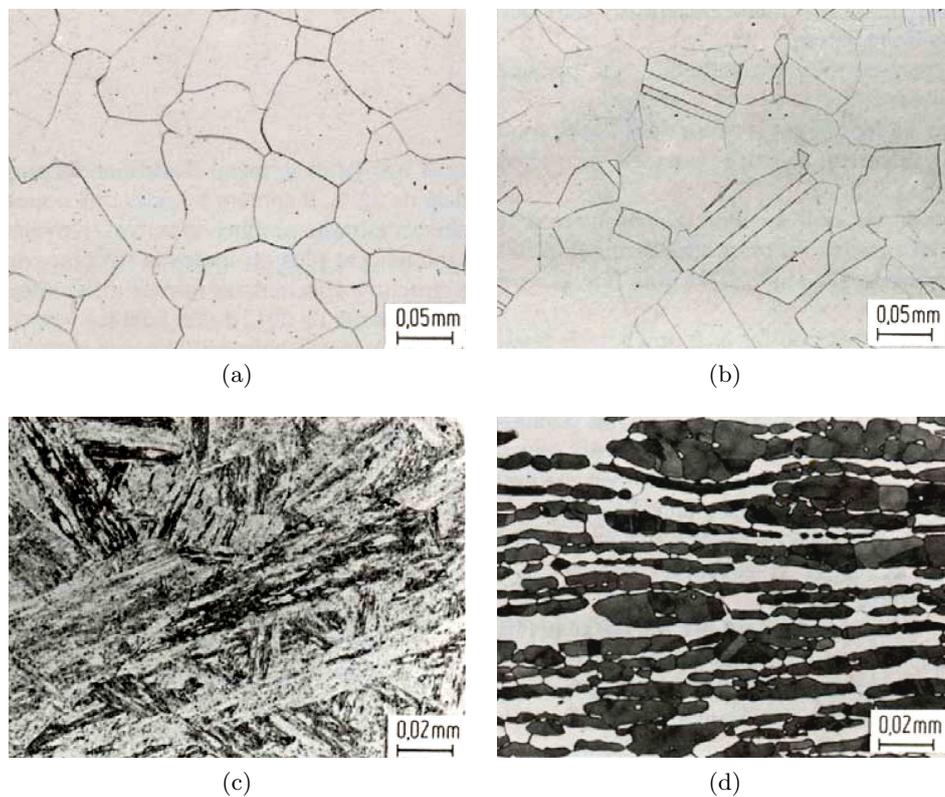


Figure 1.1 – Observations au microscope optique des différents types d'aciers inoxydables : a) acier ferritique, b) acier austénitique, c) acier austéno-ferritique, d) acier martensitique (Gympel and Norbert, 1990).

Les aciers inoxydables peuvent être classés en quatre grandes catégories en fonction de leur composition et de leur structure cristallographique. On distingue les aciers ferritiques, austénitiques, austéno-ferritiques et les aciers martensitiques. Le tableau 1.1 donne un aperçu des propriétés mécaniques macroscopiques des aciers de chaque type. Des micrographies de ces différents types d'acier sont présentées sur la figure 1.1.

Tableau 1.1 – Propriétés mécaniques macroscopiques des différents types d'acier inoxydable.

Acier inoxydable	Module de Young E [GPa]	Limite d'élasticité $R_{p\ 0,2}$ [MPa]	Résistance à la rupture R_m [MPa]	Allongement à la rupture A_r [%]	Dureté Vickers H_v
Ferritique	220	250 – 400	300 – 650	18 – 25	190 – 220
Austénitique	190 – 200	200 – 300	570 – 900	50 – 80	170 – 210
Austéno-ferritique	200	450 – 650	730 – 900	25 – 30	260 – 290
Martensitique	215	500 – 700	540 – 1000	15 – 20	220

1.1.2 Acier AISI 316LN : présentation

L'acier inoxydable AISI 316LN est un acier inoxydable austénitique de structure cristalline Cubique Face Centrée (CFC). La dénomination 316LN se réfère à la norme américaine AISI, le L (pour Low Carbon) indique la faible teneur en carbone de cet acier et le N (pour Nitrogen) le dopage à l'azote. Cet acier entre dans la catégorie des alliages Fe-Ni-Cr. Outre sa très bonne résistance à la corrosion, l'acier AISI 316LN est très prisé pour ses bonnes propriétés mécaniques ainsi que pour sa formabilité. Sa grande stabilité structurale permet son utilisation dans une large gamme de températures.

Dans cette partie, nous décrivons la composition chimique de cet acier ainsi que l'effet des divers éléments d'addition présents dans ce matériau. Nous donnerons ensuite les traitements thermiques nécessaires à la réalisation de cet acier. Nous nous intéresserons enfin à l'influence des différents éléments constituant cet acier sur son Énergie de Faute d'Empilement (EFE), paramètre déterminant la nature des mécanismes de déformation (tendance au glissement planaire pour les matériaux à faible EFE et tendance au glissement dévié pour ceux à forte EFE).

1.1.2.1 Composition chimique et rôle des éléments d'addition

L'acier inoxydable AISI 316LN est un acier dérivé de la nuance AISI 304. Il contient généralement entre 17 et 18,2% de chrome, entre 10 et 14 % de nickel, entre 2,25 et 2,75 % de molybdène, au maximum 0,035 % de carbone et 0,080 % d'azote, chacun de ces éléments jouant un rôle particulier. La figure 1.2 offre un aperçu des différentes nuances dérivées de l'acier AISI 304 et le tableau 1.2 récapitule les compositions chimiques massiques des aciers de type 304 et 316.

Le chrome est l'élément le plus important. Il confère à l'acier AISI 316LN une grande capacité de résistance à la corrosion. Le chrome est également désigné comme étant un élément α -gène. On entend par α -gène les éléments qui favorisent fortement la formation de la phase ferritique, encore nommée phase α . Ce terme est en opposition avec le terme γ -gène, qui se rapporte aux éléments qui favorisent fortement la formation de la phase austénitique, ou phase γ . D'après le diagramme Fe-Cr (figure 1.3), le domaine austénitique est situé dans un domaine limité, appelé boucle γ . Ce domaine est assez réduit, il correspond à des teneurs en chrome inférieures à 10,5 %. Pour des teneurs supérieures à 11,5 % de chrome, l'alliage reste ferritique pour toutes les températures. Entre 10,5 % et 11,5 % de chrome, les phases austénitique et ferritique peuvent cohabiter dans le matériau.

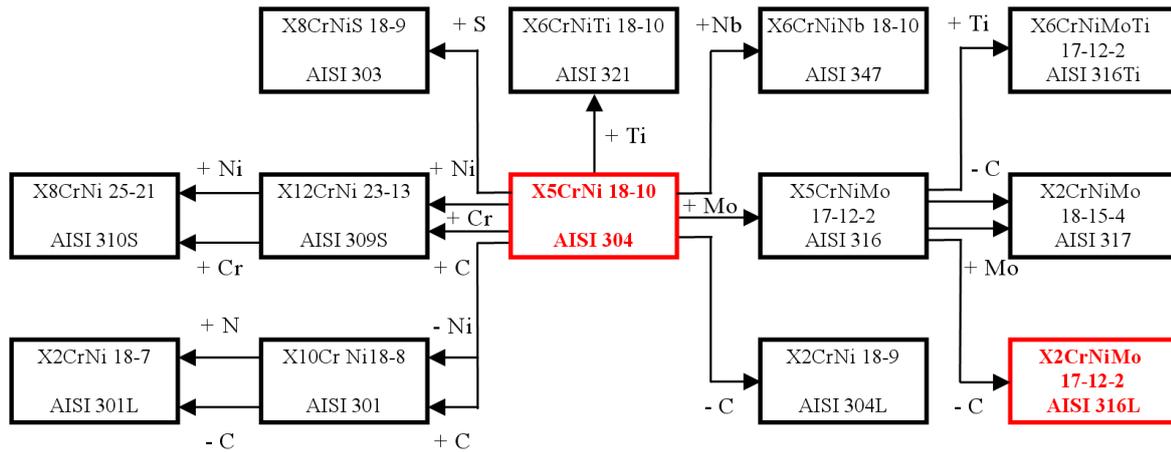


Figure 1.2 – Différentes nuances dérivées de l'acier 304.

Le carbone n'est présent qu'en très faible quantité dans l'acier AISI 316LN. Cette faible teneur en carbone permet de limiter la formation de carbures de chrome. En effet, le chrome et le carbone se combinent relativement facilement pour former des carbures de type Cr_7C_3 et $Cr_{23}C_6$. Ces derniers sont stables et durs mais diminuent la résistance de l'alliage à la corrosion intergranulaire. Ils sont solubles dans l'austénite à partir de 900 °C mais non solubles dans la ferrite. Pour que la totalité du carbone puisse être mise en solution dans l'austénite, il est généralement nécessaire de travailler à des températures relativement élevées. Ceci augmente les risques de croissance des grains d'austénite. Mais cet effet peut être limité par l'ajout de nickel. L'addition de carbone modifie la stabilité de la phase γ , qui peut alors s'étendre jusqu'à 20 % de chrome. Ceci confère au carbone des propriétés γ -gènes.

Tableau 1.2 – Composition chimique massique des aciers de type 304 et 316.

Nuance	Cr	Ni	Mo	C_{max}	N_{max}
304	17 – 20	9 – 12	-	0,080	-
304L	17 – 20	9 – 12	-	0,030	-
304LN	18,8 – 20	9 – 12	-	0,035	0,080
316	16 – 19	10 – 14	2,25 – 2,75	0,080	-
316L	16 – 19	10 – 14	2,25 – 2,75	0,030	-
316LN	17 – 18,2	10 – 14	2,25 – 2,75	0,035	0,080

Le nickel est aussi un élément γ -gène. Son rôle est de stabiliser l'austénite. Concrètement, il augmente la taille de la boucle γ (figure 1.4). L'addition de nickel permet également d'améliorer la formabilité du matériau et la résistance à la corrosion acide.

Le molybdène est, quant à lui, un élément α -gène. Il améliore (comme le cuivre qui peut également entrer dans la composition de ce type d'acier) la tenue du matériau dans la plupart des milieux corrosifs, notamment les milieux acides, chlorés, phosphorés ou encore soufrés. Le molybdène accroît la stabilité des films de passivation.

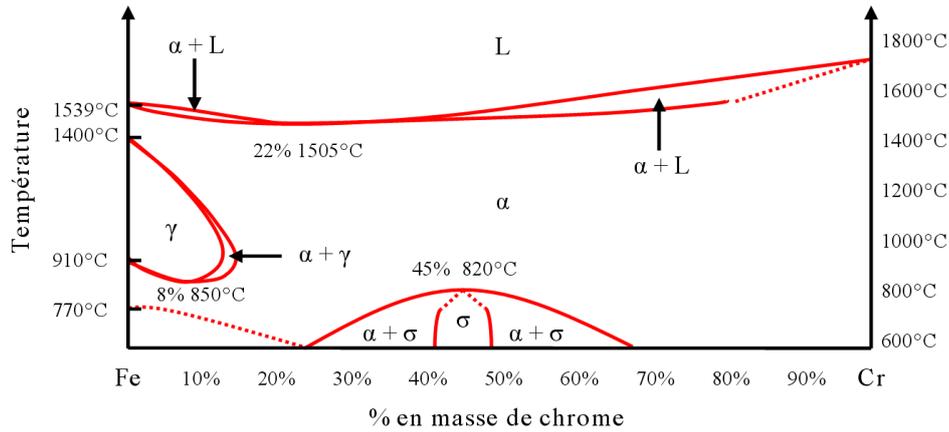


Figure 1.3 – Diagramme Fe-Cr.

L'azote est un élément fortement γ -gène. L'azote est présent dans le matériau sous forme interstitiel et remplace généralement le nickel, élément coûteux, comme élément stabilisateur de l'austénite. L'azote augmente également la résistance de l'alliage à la corrosion par piqûres, à la corrosion intergranulaire ainsi qu'à la fissuration sous contrainte.

Il est aussi fréquent de rencontrer le manganèse dans la composition de l'acier AISI 316LN. Ses propriétés γ -gènes en font également un substitut bon marché du nickel.

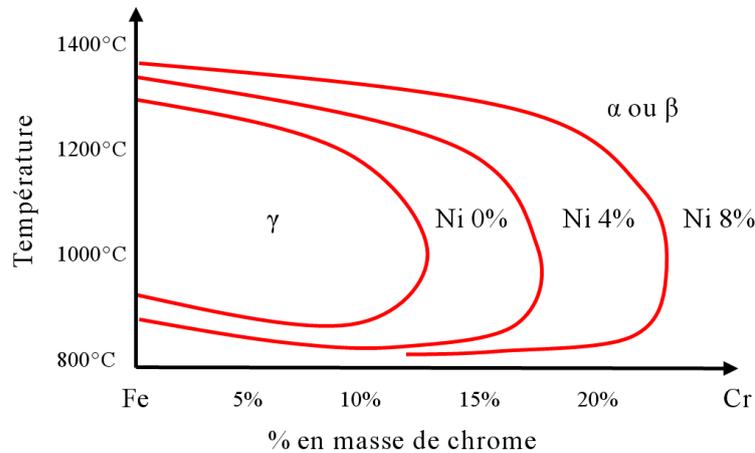


Figure 1.4 – Influence du nickel sur le diagramme Fe-Cr.

Comme nous venons de le voir, chaque élément peut être classé selon qu'il ait un pouvoir γ -gène ou α -gène. Leur mélange confère non seulement au matériau ses propriétés de résistance à la corrosion mais il détermine également la phase dont le matériau sera composé. Divers modèles ont été proposés, regroupant les éléments selon leur pouvoir γ -gène et α -gène, afin de calculer respectivement des équivalents chrome ($(\%Cr)_{eq}$) et nickel ($(\%Ni)_{eq}$). Nous pouvons citer le modèle de Pryce et Andrew pour les produits laminés :

$$\begin{cases} (\%Cr)_{eq} = (\%Cr) + 3(\%Si) + (\%Mo), \\ (\%Ni)_{eq} = (\%Ni) + 0,5(\%Mn) + 21(\%C) + 11,5(\%N). \end{cases} \quad (1.1)$$

Pour les aciers inoxydables bruts de soudage, nous pouvons citer les travaux de Schaffler et de Delong qui ont débouché sur le modèle suivant :

$$\begin{cases} (\%Cr)_{eq} = (\%Cr) + 1,5(\%Si) + (\%Mo) + 0,5(\%Nb), \\ (\%Ni)_{eq} = (\%Ni) + 0,5(\%Mn) + 30(\%C) + 30(\%N). \end{cases} \quad (1.2)$$

Ces modèles sont à mettre en relation avec des diagrammes permettant de prévoir la phase de l'alliage en fonction des équivalents nickel et des équivalents chrome (figure 1.5).

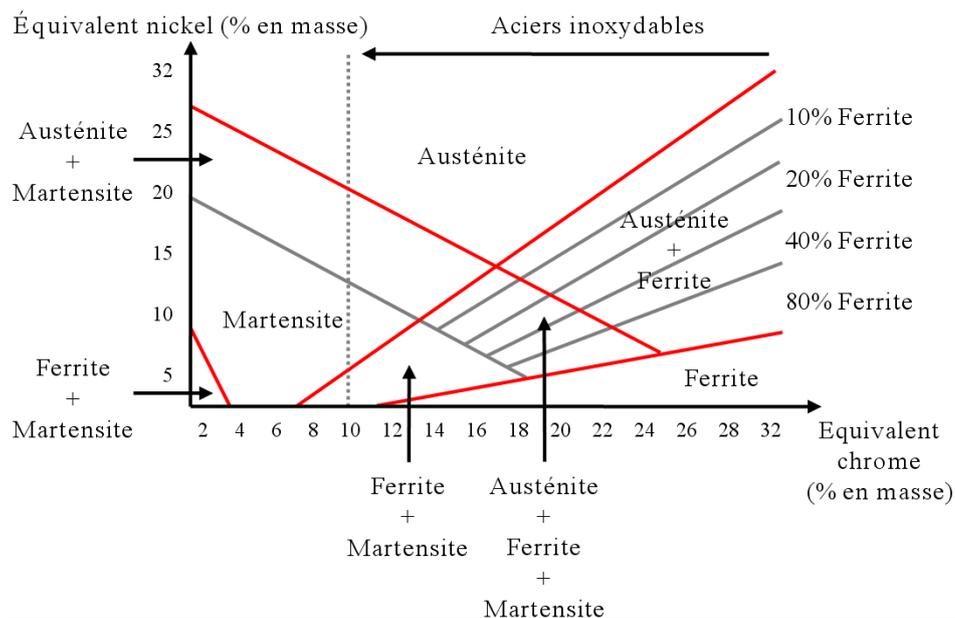


Figure 1.5 – Diagramme Schaffler-Delong.

1.1.2.2 Traitements thermiques

À température ambiante, l'état d'équilibre de l'acier AISI 316LN n'est pas celui de la phase austénitique. C'est un mélange des trois phases suivantes : α , γ et $Cr_{23}C_6$. Afin d'obtenir une phase austénitique homogène où tous les éléments (en particulier le carbone et l'azote) sont en solution solide, l'alliage subit un traitement d'austénitisation suivi d'une hypertrempe. Le traitement d'austénitisation est un recuit entre 1050 et 1150 °C. L'hypertrempe est un refroidissement rapide, souvent à l'huile, jusqu'à la température ambiante. Ceci permet ainsi d'obtenir une solution solide métastable saturée en carbone et en azote.

Après cette série de traitements thermiques, il arrive que l'alliage contienne tout de même encore une petite quantité de ferrite δ résiduelle. Cette dernière peut être éliminée par un recuit de quelques heures à 1400 °C mais avec un risque de croissance anormale des grains d'austénite. Certains grains grossissent alors au dépend des autres afin de minimiser l'énergie interfaciale.

La relaxation des contraintes internes est effectuée par un recuit de détensionnement à une température entre 400 à 450 °C.

1.1.2.3 Énergie de Faute d'Empilement (EFE)

Les mécanismes de déformation des alliages CFC sont principalement influencés par l'EFE. Cette dernière augmente avec la température et dépend des éléments d'alliage. Elle s'exprime en mJ/m^2 . Sa valeur peut être évaluée au MET en mesurant la courbure d'une jonction triple et en appliquant la formule de Goodchild et al. (1970) ou calculée directement à partir de la composition chimique du matériau par l'intermédiaire de la formule de Pickering (1984) :

$$EFE(\text{mJ}/\text{m}^2) = 25,7 + 2(\%Ni) + 410(\%C) - 0,9(\%Cr) - 77(\%N) - 13(\%Si) - 1,2(\%Mn). \quad (1.3)$$

De manière générale, plus l'EFE d'un acier inoxydable austénique augmente, moins cet acier sera sujet au glissement planaire, au maclage et aux transformations martensitiques lorsqu'il est refroidi ou sollicité. Pour l'acier AISI 316LN, l'EFE est relativement faible, aux alentours de $30 \text{ mJ}/\text{m}^2$. À titre comparatif, le tableau 1.3 rassemble les EFE de quelques matériaux usuels.

Tableau 1.3 – Énergie de Faute d'Empilement (EFE) de quelques matériaux usuels.

Matériau	Ag	Au	Cu	Ni	Al	AISI 316LN
EFE [mJ/m^2]	20	30 – 50	50 – 80	120 – 150	130 – 200	≈ 30

1.2 Comportement mécanique et mécanismes de déformation en traction des aciers de type AISI 316L

Outre une bonne résistance à la corrosion et à l'oxydation, les aciers de la série 300 conservent d'excellentes propriétés mécaniques dans une large gamme de températures et ce même sous irradiation. Ces caractéristiques en font donc des aciers particulièrement appréciés pour de nombreuses applications.

Cette partie se focalisera sur le comportement mécanique et les mécanismes de déformation mis en jeu lorsque les aciers de type 316L sont soumis à des sollicitations monotones.

1.2.1 Caractéristiques mécaniques en traction

Les aciers de type 316L ont un module de Young (E) compris entre 190 et 200 GPa et un coefficient de Poisson (ν) légèrement inférieur à 0,3. À température ambiante, leur limite d'élasticité ($R_{p0,2}$) est généralement inférieure à 300 MPa, leur résistance à la rupture (R_m) est inférieure à 650 MPa et leur allongement à rupture (A_r) peut atteindre 80 %, voire plus. Le module de Young de ces aciers diminue avec la température. Pour une taille de grains fixée, leur limite d'élasticité ainsi que leur résistance à la rupture ont tendance à diminuer également avec la température. L'allongement à rupture est maximal aux alentours de la température ambiante et décroît donc lorsque la température augmente ou diminue (Byun et al., 2004). Ces propriétés mécaniques peuvent être améliorées en réalisant des traitements de durcissement. Ces aciers ne présentant pas de point de transformation à température ordinaire, ils ne peuvent pas être durcis par trempe et ceci quelle que soit la vitesse de refroidissement. En revanche, ils peuvent être durcis par écrouissage. Le tableau 1.4 détaille les caractéristiques mécaniques mesurées par différents auteurs lors d'études menées sur des aciers de type 316L.

Tableau 1.4 – Caractéristiques mécaniques d'aciers de type 316L relevées dans la littérature.

Auteur	E [GPa]	ν	$R_{p\ 0,2}$ [MPa]	R_m [MPa]	A_r [%]	Taille de grains [μm]
Mineur et al. (2000)	190	–	261	583	53	30
Gaudin (2002)	195	0,26	260	580	45	53

1.2.2 Contraintes liées à l'écroissage isotrope et à l'écroissage cinématique

Avant d'aborder la description du comportement mécanique et des mécanismes microstructuraux le pilotant, il est intéressant de définir les notions de composantes macroscopique effective et cinématique de la contrainte macroscopique. L'un des premiers à travailler à l'aide de cette décomposition a été Cottrell (1953). Il a été suivi plus tard, entre autres, par Dickson et al. (1983) ou encore Lemaitre and Chaboche (1985). La figure 1.6 donne une représentation de ces deux contraintes. Elles peuvent être évaluées à partir d'essais de traction à condition de réaliser une décharge suffisante pour faire apparaître le domaine de plasticité en compression, ou à partir d'essais cycliques.

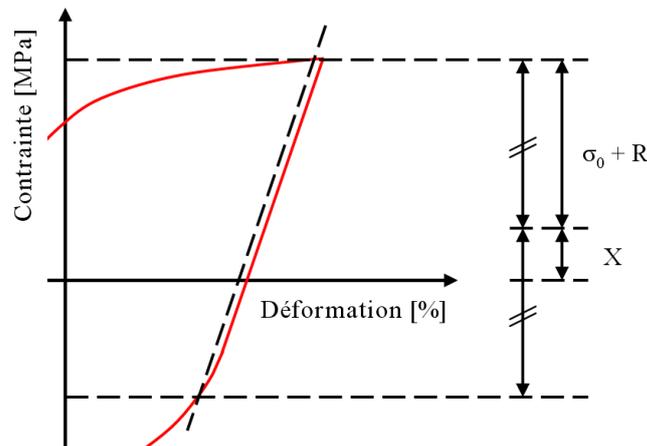


Figure 1.6 – Décomposition de la contrainte en contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X .

Sur la figure 1.6, la contrainte macroscopique totale σ est la somme de la limite d'élasticité σ_0 , d'une contrainte provenant de l'écroissage nommée contrainte isotrope R , et d'une contrainte cinématique X . La grandeur $\sigma_0 + R$ est la contrainte macroscopique effective. Notons que mathématiquement, σ_0 et R sont des scalaires et X un tenseur du second ordre. Pour les matériaux obéissant au critère de von Mises ou de Hill, R décrit l'évolution de la forme de surface de charge dans l'espace des contraintes et X son déplacement. C'est donc le tenseur X qui va permettre la modélisation de la différence entre les limites d'élasticité en traction et compression.

À l'échelle de la microstructure, l'écoulement s'effectue par le mouvement des dislocations. La contrainte microscopique effective σ_{eff} est la contrainte nécessaire pour qu'une dislocation puisse se déplacer et franchir les barrières énergétiques associées aux obstacles qu'elle rencontre sous l'effet du chargement. Elle est liée aux interactions à courte distance, comme la friction de réseau ou encore les arbres de la forêt. Pour franchir un obstacle, il est nécessaire que la contrainte locale, somme de la contrainte macroscopique σ et de la contrainte interne σ_{int} , soit

égale à la contrainte microscopique effective σ_{eff} . σ_{int} est liée à des phénomènes physiques générant des champs d'interactions à longue distance et résulte en partie d'incompatibilités de déformation dans le matériau. Ces incompatibilités se manifestent à l'échelle intergranulaire principalement à cause de différences d'orientation entre grains ou de différences de réseau cristallographique entre phases, précipités, inclusions, etc. Elles ont également des origines intragranulaires dues à la formation de structures hétérogènes de dislocations, comme les empilements de dislocations, les amas, les murs, les bandes persistantes de glissement ou encore les cellules. Notons toutefois que les contraintes internes intra- et intergranulaires ne se situent pas à la même échelle. Elles sont respectivement désignées par commodité contraintes d'ordre 2 et 3. En un point du cristal, la contrainte interne ne modifie en rien le processus de glissement mais affecte la contrainte résolue sur un système de glissement et ainsi l'activation du processus. De part son caractère polarisé, elle assiste ou s'oppose au chargement imposé. Rappelons que les contraintes internes sont en moyenne nulles sur une éprouvette d'essais ou un agrégat multicristallin utilisé lors de simulations en plasticité cristalline.

S'il est clair aujourd'hui que $\sigma_0 + R$ peut être lié à la contrainte effective locale σ_{eff} et que X traduit bien macroscopiquement l'effet des contraintes internes σ_{int} , la manière dont on passe de ces grandeurs macroscopiques à ces grandeurs microscopiques reste encore flou.

1.2.3 Comportement mécanique et mécanismes de déformation en traction

Les figures 1.7a et 1.7b présentent respectivement la courbe de contrainte/déformation rationnelles et la courbe d'érouissage $\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$ pour un acier de type AISI 316L. L'étude de ces courbes et l'observation des structures de dislocations au cours du chargement permettent d'isoler quatre stades d'érouissage (Feaugas, 1999). Notons que ces quatre stades ont été déterminés sur des polycristaux et que leurs caractéristiques diffèrent donc de ceux classiquement observés et décrits pour les monocristaux dans le cas de chargement monotones.

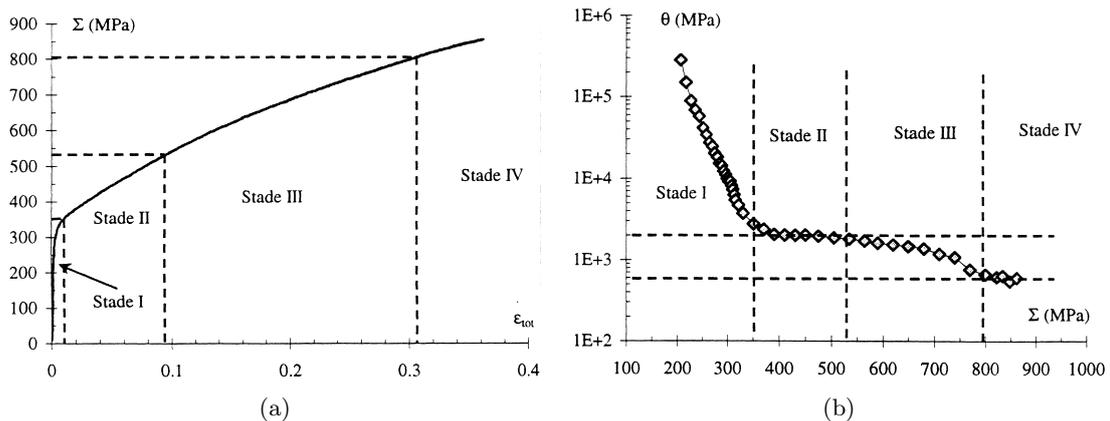


Figure 1.7 – a) Courbe de contrainte/déformation rationnelles d'un acier de type AISI 316L (Σ correspond à la contrainte macroscopique σ et ϵ_{tot} à la déformation macroscopique ϵ). b) Courbe d'érouissage d'un acier de type AISI 316L (Σ correspond à la contrainte macroscopique σ). (Feaugas, 1999)

Au début du chargement (stade I, figure 1.7), des structures de dislocations caractéristiques du glissement planaire ont été majoritairement observées : empilements de dislocations, fautes

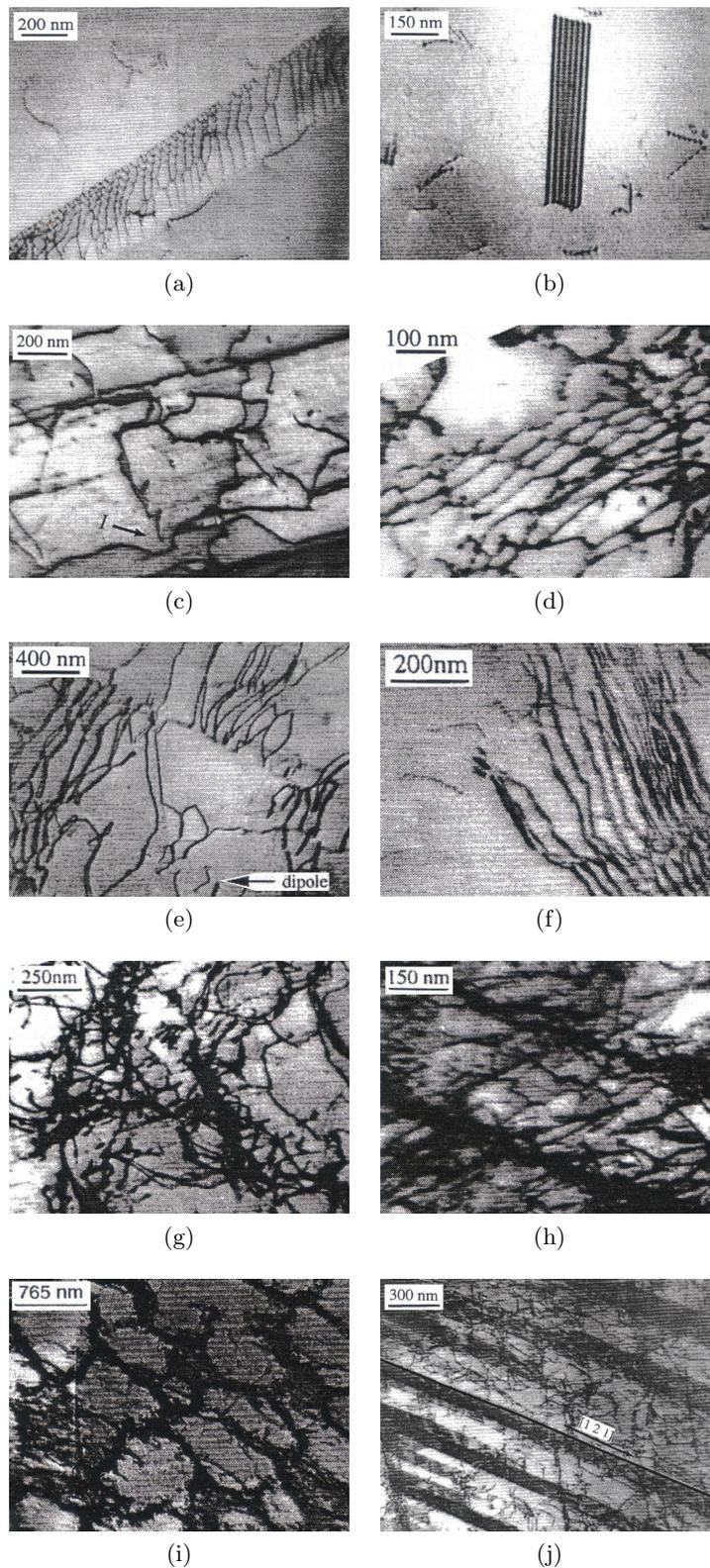


Figure 1.8 – Structures de dislocations observées au MET dans un acier AISI 316L en chargement monotone : a) empilements, b) défauts d'empilement, c) verrous de Lomer-Cottrell, d) grilles, e) dipôles, f) multipôles, g) amas, h) murs, i) cellules, j) macles. (Feaugas, 1999 ; Gaudin, 2002)

d'empilement, etc. (figures 1.8a et 1.8b). Au cours du stade I, plus de 50 % des grains sont en glissement simple (un seul système de glissement activé). Dans les grains sujets au glissement multiple, la présence de verrous et de grilles a été constatée (figures 1.8c et 1.8d). Malgré la faible énergie de faute d'empilement de l'acier AISI 316L, des structures associées aux mécanismes de glissement dévié ont également été identifiées : dipôles et multipôles (figures 1.8e et 1.8f).

Lorsque la déformation plastique atteint 1,5 % (début du stade II, figure 1.7), le glissement passe du stade de glissement simple au stade de glissement multiple. Ce dernier apparaît aux joints de grains et s'étend progressivement à l'intérieur des grains. Les structures de dislocations caractéristiques du glissement planaire disparaissent au profit de structures propres au glissement dévié. Des amas issus de la dégradation des grilles et des verrous se forment (figure 1.8g). Ces derniers sont ensuite progressivement remplacés par des murs puis des cellules (figures 1.8h et 1.8i). Au cours du stade II, la quantité d'amas et de murs atteint son maximum alors que la proportion de cellules augmente de manière continue. Le stade II est également marqué par l'apparition du maillage de déformation (figure 1.8j). Celui-ci s'active lorsqu'une contrainte seuil est franchie. Cette dernière a été évaluée à 390 MPa par Gaudin (2002) à l'aide d'observations au MET. Wu et al. (2007) l'ont estimée à 550 MPa à l'aide de cartographies EBSD réalisées au MEB. La différence entre ces deux valeurs peut s'expliquer par la précision des instruments d'observation utilisés. La résolution du MET permet la détection de macles bien plus petites que les cartographies EBSD.

Au delà de 15 % de déformation (stades III et IV, figure 1.7), les cellules occupent la quasi-totalité des grains. Plus la déformation augmente, plus la taille de ces cellules diminue et plus leur parois s'affinent et se densifient. À la fin du stade III, près de 100 % des grains présentent des macles de déformation. Au cours du stade IV, le nombre de macles continue d'augmenter et leur chevauchement au sein d'un même grain peut alors former de véritables grilles (Byun et al., 2003).

Remarque

Les effets de la température ont été étudiés par Kashyap and Tangri (1995), Byun et al. (2003 ; 2004), Kim et al. (2003) et Hong and Lee (2005).

Pour des températures allant de 20 °C à environ 200 °C et pour celles supérieures à 600 °C, les mécanismes de déformation associés au glissement dévié sont favorisés. Il n'en est pas de même pour les températures intermédiaires où l'activation du vieillissement dynamique favorise le glissement planaire.

Pour des températures inférieures à 20 °C, les structures de dislocations observées sont majoritairement associées au glissement planaire. Notons qu'à -150 °C, les structures de dislocations formées ne suffisent plus à accommoder la déformation. Un autre mécanisme de déformation prend alors le relais. De petites lattes de martensite ϵ d'une largeur d'environ 100 nm se forment sous l'effet du chargement. Cette transformation intervient au début du stade III et provoque une hausse brutale de l'écrouissage suivie d'un plateau qui persiste jusqu'à la fin du stade IV.

1.2.4 Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en traction

Les figures 1.9a et 1.9b présentent respectivement l'évolution de la contrainte macroscopique effective et de la contrainte cinématique, décomposée en deux composantes intra- et intergra-

nulaire au cours des différents stades précédemment décrits (Feugas, 1999). Ces contraintes ont été mesurées lors d'essais de traction suivis de décharges. La contrainte macroscopique effective correspond à $\sigma_0 + R$ et la contrainte cinématique à X . La composante intragranulaire a été déterminée par l'intermédiaire de mesures MET des densités de dislocations associées aux phases dures et molles des structures organisées formées. Le passage micro-macro a été réalisé en utilisant le modèle biphasé de Mughrabi (1981, 1983) et le facteur de Taylor. La composante intergranulaire a été obtenue en retranchant la composante intragranulaire à la contrainte cinématique totale.

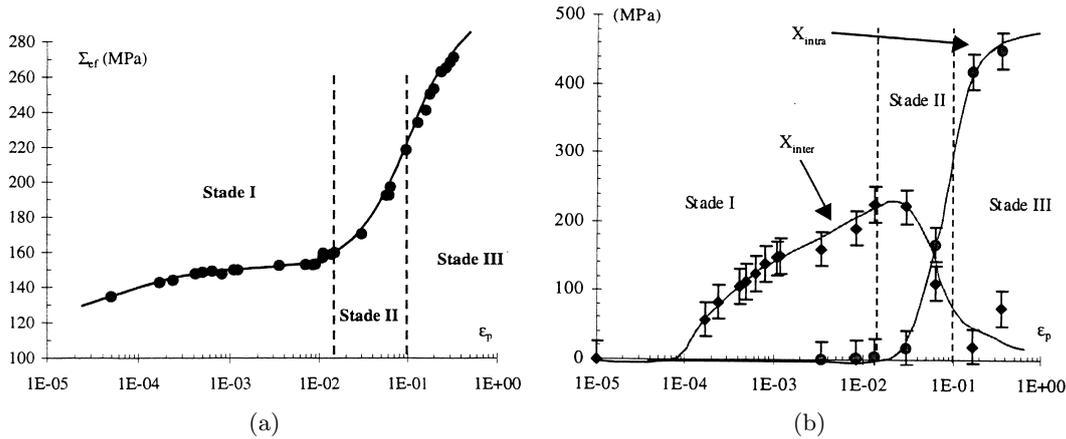


Figure 1.9 – a) Courbe d'évolution de la contrainte macroscopique effective en fonction de la déformation plastique pour un acier AISI 316L (Σ_{ef} correspond à la contrainte macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et ϵ_p à la déformation macroscopique plastique). b) Courbe d'évolution des contraintes cinématiques intra- et intergranulaire en fonction de la déformation plastique pour un acier AISI 316L (X_{intra} et X_{inter} correspondent respectivement aux contraintes cinématiques intra- et intergranulaire). (Feugas, 1999)

Durant les stades I et II, la contrainte résulte principalement de la contrainte effective et de la composante intergranulaire de la contrainte cinématique. Durant les stades III et IV, elle est principalement constituée de la composante intragranulaire de la contrainte cinématique.

En assimilant la contrainte macroscopique effective à l'action des structures de dislocations engendrant des contraintes à courte distance et les contraintes cinématiques intra- et intergranulaire à celle des structures de dislocations conduisant respectivement à la création de contraintes internes intra- et intergranulaires à longue portée, Feugas (1999) relie l'évolution de ces contraintes macroscopiques à celle de la microstructure de dislocations formées au cours du chargement :

- Au cours du stade I, l'augmentation de la contrainte effective correspond à l'activation du glissement simple dans plus de 50 % des grains. Le comportement de ces derniers peut s'apparenter à celui de monocristaux. La contrainte macroscopique effective peut être liée à des interactions coplanaires. Durant ce même stade, la composante intergranulaire de la contrainte cinématique croît de manière plus importante et ce principalement sous l'effet de l'augmentation du nombre d'empilements de dislocations aux joints de grains. Aucune structure hétérogène de dislocations n'étant formée durant le stade I, la composante intragranulaire de la contrainte cinématique reste donc nulle.
- Au cours du stade II, la contrainte macroscopique effective augmente brutalement. Ce

phénomène est lié à l'activation simultanée du glissement multiple et du glissement dévié. La densité de dislocations présente dans les phases molles augmente fortement. Des dipôles et des boucles prismatiques se forment et les processus d'annihilation sont favorisés. La hausse de la contrainte effective peut être liée à un équilibre entre ces phénomènes durcissants et adoucissants. La composante intergranulaire de la contrainte cinématique chute durant le stade II. Cette diminution peut s'expliquer par la formation de structures de dislocations organisées (amas, murs ou cellules) qui relaxent les contraintes en tête d'empilement. Les effets dus à la multiplication de ce type de structures contribuent parallèlement à une hausse de la composante intragranulaire de la contrainte cinématique.

- Au cours du stade III, les processus d'annihilation augmentent. Leurs effets se traduisent par un ralentissement de la hausse de la contrainte macroscopique effective. La composante intergranulaire de la contrainte cinématique continue sa baisse et la composante intragranulaire son augmentation. Ces observations peuvent être attribuées au nombre croissant de cellules formées dans le matériau sous l'effet du chargement.
- Le stade IV n'a pas été étudié.

1.2.5 Influence de la taille de grains sur le comportement mécanique

Une réduction de la taille de grains d'un matériau conduit à l'augmentation de sa contrainte macroscopique d'écoulement. Cette relation a été étudiée par Hall (1951) et Petch (1953). Les résultats de leur travaux ont conduit à la proposition d'une loi dite de Hall (1951) - Petch (1953) :

$$\sigma(\epsilon, T) = \sigma_0(\epsilon, T) + \frac{k_0(\epsilon, T)}{\sqrt{d}}. \quad (1.4)$$

σ correspond à la contrainte macroscopique d'écoulement et d à la taille de grains. σ_0 et k_0 sont les deux paramètres de la loi. Ils dépendent tous deux de la déformation appliquée ϵ et de la température T . σ_0 est communément considéré comme la contrainte de friction s'opposant au déplacement des dislocations et k_0 peut être vu comme la résistance des joints de grains à la transmission du glissement.

Les aciers de type AISI 316L sont sujets à l'effet de taille de grains. La figure 1.10a présente les courbes de contrainte/déformation rationnelles d'un acier AISI 316L obtenues par des essais de traction pour différentes tailles de grains et la figure 1.10b les courbes d'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la grandeur $1/\sqrt{d}$ pour différents niveaux de déformation (Kashyap and Tangri, 1995).

Feugas and Haddou (2003) et Haddou et al. (2001) ont étudié pour un acier AISI 316L l'évolution des structures de dislocations en traction lorsque la taille de grains change. Ils ont constaté que l'activation du glissement multiple et dévié est favorisé lorsque la taille de grains diminue. De la même manière que celle décrite précédemment (partie 1.2.4), ces mêmes auteurs ont pour différentes tailles de grains cherché à relier l'évolution des contraintes macroscopique effective et cinématiques intra- et intergranulaire mesurées (figure 1.11) aux structures de dislocations formées lors des quatre stades d'écrouissage observés (figure 1.7).

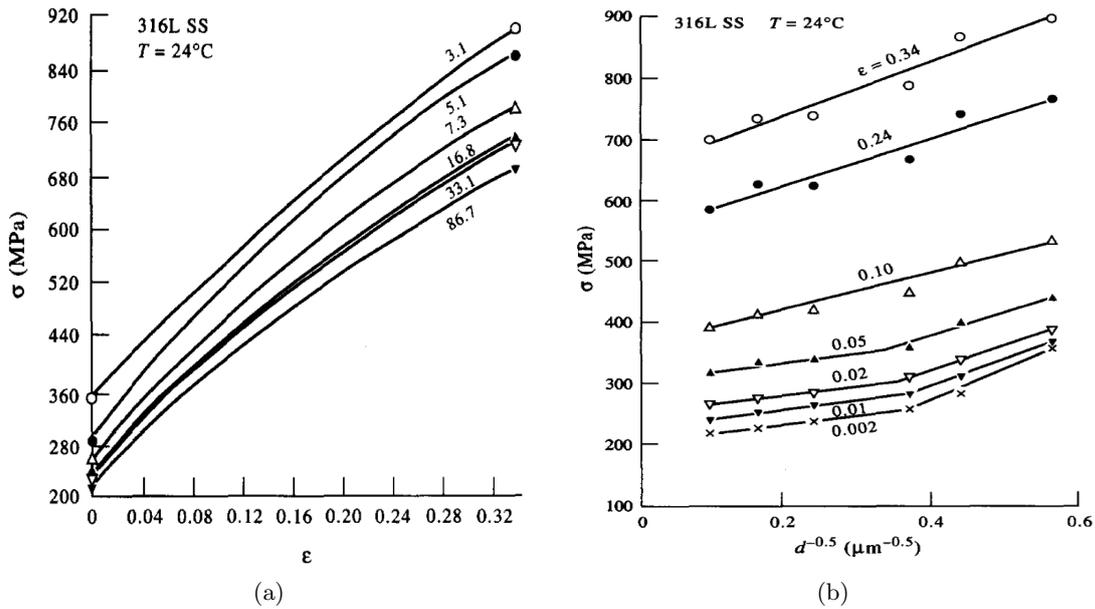


Figure 1.10 – a) Courbes de contrainte/déformation rationnelles d'un acier AISI 316L pour différentes tailles de grains. b) Courbe d'évolution de la contrainte macroscopique d'écoulement en fonction de $1/\sqrt{d}$ pour différents niveaux de déformation (courbe associée à celle de la figure 1.10a). (Kashyap and Tangri, 1995)

La contrainte macroscopique effective est peu sensible à l'effet de taille de grains. Au cours des différents stades, cette dernière est néanmoins plus importante dans les grains de petite taille. Cette augmentation peut s'expliquer au niveau microscopique par la réduction du libre parcours moyen des dislocations.

La contrainte interne est la plus affectée par l'effet Hall (1951) - Petch (1953) :

- Au cours des stades I et II, la diminution de la taille de grains s'accompagne d'une augmentation de la contrainte cinématique, principalement due à une hausse de la composante intergranulaire. Ces observations peuvent s'expliquer par le fait qu'une diminution de la taille de grain conduit à une augmentation du nombre d'empilements de dislocations au niveau des joints de grains. Ces empilements peuvent former une couche dense en terme de dislocations au niveau des interfaces lorsque les grains sont de petites tailles. Macroscopiquement, Kashyap and Tangri (1995) arrive aux mêmes conclusions. Pour de faibles niveaux de déformation, ils ont montré que la courbe d'évolution de la contrainte en fonction de la taille de grains est bilinéaire et que le paramètre k_0 associé à la résistance des joints de grains au glissement est plus important pour les petits grains que pour les gros.
- Au cours des stades suivants, l'influence de la composante intergranulaire de la contrainte cinématique décroît. L'augmentation de la contrainte cinématique qui accompagne la taille de grains est alors due à une hausse de la composante intragranulaire. Plus la taille de grains diminue, plus les cellules formées sont petites et plus leur parois sont fines et denses. C'est cette diminution de la taille des cellules avec la taille de grains qui peut expliquer l'augmentation de la composante intragranulaire de la contrainte cinématique. La diminution de la taille des sous-structures de dislocations peut en effet être reliée à une augmentation la contrainte d'écoulement. Kuhlmann-Wilsdorf (1989) a d'ailleurs pro-

posé une relation inspirée celle de Hall (1951) - Petch (1953) reliant la taille de ces sous-structures λ à la cission réduite τ :

$$\tau = \tau_0 + \beta \mu \frac{b}{\sqrt{\lambda}}. \quad (1.5)$$

τ_0 correspond à la cission réduite initiale, μ au module de cisaillement et b à la norme du vecteur de Burgers.

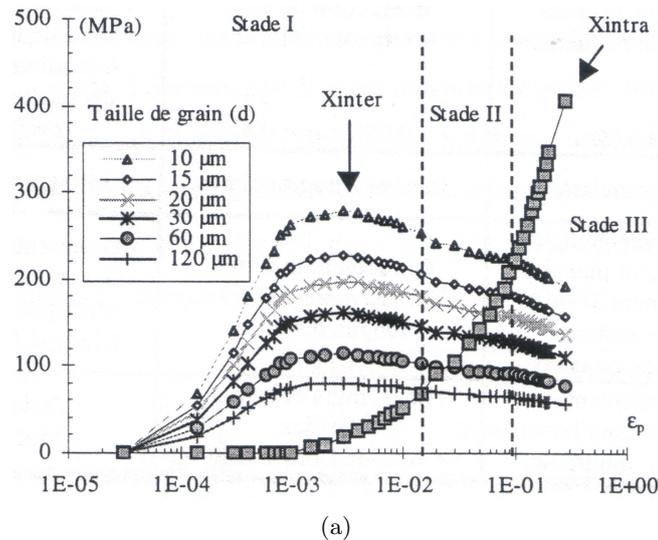


Figure 1.11 – Évolution des contraintes cinématiques intra- et intergranulaire en fonction de la déformation plastique et de la taille de grain pour un acier AISI 316L (X_{intra} et X_{inter} correspondent respectivement aux contraintes cinématique intra- et intergranulaires et ϵ_p à la déformation macroscopique plastique). (Feaugas and Haddou, 2003)

Remarque

Pour le « mécanicien », il est actuellement impossible de tenir compte de la résistance des joints de grains au glissement. Aussi dans les modèles de plasticité cristalline, l'effet de taille de grains est introduit par l'intermédiaire de longueurs internes. La définition de ces longueurs internes est encore sujet à débat et varie donc selon les modèles. Pour ceux utilisant la densité de dislocations comme variable interne, les nouvelles longueurs internes introduites modifie le libre parcours moyen des dislocations et donc l'évolution de la densité de dislocations.

1.3 Fatigue oligocyclique des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN

Dans cette partie, nous nous intéresserons tout d'abord au comportement cyclique des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN ainsi qu'aux mécanismes de déformation pilotant leur comportement. Nous nous concentrerons ensuite sur les phénomènes conduisant à l'amorçage des fissures.

1.3.1 Comportement mécanique en fatigue et microstructure de dislocations

Les études menées sur la fatigue oligocyclique des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN ont permis de caractériser de manière précise leur comportement mécanique macroscopique et les mécanismes de déformation le pilotant. Elles ont été réalisées pour la plupart à partir d'essais pilotés en amplitude de déformation totale imposée, $\frac{\Delta\epsilon}{2} = \frac{\epsilon_{max} - \epsilon_{min}}{2}$, ou en amplitude de déformation plastique imposée, $\frac{\Delta\epsilon_p}{2} = \frac{\epsilon_{p\ max} - \epsilon_{p\ min}}{2}$.

1.3.1.1 Courbe d'écroissage cyclique et microstructure de dislocations après stabilisation des boucles d'hystérésis

Au cours du cyclage, la courbe contrainte/déformation évolue, puis après un certain nombre de cycles, les boucles d'hystérésis se stabilisent. La courbe d'écroissage cyclique décrit l'évolution de l'amplitude des contraintes du cycle stabilisé $\frac{\Delta\sigma}{2} = \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{2}$ en fonction de l'amplitude de déformation imposée ($\Delta\epsilon/2$ ou $\Delta\epsilon_p/2$). La figure 1.12 présente cette courbe déterminée pour un acier AISI 316L (Gaudin, 2002). Elle y est comparée à la courbe de traction ($\sigma = f(\epsilon_p)$).

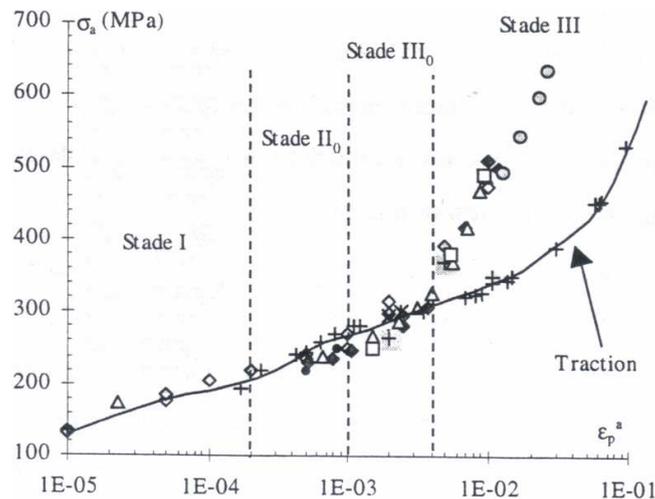


Figure 1.12 – Courbe d'écroissage cyclique et courbe de traction de l'acier AISI 316L (σ_a correspond à $\Delta\sigma/2$ et $\epsilon_p a$ à $\Delta\epsilon_p/2$ pour les essais de fatigue, et σ_a correspond à σ et $\epsilon_p a$ à ϵ_p pour l'essai de traction) (Gaudin, 2002)

Jusqu'à 0,4 % de déformation plastique, les deux courbes se confondent. Au-delà de cette valeur, un écroissage cyclique différent de l'écroissage en déformation monotone peut être observé. Comme dans le cas de chargements monotones, différents stades, caractérisés par des mécanismes de déformation propres peuvent être observés. Par rapport aux quatre stades identifiés par Feaugas (1999) en chargement monotone (stade I, II, III et IV), deux nouveaux stades ont été identifiés par Gaudin (2002) en fatigue : les stades II_0 et III_0 . Ils se distinguent par la présence de structures de dislocations différentes. Ces stades ont été identifiés pour un polycristal d'acier AISI 316L. Ils ne doivent pas être confondus avec les trois stades qu'il est possible d'identifier sur les courbes d'écroissage cyclique des monocristaux. Notons que l'évolution des structures de dislocations présentée ci-dessous correspond à des structures observées après stabilisation des boucles d'hystérésis. L'influence du nombre de cycles sera détaillée dans la partie suivante (partie 1.3.1.2).

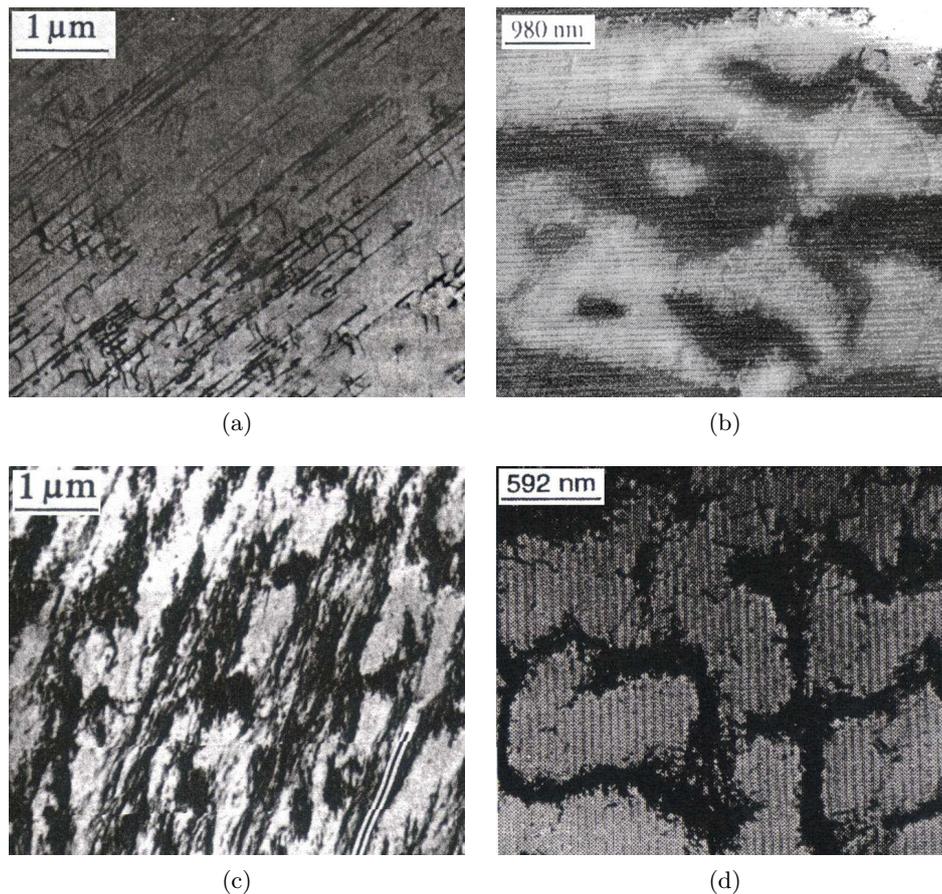


Figure 1.13 – Structures de dislocations observées au MET dans un acier AISI 316L en chargement cyclique : a) bandes de glissement planaire (Obrtlík et al., 1994), b) veines (Gaudin, 2002), c) bandes persistantes de glissement (Kruml et al., 1997), d) labyrinthes (Gaudin, 2002).

Le stade I ($\Delta\epsilon_p/2 < 0,02\%$, figure 1.12) est caractérisé par du glissement simple planaire. Ce mécanisme de déformation est principalement observé pour les orientations dont le facteur de Schmid est important ($\geq 0,45$). La présence d'empilements de dislocations et de fautes d'empilement traduit une grande réversibilité du glissement (Obrtlík et al., 1994 ; Li and Laird, 1994a ; Li and Laird, 1994b). Outre les structures de dislocations observées lors de chargements monotones, des bandes de glissement planaire apparaissent (Gerland et al., 1989 ; Obrtlík et al., 1994 ; Gerland et al., 1997 ; Kruml et al., 1997). Elles sont parallèles au plan de glissement primaire et sont formées principalement de dislocations appartenant au système de glissement primaire. Ces dislocations sont arrangées de manière irrégulière sous forme de rubans discontinus (figure 1.13a). Lorsque la déformation imposée augmente, ces rubans se densifient laissant apparaître des régions pauvres en terme de densité de dislocations. Ces bandes de glissement planaire sont associées à la localisation de la déformation (Kruml et al., 1997). De nombreux dipôles ainsi que de nombreuses boucles de dislocations ont également été identifiées et dans certains grains, le glissement multiple est activé.

Au cours du stade II_0 ($0,02\% \leq \Delta\epsilon_p/2 < 0,1\%$, figure 1.12), les arrangements planaires disparaissent progressivement l'effet du glissement dévié. Les bandes de glissement observées au cours du stade I se densifient et interagissent pour former des structures imparfaites de type veine (Gerland et al., 1989 ; Obrtlík et al., 1994 ; Gerland et al., 1997 ; Kruml et al., 1997). Ces

structures se composent de parois denses en termes de dislocations et de zones ayant une faible densité de dislocations (figure 1.13b). Lorsque la déformation augmente la structure des veines s'affine. Les structures de veines imparfaites interagissent avec des rubans de dislocations et peuvent former des bandes persistantes de glissement (Gerland et al., 1989 ; Obrtlík et al., 1994 ; Gerland et al., 1997 ; Kruml et al., 1997). Ces structures diffèrent des dislocations ou des structures de dislocations constituant la matrice. Les bandes de glissement persistantes (Persistent Slip Bands, PSB) sont orientées selon les plans de glissement $\{111\}$ et forment des structures en échelle qui alternent, de manière régulière, des rubans de dislocations et des zones contenant peu de dislocations (figure 1.13c). Les rubans observés sont constitués de dipôles et de multipôles de dislocations coin. Ils forment des échellons perpendiculaires au vecteur de Burgers associé au système de glissement en activité. Les zones à faible densité de dislocations forment des canaux constitués majoritairement de dislocations vis. C'est le mouvement de va-et-vient de ces dislocations qui porte la majeure partie de la déformation. Les veines et les bandes persistantes de glissement se transforment progressivement lorsque le niveau de déformation imposée continue à augmenter et des cellules aux contours imparfaits apparaissent alors.

Le stade III₀ ($0,1\% \leq \Delta\epsilon_p/2 < 0,4\%$, figure 1.12) est associé à des structures de type bandes persistantes de glissement, labyrinthes et cellules (Gerland et al., 1989 ; Obrtlík et al., 1994 ; Gerland et al., 1997 ; Kruml et al., 1997). Les labyrinthes proviennent de l'interaction entre bandes persistantes de glissement et se composent de zones ayant une faible densité de dislocations, zones délimitées par des murs généralement plus fins que ceux des veines et perpendiculaires aux plans de glissement principaux (figure 1.13d). Les labyrinthes sont présents en faible quantité. Trois types de cellules peuvent être identifiées : les cellules dont les murs sont parallèles aux plans de glissement, les cellules équiaxes et les cellules n'ayant pas de caractère cristallographique particulier. Les cellules cohabitent au sein d'un même grain avec des bandes persistantes de glissement. Ces bandes persistantes de glissement peuvent être formées dans l'acier AISI 316L des agglomérats, appelés macrobandes, semblables à celles identifiées par Polák et al. (1988b) dans des monocristaux de cuivre. Lorsque la déformation imposée augmente, les cellules s'affinent et se densifient et leur taille diminue.

Le stade IV ($\Delta\epsilon_p/2 \geq 0,4\%$, figure 1.12) est principalement caractérisé par de petites cellules désorientées les unes par rapport aux autres ($\pm 2^\circ$). Le maillage de déformation apparaît également au cours de ce stade.

Remarques

Kruml et al. (1997) comparent les bandes de glissement planaires qu'ils ont identifiées dans l'acier AISI 316L à celles observées dans des monocristaux d'alliage cuivre aluminium sollicités en fatigue par Buchinger et al. (1986) et nommées par Laird (1996) bandes persistantes de Lüders. Caractéristiques des alliages à relativement faible énergie de faute d'empilement et des alliages présentant de l'ordre à courte distance, ces structures forment des bandes dont la densité de dislocations est importante. Bien qu'elles diffèrent peu des arrangements planaires constituant la matrice environnante, leur capacité à accommoder les contraintes est plus importante. Elle reste néanmoins inférieure à celle des bandes persistantes de glissement. De ce fait, leur caractère « persistant » est peu marqué et ces structures tendent souvent à se transformer en bandes persistantes de glissement lorsque le niveau de déformation imposée ou le nombre de cycles augmente.

Les structures de dislocations (veines, bandes persistantes de glissement, labyrinthes et cellules) observées dans les aciers de type AISI 316L et AISI 316LN sont pour la plupart, moins fines et moins nettes que celles observées dans les mono- et polycristaux de cuivre. De plus, elles se forment pour des niveaux de déformation imposés plus importants (Ackermann et al., 1984 ; Polák et al., 1992). Ces phénomènes s'expliquent par la faible énergie de faute d'empilement des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN qui favorise le glissement planaire. En entravant ainsi le glissement dévié, la formation des structures de dislocations caractéristiques de la fatigue est ralentie et le stade I prolongé.

1.3.1.2 Comportement mécanique cyclique et évolution de la microstructure de dislocations en cours d'essai

Si les structures de dislocations formées en fatigue oligocyclique dépendent de l'amplitude de déformation imposée, elles évoluent également en cours d'essai. Ceci influe sur le comportement mécanique du matériau et s'observe relativement bien sur les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ en fonction du nombre de cycles N (figure 1.14a) :

- Pour de faibles niveaux de déformation imposée ($\Delta\epsilon_p/2 \leq 0,01\%$), l'acier AISI 316L est sujet à un durcissement cyclique avant stabilisation des boucles d'hystérésis (stade que l'on appelle communément plateau).
- Entre 0,01 et 1 %, le durcissement cyclique est suivi d'un adoucissement puis d'un plateau.
- Pour des niveaux supérieurs à 1 %, l'adoucissement cyclique est éliminé. Après une période de durcissement cyclique, les boucles d'hystérésis se stabilisent et, lorsque la déformation imposée est réellement importante, un durcissement secondaire apparaît.

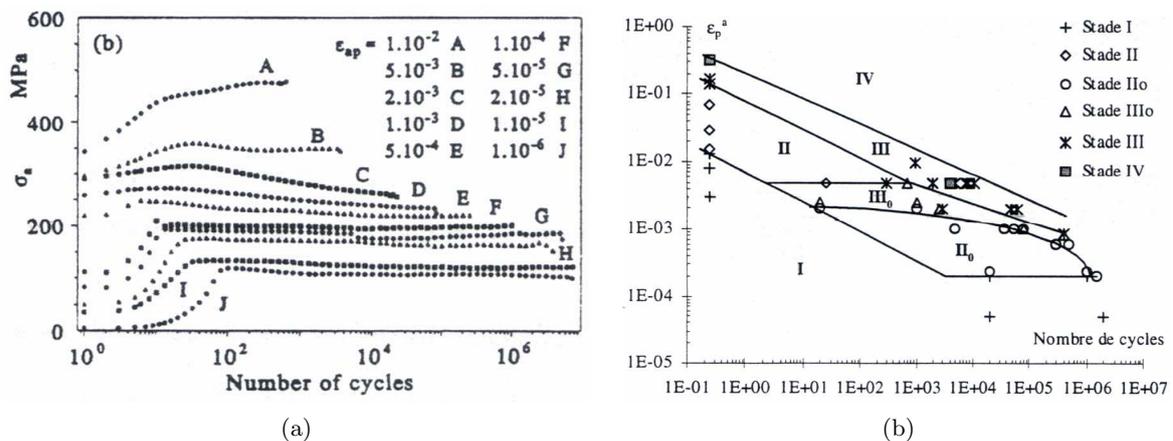


Figure 1.14 – a) Courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour un acier AISI 316L (σ_a correspond à $\Delta\sigma/2$). (Polák et al., 1994) b) Évolution des structures de dislocations en fonction de l'amplitude de déformation imposée et du nombre de cycles pour un acier AISI 316L (ϵ_p correspond à $\Delta\epsilon_p/2$). (Gaudin, 2002)

L'influence de la texture sur le comportement cyclique de l'acier 316L a été étudié par Mineur et al. (2000). Lorsque le matériau est orienté de manière à ce que les grains soient majoritairement en glissement simple (orientation dite molle), les courbes d'évolution de la contrainte en fonction du nombre de cycles se situent en dessous de celles obtenues lorsque le matériau

est orienté de manière à ce que les grains soient en glissement multiple (orientation dite dure). La texture n'a, par contre, pas d'effet sur la durée de vie, sur la durée des différents stades ou sur la manière dont évolue la contrainte au cours de ces derniers.

Un précrouissage de l'acier AISI 316L conduit à une quasi-disparition du durcissement primaire ainsi qu'à une généralisation de l'adoucissement cyclique quel que soit le niveau de déformation appliquée. Lorsqu'un matériau écroui est sollicité en fatigue, les premiers cycles conduisent à un réorganisation des structures, phénomène adoucissant. Le durcissement secondaire apparaît pour des niveaux de déformation imposée plus faibles que pour les matériaux non écrouis et fait intervenir des phénomènes de transformations martensitiques (Hong and Lee, 2005 ; Hong et al., 2007).

L'évolution des structures de dislocations en fonction du nombre de cycles et de l'amplitude de déformation imposée pour l'acier AISI 316L a été décrite par Gaudin (2002) (figure 1.14b). De manière générale, une augmentation du nombre de cycles conduit aux mêmes effets qu'une légère augmentation de la déformation imposée :

- Pour des niveaux de déformation imposée faibles, la fraction de structures planaires croît en fonction du nombre de cycles.
- Pour des niveaux plus forts, ces structures interagissent et forment des veines et des bandes persistantes de glissement.
- Pour des niveaux encore supérieurs, les structures de types veine et bande persistante de glissement se transforment progressivement en labyrinthes et cellules, et le maillage de déformation apparaît.

Il est important de noter que les frontières délimitant les mécanismes de déformation ne sont pas des frontières exactes. Les grains analysés présentent souvent en raison de leurs orientations cristallines et de l'interaction avec les grains voisins des hétérogénéités de champs mécaniques conduisant pour un même niveau de déformation imposée et un même nombre de cycles, à des structures de dislocations variées évoluant lentement. Outre ces effets, la composition chimique joue aussi un rôle important. Celles des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN variant dans des gammes relativement larges, les domaines associés aux différents mécanismes peuvent être décalés. En effet, il a été montré qu'une augmentation de la teneur en azote favorise le glissement planaire et augmente la durée de vie (Vogt et al., 1984 ; Polák et al., 2001b ; Kim et al., 2003). Elle conduit non seulement à une baisse de l'énergie de faute d'empilement mais favorise aussi l'ordre à courte distance (Douglass et al., 1964 ; Murayama et al., 1999). Les effets d'environnement interviennent également. Lorsque le matériau est sollicité sous vide plutôt que sous air, la durée de vie augmente et les structures de dislocations sont plus fines et mieux dessinées (Gerland et al., 1989 ; Gerland et al., 1997).

1.3.1.3 Contraintes macroscopique effective et cinématique en fatigue oligocyclique

Si les mécanismes de déformation évoluent en fonction de la déformation imposée et du nombre de cycles, les contraintes macroscopique effective et cinématique évoluent elles aussi en fonction de ces deux variables.

Polák et al. (1996a, 2001a, 2001b) et Gaudin (2002) ont déterminé, à partir de l'analyse des boucles d'hystérésis, ces différentes composantes de la contrainte pour différents niveaux de déformation imposée et à différents nombres de cycles. Ils ont ensuite cherché à relier leurs évolutions à celle des structures de dislocations formées sous l'effet de la sollicitation cyclique.

Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction de l'amplitude de déformation imposée après stabilisation des boucles d'hystérésis

À partir des boucles d'hystérésis du cycle stabilisé, Gaudin (2002) a déterminé de la même manière que Feugas (1999) en traction (partie 1.2.4) les contraintes macroscopique effective et cinématiques intra- et intergranulaire. Leur évolution en fonction de l'amplitude de déformation imposée est présentée sur la figure 1.15. Elles y sont comparées à celles déterminées par Feugas (1999). En assimilant la contrainte macroscopique effective à l'action des structures de dislocations engendrant des contraintes à courte distance et les contraintes cinématiques intra- et intergranulaire à celle des structures de dislocations conduisant respectivement à la création de contraintes internes intra- et intergranulaires à longue portée, il a relié l'évolution de ces composantes en fonction de l'amplitude de déformation aux structures de dislocations qu'il a pu identifier au cours des stades I, II₀, III₀ et IV (figure 1.12).

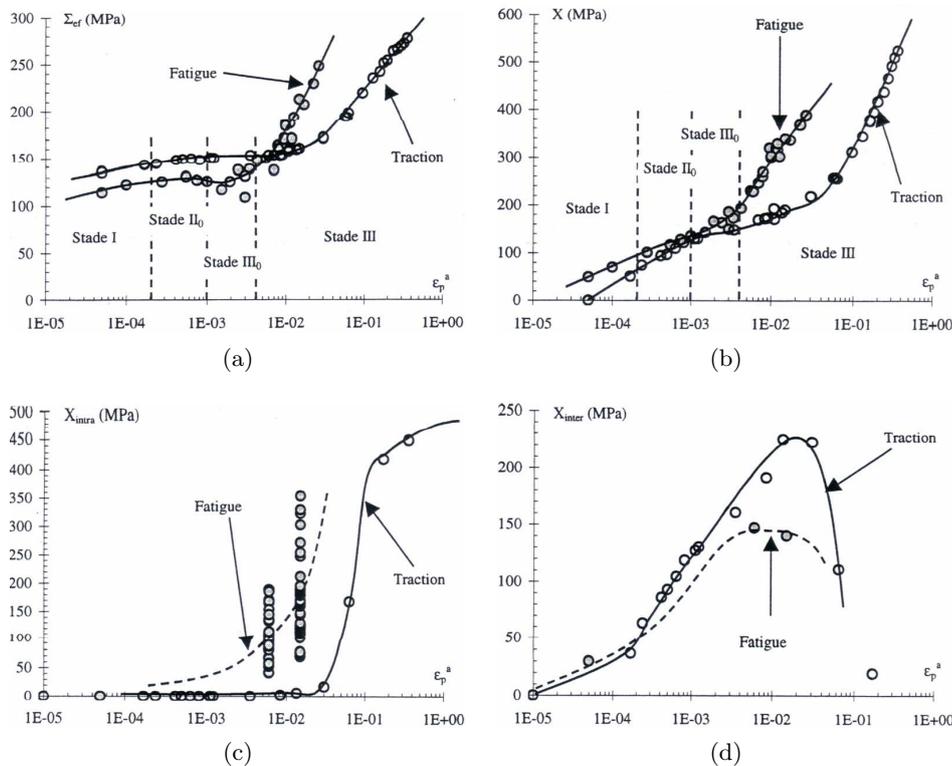


Figure 1.15 – Évolution des composantes de la contrainte en fonction de l'amplitude de déformation imposée pour le cycle stabilisé (acier AISI 316L) : a) contrainte macroscopique effective, b) contrainte cinématique c) contrainte cinématique intergranulaire, d) contrainte cinématique intragranulaire, (Σ_{ef} correspond à la contrainte macroscopique effective, X à la contrainte cinématique, X_{inter} à la contrainte cinématique intergranulaire, X_{intra} à la contrainte cinématique intragranulaire et ϵ_p^a à $\Delta\epsilon_p/2$). (Gaudin, 2002)

Le stade I est caractérisé par des contraintes macroscopique effective et cinématique inférieures à celles observées en traction. L'essentiel de la contrainte est portée par les contraintes effective et cinématique intergranulaire. La contrainte macroscopique effective augmente sous l'effet de la production de dislocations et peut également être attribuée à des mécanismes de ba-

layage de dipôles. La contrainte cinématique intergranulaire contribue le plus fortement durant ce stade, principalement à cause du nombre croissant d'empilements de dislocations observés aux joints de grains.

Au cours des stades II_0 et III_0 , la contrainte macroscopique effective reste inférieure à celle calculée en traction. Ceci peut s'expliquer par le fait que la sollicitation cyclique favorise le glissement dévié et donc l'annihilation de dislocations, qui est un mécanisme adoucissant. Le stade II_0 caractérisé par la transition du glissement planaire au glissement dévié voit augmenter progressivement la contrainte cinématique. Cette dernière est égale à celle observée en traction lors de la transition entre les stades II_0 et III_0 . L'apparition des structures de type veine et surtout celles de type bande persistante de glissement au cours du stade II_0 relaxe progressivement les contraintes en tête d'empilement et peut être associée au ralentissement de la croissance de la contrainte cinématique intergranulaire. Ces structures contribuent en même temps à une légère augmentation de la contrainte cinématique intragranulaire. Au cours du stade III_0 , la contrainte cinématique devient supérieure à celle calculée en traction. La formation de cellules peut expliquer la chute de sa composante intergranulaire et à l'augmentation importante de sa composante intragranulaire.

Le stade IV se caractérise par des contraintes macroscopique effective et cinématiques supérieures à celles observées en traction. La contrainte macroscopique effective augmente plus rapidement en fatigue sans doute à cause des nombreux défauts (lacunes, boucles, dipôles) que génère la sollicitation cyclique. La contrainte cinématique intragranulaire porte l'essentiel de la contrainte, laquelle est inversement proportionnelle à la taille des cellules formées.

Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction de l'amplitude de déformation imposée au cours des cycles

L'évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique de l'acier AISI 316L en fonction du nombre de cycles a été étudiée par Polák et al. (1996a ; 2001a ; 2001b). Elle est présentée sur la figure 1.16a pour un essai de fatigue piloté avec une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$.

Pour ce niveau de déformation imposée, la courbe d'évolution de la contrainte en fonction du nombre de cycles montre que l'acier AISI 316L est successivement sujet à :

- un durcissement cyclique (jusqu'à 10 cycles),
- un adoucissement cyclique (entre 10 et environs 300 cycles),
- une stabilisation des boucles d'hystérésis, un stade que l'on appelle communément plateau (qui s'étend jusqu'à la rupture de l'éprouvette).

La contrainte macroscopique effective diminue jusqu'à environ 300 cycles et une fois ce nombre de cycles atteint, elle se stabilise. La contrainte cinématique augmente durant les 50 – 60 premiers cycles, diminue légèrement jusqu'à 300 cycles puis se stabilise. Cette dernière est supérieure à la contrainte macroscopique effective. Au regard de son évolution c'est elle qui pilote principalement celle de l'amplitude des contraintes et ce même si la diminution de la contrainte macroscopique effective contribue de manière importante à l'adoucissement cyclique observé.

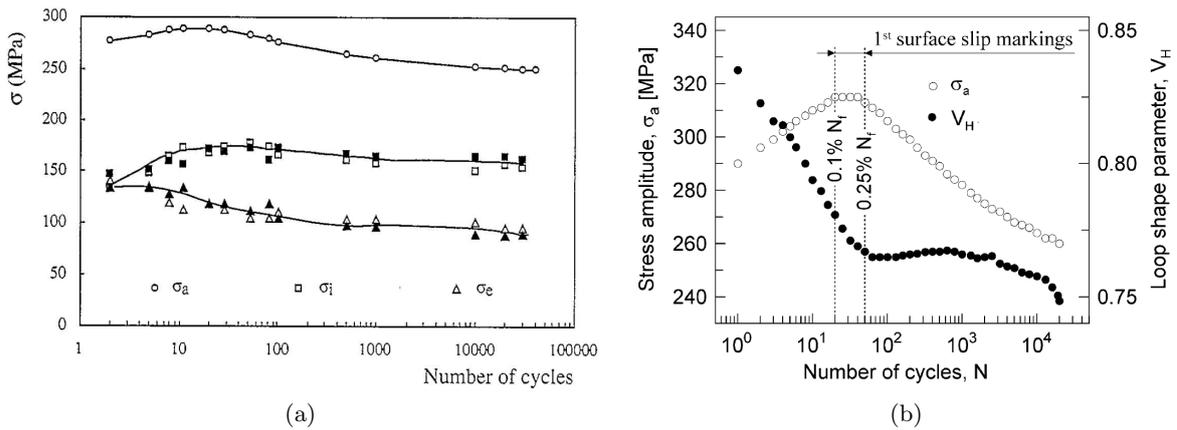


Figure 1.16 – a) Courbes d'évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombre de cycles pour un acier AISI 316L (σ correspond à $\Delta\sigma/2$, σ_e aux contraintes macroscopiques effectives et σ_i aux contraintes cinématiques). (Polák et al., 1996a) b) Courbe d'évolution du facteur de forme V_h des boucles d'hystérésis en fonction du nombre de cycles pour un acier AISI 316L (σ_a correspond à $\Delta\epsilon/2$). (Polák et al., 1994)

L'évolution de ces composantes peut être reliée aux différentes structures de dislocations observées en microscopie électronique à transmission (parties 1.3.1.1 et 1.3.1.2). La diminution de la contrainte macroscopique effective et l'augmentation de la contrainte cinématique en début d'essai peuvent être associées à une forte création de dislocations qui s'empilent au niveau des joints et grain et/ou s'organisent à l'intérieur du grain. La stabilisation de la contrainte cinématique puis sa diminution coïncident avec l'apparition des premières bandes persistantes de glissement. Elles accommodent de manière importante les efforts dus à la sollicitation cyclique, relaxent les contraintes en tête d'empilement et portent la majeure partie de la déformation. C'est à leur formation et leur activité que de nombreux auteurs attribuent le phénomène d'adoucissement cyclique. Il correspond pour l'acier AISI 316L à une diminution simultanée des contraintes macroscopique effective et cinématique. Le développement des bandes persistantes de glissement se manifeste également par un changement du coefficient de forme des boucles d'hystérésis : V_h (figure 1.16b). Ce dernier initialement proposé par Mughrabi (1978) a été évalué par Polák et al. (1994) lors d'essais de fatigue sur un acier AISI 316L. Il atteint un minimum pour environ 30 – 40 cycles lorsque l'amplitude de déformation imposée est proche de $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$. Il traduit une localisation de la déformation comme l'ont montrée des études menées sur des monocristaux de cuivre (Witmer et al., 1987; Polák et al., 1988a). L'apparition du plateau, correspondant à la stabilisation des deux composantes de la contrainte, peut s'expliquer par un équilibre entre les phénomènes adoucissants et durcissants qui résultent de l'activité des structures de dislocations formées ou encore d'un effet combiné de la relaxation des contraintes en tête d'empilement et de l'augmentation du nombre de structures organisées.

1.3.1.4 Influence de la température

En fatigue, la température est un facteur important qui modifie le comportement mécanique macroscopique et les mécanismes de déformation des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN. L'influence des basses températures a été étudiée par Botshekan et al. (1998), Vogt et al. (1990), Vogt et al. (1993) et Kruml et al. (2000), et celles des hautes températures par Alain et al. (1997)

et Gerland et al. (1997).

Par rapport à la température ambiante, les basses températures favorisent le glissement planaire. À -196 °C , des empilements de dislocations et des défauts d'empilement peuvent être observés. La déformation est très localisée dans de fines bandes de glissement planaire, même pour de forts niveaux de déformation imposée. Plus la température diminue, plus le mouvement des dislocations est difficile au sein de ces bandes. Un autre mode de déformation peut alors prendre le relais : la transformation martensitique (figure 1.17a). Des lattes de martensite ϵ et des îlots de martensite α ont été identifiés. Les lattes naissent de l'interaction entre les fautes d'empilement et les plans $\{111\}$. Leur nombre s'accroît en fonction du niveau de déformation. Les îlots naissent de l'intersection de différentes lattes de martensite ϵ . Leur nombre augmente lorsque le niveau de déformation augmente mais de manière moins rapide que les lattes. L'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles est similaire à celle observée à température ambiante pour de faibles amplitude de déformation. La transformation martensitique peut conduire à l'apparition d'un durcissement secondaire.

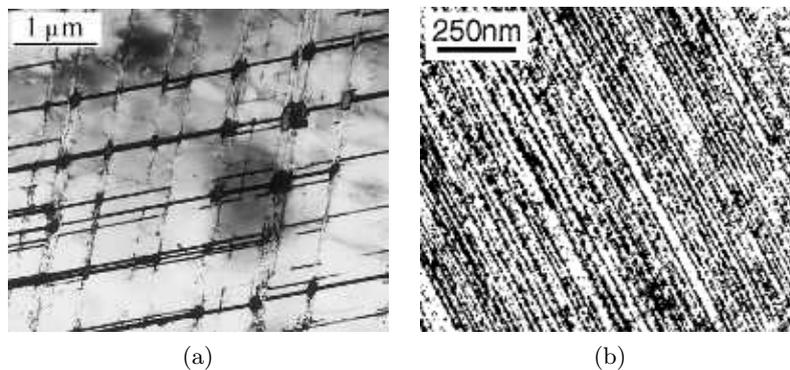


Figure 1.17 – a) Lattes de martensite ϵ et îlots de martensite α formés lors d'un essai de fatigue piloté avec une amplitude de déformation de $\Delta\epsilon_p/2 = 1,6\%$ à basse température pour un acier AISI 316LN (Kruml et al., 2000). b) Structures de Corduroy formées lors d'un essai de fatigue piloté avec une amplitude de déformation de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,2\%$ à 400 °C pour un acier AISI 316L (Gerland et al., 1997).

Les températures situées entre 20 et 200 °C favorisent les mécanismes de glissement dévié. Ces températures accentuent la formation de veines, de bandes persistantes de glissement, de labyrinthes et surtout de cellules. Le durcissement secondaire apparaît ainsi pour des niveaux de déformation imposée plus faibles qu'à température ambiante. Il est lié à la transformation de bandes persistantes de glissement en labyrinthes ou en cellules, et/ou à l'affinement et la densification des cellules et la réduction de leur taille.

Pour des températures plus importantes (entre 300 et 400 °C), des phénomènes de vieillissement dynamique font leur apparition. Ils favorisent le glissement planaire et conduisent à la formation de structures de dislocations appelées structures Corduroy (figure 1.17a). Ces dernières se présentent sous la forme de murs de dislocations alignés sur les plans $\{111\}$ et constitués de petites boucles de dislocations et de débris. Ces murs se différencient des bandes persistantes de glissement dont les murs (les échelons) sont perpendiculaires aux directions $\langle 110 \rangle$ et sont constitués de dislocations coin. Les structures Corduroy ne se forment pas dès le début de la sollicitation cyclique mais semblent plutôt naître de la destruction des bandes de glissement

planaire ou des veines, voire de la fragmentation de dipôles. Les quantités les plus importantes de ces structures ont été observées à 400 °C. Pour un nombre de cycles fixé, plus l'amplitude de déformation augmente, moins les structures Corduroy sont nombreuses et plus les cellules de dislocations sont présentes. Lorsque le niveau de déformation imposée est faible, l'augmentation du nombre de cycles conduit à une dégradation des structures planaires formées au début de l'essai et à la formation des structures Corduroy. Lorsque le niveau de déformation imposée est important, l'augmentation du nombre de cycles conduit à l'augmentation du nombre de structures Corduroy et du nombre de cellules. Le durcissement secondaire observé à 300 et 400 °C est dû à la formation des structures Corduroy. Deux remarques peuvent être faites :

- Les cellules observées sont moins bien formées qu'à température ambiante. Les mécanismes de déformation planaire sont donc favorisés à ces températures intermédiaires.
- Sous vide, la durée de vie est plus importante à 300 °C qu'à température ambiante ou qu'à hautes températures. Le glissement planaire a donc un effet bénéfique. Mais cet effet est tout de même réduit par le durcissement important qu'engendrent les structures Corduroy. Une telle augmentation de la durée de vie n'est pas observable lors d'essais à l'air, en raison des phénomènes d'oxydation.

Les températures supérieures ou égales à 600 °C (soit $T/T_f \approx 0,4$) favorisent les mécanismes de glissement dévié mais de manière plus importante que les températures situées entre 20 et 200 °C.

1.3.2 Amorçage des fissures de fatigue oligocyclique

1.3.2.1 Nature des sites d'amorçage

L'amorçage des fissures est un stade important dans la vie d'un matériau sollicité en fatigue et la surface y joue un rôle tout particulier. Les surfaces libres sont des zones favorables à l'apparition de fissures et ceci pour différentes raisons :

- La surface est soumise aux effets d'environnement.
- Les grains de surface sont moins contraints que ceux au cœur du matériau et représentent donc des sites préférentiels pour le développement des dislocations.
- La surface rend le mouvement des dislocations plus facile et permet la formation de relief.

Les aciers de type AISI 316L et AISI 316LN contiennent peu de défauts et les fissures s'amorcent généralement en surface. Avec les récents moyens d'observation, microscope électronique à balayage (MEB) et microscope à force atomique (AFM) notamment, il a été montré que les premières fissures de fatigue oligocyclique apparaissent à la surface au cours des 5 à 25 premiers pourcents de la durée de vie de l'acier. Ce n'est que durant les 5 à 10 derniers pourcents qu'une fissure principale se propage à travers le volume du matériau conduisant ainsi à sa rupture.

La nature des sites d'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316L a été étudiée par Mineur et al. (2000) pour une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,2\%$. Ces essais ont été réalisés à l'air et sous vide afin d'évaluer les effets d'environnement. Différents sites d'amorçage ont pu être identifiés et les fissures ont été classées selon quatre catégories :

- les fissures transgranulaires, qui s'amorcent et se propagent au sein d'intrusions et d'extrusions se développant à la surface du matériau ;
- les fissures intergranulaires, qui s'amorcent et se propagent au sein de joints de grains ;
- les fissures aux joints de macles, qui s'amorcent et se propagent au sein de joints de macles ;

- les fissures mixtes, qui s'amorcent soit au sein d'intrusions et d'extrusions et se propagent dans un joint de grains, soit au niveau d'un joint de grains et se propagent au sein d'intrusions et d'extrusions.

La figure 1.18 représente la proportion des fissures de chaque type pour les essais à l'air et sous vide.

À l'air, les fissures apparaissent le plus fréquemment à l'intérieur des grains. Après 5000 cycles (soit environ 20 % de la durée de vie), 48 % des fissures observées sont de type transgranulaire et seulement 5% de type intergranulaire. De plus, deux tiers des fissures mixtes sont amorcées au sein d'intrusions et d'extrusions. La proportion de fissures aux joints de macles est faible, soit 7 %.

Dans le vide, l'amorçage se produit de manière préférentielle au niveau des joints de grains. Après 10000 cycles (soit environ 15 % de la durée de vie), 57 % des fissures ont un caractère intergranulaire. 63 % d'entre elles le sont purement et 37 % correspondent à des fissures mixtes dont l'amorçage a été identifié aux joints de grains. Seuls 37 % des fissures sont de type transgranulaire. Parmi ces dernières, 75 le sont purement et 25 % sont des fissures mixtes dont l'apparition a été observée au niveau d'intrusions et d'extrusions. 9 % des fissures se sont amorcées et propagées au sein de joints de macles.

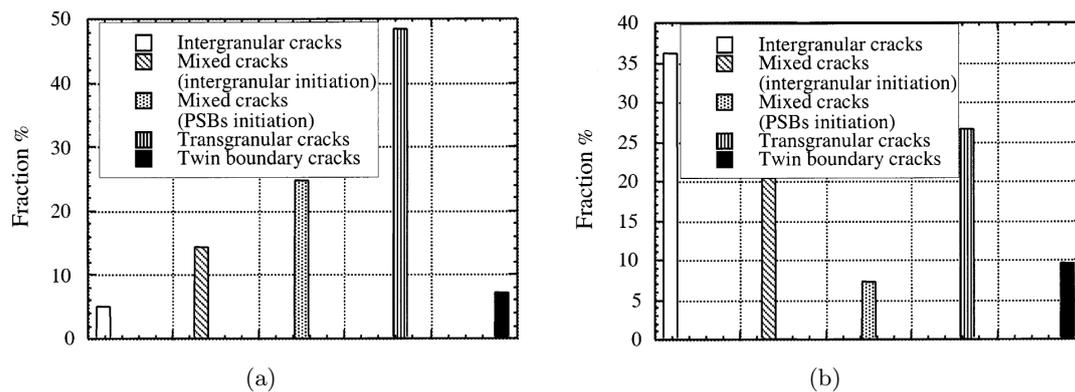


Figure 1.18 – Proportion des différents types de fissures rencontrées dans l'acier AISI 316L : a) à l'air, b) sous vide. (Mineur et al., 2000)

La nature des sites d'amorçage a également été étudiée par Mu and Aubin (2010) pour un niveau de déformation imposée de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,33\%$, soit un niveau supérieur à celui utilisé par Mineur et al. (2000). Les essais ont été effectués à l'air et les fissures ont été classées de la même manière que celles présentées précédemment. Après 2000 cycles, 51 % des fissures sont de nature transgranulaire et 43 % de nature intergranulaire. La quantité de fissures aux joints de macles est faible : 6 %. L'augmentation de l'amplitude de déformation imposée conduit donc à une réduction de la proportion de fissures s'amorçant à l'intérieur des grains.

1.3.2.2 Influence de la texture sur la fissuration

Les travaux de Mineur et al. (2000) se sont également concentrés sur l'analyse de l'influence de la texture sur la fissuration de l'acier AISI 316L. Leurs essais ont été menés à l'air et dans le vide pour deux niveaux de déformation imposée : $\Delta\epsilon_p/2 = 0,2\%$ et $\Delta\epsilon_p/2 = 0,066\%$.

Lorsque le matériau est orienté de manière à ce que les grains soient en glissement simple (orientation molle), la taille et la densité des fissures présentes à la surface du matériau sont plus fortes que celles observées lorsque le matériau est orienté de manière à ce que les grains soient en glissement multiple (orientation dure). Cette constatation est valable pour les deux niveaux de déformation imposée et les deux types d'environnement. La tendance est néanmoins plus marquée lorsque les essais sont réalisés dans le vide.

Remarque

Les grains des éprouvettes orientées de manière à favoriser le glissement simple sont plus endommagés que ceux des éprouvettes orientées de manière à favoriser le glissement multiple. Pourtant, les deux types d'éprouvettes présentent des durées de vie similaires. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante : les niveaux de contraintes sont plus importants pour les éprouvettes orientées pour le glissement multiple, compensant ainsi le faible nombre et la petite taille des fissures observées.

1.3.2.3 Formation du relief de surface

À l'air, la majeure partie des fissures sont donc de nature transgranulaire pour les aciers de type AISI 316L et AISI 316LN. Elles naissent et/ou se propagent au sein d'intrusions et d'extrusions se formant à la surface du matériau. Ces intrusions et extrusions forment des bandes à la surface du matériau et correspondent à la localisation de la déformation. Polák et al. (2005) ont montré que le relief présent à la surface de l'acier AISI 316L sollicité en fatigue est dû à l'émergence de bandes persistantes de glissement, confirmant ainsi les observations réalisées par de nombreux auteurs sur des monocristaux de cuivre ou de nickel (Mughrabi, 1985 ; Polák et al., 1985 ; Bretschneider et al., 1995). Néanmoins, si la correspondance ne fait aucun doute pour de moyennes et fortes amplitudes de déformation imposée et pour un nombre de cycles de fatigue important, elle est moins évidente lorsque le niveau de sollicitation et/ou le nombre de cycle sont faibles et ne permettent pas l'activation du glissement dévié. La localisation de la déformation peut alors être liée au développement et à l'émergence des bandes de glissement planaire observées par Gerland et al. (1989), Obrtlík et al. (1994) ou encore Kruml et al. (1997).

Le relief dû à l'émergence de bandes persistantes de glissement dans l'acier AISI 316L a été étudié de manière détaillée au MEB et à l'AFM par Villechaise et al. (2002), Man (2002, 2003, 2010) ou encore Polák (2003, 2005, 2009). La figure 1.19 présente l'évolution de ce relief suite à un enlèvement de matière réalisé au FIB (Focused Ion Beam) après 300 cycles de fatigue (Polák et al., 2009).

Bien que la forme du relief soit relativement variable d'une bande à l'autre, l'observation de ces dernières a permis l'identification des caractéristiques suivantes :

- Les bandes se composent d'extrusions qui émergent du matériau et d'intrusions qui pénètrent le matériau. Une bande persistante de glissement peut provoquer des extrusions de matière sur une surface et des intrusions sur la surface perpendiculaire.
- Les bandes se composent généralement d'une extrusion principale accompagnée d'une voire deux intrusions situées d'un côté ou des deux côtés de l'extrusion. Dans de larges bandes, des intrusions peuvent se former au milieu d'une extrusion ou cheminer de l'un des côtés de l'extrusion vers le milieu.
- Les intrusions sont plus fines que les extrusions.

- Le relief lorsqu'il est retiré par polissage ou par usinage au FIB réapparaît à la même position.

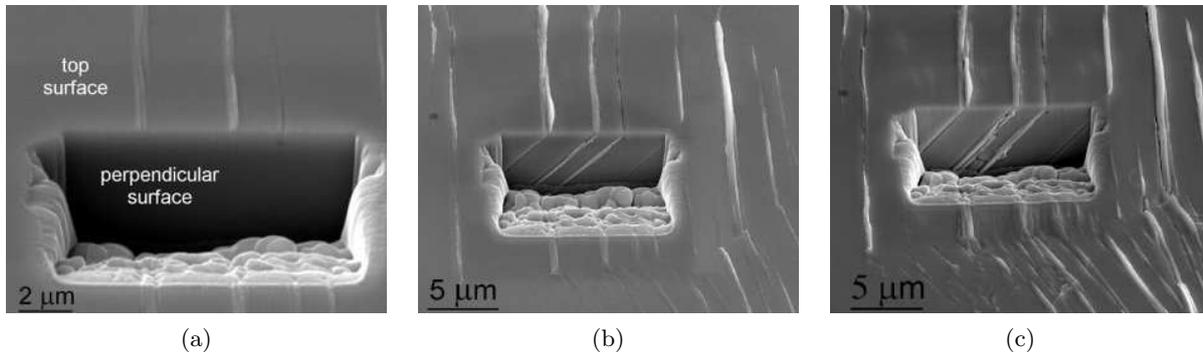


Figure 1.19 – Évolution du relief de surface observé au MEB pour un acier AISI 316L suite à un enlèvement d'un cube de matière au FIB : a) après 300 cycles, b) après 600 cycles, c) après 1800 cycles. (Polák et al., 2009)

Le relief associé à l'émergence de bandes persistantes de glissement apparaît très tôt dans les aciers de type AISI 316L et AISI 316LN. De fines lignes (de l'ordre de 50 nm voire moins) ont été détectées à la surface de l'acier 316L dès 0,1 % de la durée de vie. À ce stade, ces lignes ressemblent beaucoup aux lignes de glissement observées à la surface de matériaux soumis à des sollicitations monotones. Elles se caractérisent pourtant déjà par la présence d'une extrusion de matière caractéristique (de l'ordre de 50 nm voire moins) souvent accompagnée d'une ou même deux intrusions. La largeur de ces lignes et la hauteur des extrusions augmentent ensuite rapidement jusqu'à atteindre un régime de croissance stable. La vitesse d'extrusion a pu être déterminée avec précision pour l'acier AISI 316L. Elle est de 0,081 nm/cycle en début de cyclage et de 0,025 nm/cycle après stabilisation. Nous pouvons noter que ces mesures ont été réalisées à partir d'un essai mené à une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,2\%$. Lorsque les bandes sont bien développées, elles atteignent souvent plus de 500 µm de large et les extrusions de matière peuvent également dépasser les 500 µm. La densité surfacique de ces bandes augmente rapidement durant les 20 premiers pourcents de la durée de vie, puis sature (Polák et al., 1996b). La valeur de saturation dépend du niveau de sollicitation. Elle est d'autant plus importante que l'amplitude de déformation imposée est grande.

L'analyse quantitative du relief associé à la mesure de l'orientation cristalline des grains de surface a permis de relier la géométrie des bandes à structure cristalline du matériau :

- Les bandes correspondent à la trace des plans de glissement $\{111\}$ avec la surface du matériau. Cette observation confirme le fait que le relief de surface est associé à l'émergence de bandes persistantes de glissement se développant parallèlement aux plans $\{111\}$.
- Les extrusions se font dans la direction du vecteur de Burgers associé au système de glissement en activité de manière d'autant plus importante que la composante normale à la surface de ce vecteur est grande.
- La hauteur des extrusions est proportionnelle à la largeur des bandes.
- La hauteur des extrusions est également proportionnelle à la profondeur du grain mesurée dans la direction du vecteur de Burgers du système de glissement en activité.
- La hauteur des extrusions ne semble pas être affectée par la valeur du facteur de Schmid

associé au système de glissement actif.

Nous pouvons noter que ces observations s'accordent tout particulièrement avec le modèle théorique proposé par Polák (1987). Basé sur le modèle d'Essmann et al. (1953), il permet d'expliquer la formation d'intrusions et d'extrusions par la création et la migration de défauts ponctuels (lacunes, etc.) au sein des bandes persistantes de glissement.

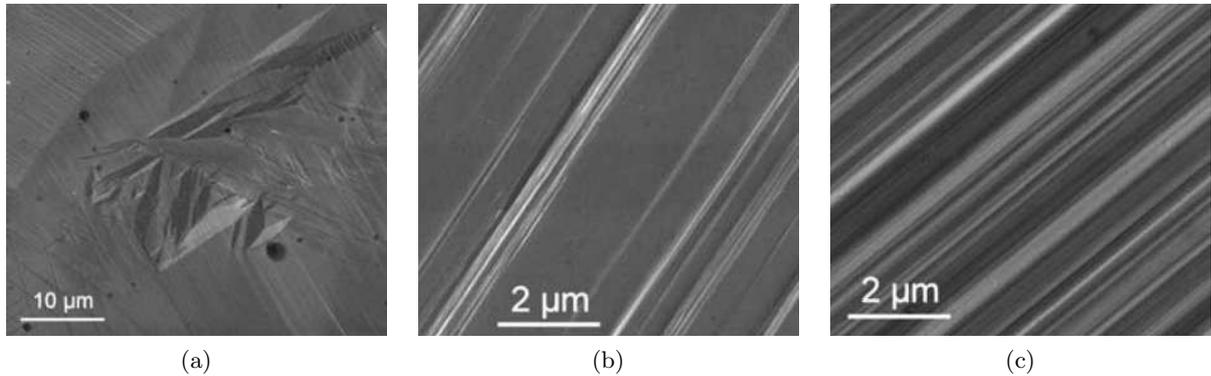


Figure 1.20 – Relief de surface observé au MEB après 9000 cycles réalisés à une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon_p/2 = 0,1\%$ pour un acier AISI 316L à -180 °C : a) martensite, b) macrobande, c) relief associé au bandes persistantes de Lüders. (Man et al., 2010)

Les basses températures ($< 0\text{ °C}$) favorisant le glissement planaire (Kruml et al., 2000) dans les aciers de type AISI 316L et AISI 316LN, elles influent également sur le relief de surface. À -180 et -100 °C , des bandes composées d'intrusions et d'extrusions ont néanmoins été observées (Man et al., 2010). Plus la température baisse, plus le nombre de bandes et la hauteur des extrusions sont faibles. La plupart de ces bandes peuvent être associées à l'activité de bandes persistantes de glissement. Les vitesses d'extrusion sont elles aussi affectées par la baisse de la température. Si à -100 °C , la hauteur des bandes suit à peu de choses près la même évolution qu'à température ambiante (augmentation rapide lors des premiers cycles puis stabilisation), il n'en est pas de même à -180 °C . À cette température, elle augmente certes rapidement au cours des premiers cycles mais diminue ensuite pour atteindre une valeur nulle. La hauteur des bandes n'évolue alors plus. À -180 °C , l'analyse du relief à surface du matériau a également révélé la présence de transformation martensitique (figure 1.20a). Cette observation confirme celles effectuées au MET par Kruml et al. (2000). Des macrobandes ont aussi été identifiées (figure 1.20b). Ces dernières résultent de l'émergence en surface de macrobandes persistantes de glissement également observées dans des monocristaux de cuivre cyclés (Basinski and Basinski, 1989 ; Man et al., 2009). La largeur du relief de surface créé par ces dernières est plus importante que celle du relief induit par une bande persistante de glissement. La hauteur des extrusions est, quant à elle, similaire. Outre les transformations martensitiques, les bandes et les macrobandes, des zones couvrant parfois une partie importante d'un grain se trouvent marquées par une succession homogène d'intrusions et d'extrusions (figure 1.20c). Elles se caractérisent par un relief (distance intrusion/extrusion) de l'ordre de 30 à 40 nm. Ce type de relief a été observé par Hong and Laird (1990), Lukás et al. (1992) ou encore plus récemment par Zhang et al. (2008). Il est associé à l'activité de bandes persistantes de Lüders (Buchinger et al., 1986). Étant donné l'activité relativement courte de ces bandes et le relief observé, il est possible de supposer que ces dernières se transforment progressivement en bandes persistantes de glissement comme le suggère

Laird (1996). L'activité supposée de bandes persistantes de glissement à -100 et -180 °C peut néanmoins sembler étrange. En effet, l'observation des structures de dislocations à -196 °C par Kruml et al. (2000) a révélé uniquement la présence de structures de dislocations planaires. Ceci s'explique par le fait que l'acier étudié par Man et al. (2010) est un acier AISI 316L dont la teneur en azote est plus faible que l'acier AISI 316LN étudié par Kruml et al. (2000), favorisant ainsi la formation de structures caractéristiques du glissement dévié.

Mu and Aubin (2010) ont mesuré, suite à des essais menés à température ambiante, les angles entre l'axe de sollicitation et les bandes présentant des fissures à la surface du matériau. La moitié des bandes fissurées forme un angle compris entre 50 et 60° et 70 et 80° avec l'axe de sollicitation. Les bandes formant un angle compris entre 0 et 40° ne présentent quant à elle quasiment aucune fissure.

Remarque

Si des fissures apparaissent bien au sein d'intrusions et d'extrusions causées par l'émergence en surface de structure de dislocations associées à la localisation de la déformation, les avis divergent encore quant à la localisation exacte de l'amorçage. Les observations de Katagiri et al. (1977) ou encore celles d'Hunsche and Neumann (1986) laissent à penser que les fissures naissent au niveau des concentrations de contrainte à l'interface entre bandes persistantes de glissement et matrice. Essmann et al. (1953) dans son modèle et Mughrabi et al. (1983) de par ses observations attribuent leur apparition aux concentrations de contrainte dues aux extrusions. Polák et al. (2009) quant à lui serait d'avis que les concentrations de contrainte liées aux intrusions conduisent à la fissuration.

1.3.2.4 Critère de localisation de la déformation à la surface du matériau

L'observation des bandes constituées d'intrusions et d'extrusions corrélée à la mesure de l'orientation cristalline des grains au sein desquels elles se développent a permis de montrer que la règle du plus grand facteur de Schmid constitue un moyen pertinent pour prédire l'activation du glissement. Ces dernières correspondent en effet à la trace que forme à la surface du matériau le plan de glissement $\{111\}$ contenant le système au plus haut facteur de Schmid.

L'étude de Man et al. (2002) menée sur 395 grains à la surface d'une éprouvette d'acier AISI 316L cyclée jusqu'à 60 % de sa durée de vie le confirme. 86,3 % des grains observés présentent en surface des bandes de glissement. Parmi ces grains, 81,4 % sont marqués par des bandes correspondant à la trace d'un unique plan $\{111\}$. Pour 72 % d'entre eux, les bandes peuvent être associées à des plans $\{111\}$ dont l'un des systèmes de glissement a le plus important facteur de Schmid. Pour les 28 autres pourcents, les bandes correspondent aux plans dont l'un des systèmes de glissement a le second plus important facteur de Schmid. Pour 16,5 % des grains présentant des bandes en surface, elles peuvent être associées à deux plans $\{111\}$ distincts et pour 2,1 % d'entre eux, elles correspondent à trois plans $\{111\}$ distincts.

Mu and Aubin (2010) sont arrivés à des conclusions similaires en ce qui concerne la règle du plus grand facteur de Schmid. Ils ont d'ailleurs approfondi leurs observations en s'intéressant aux grains présentant des bandes associées à deux plans $\{111\}$ distincts. Dans ce cas de figure, il s'avère que l'un des deux plans $\{111\}$ contient toujours un système dont le plus haut facteur de Schmid est supérieur à 0,4 et que le second plan contient pour 76 % des grains analysés un système de glissement dont le plus haut facteur de Schmid est supérieur à 0,4.

Caractérisation de l'acier AISI 316LN et de son comportement mécanique en traction simple

Du point de vue expérimental, les phénomènes liés à l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN sont des phénomènes microstructuraux complexes. Si leur étude passe par la réalisation d'essais de fatigue, elle repose également sur une bonne connaissance de la structure interne du matériau. La caractérisation de son comportement mécanique lors de trajets de chargement monotone s'avère, quant à elle, être une étape préliminaire importante facilitant l'étude de son comportement lors de trajets de chargement cyclique.

Du point de vue de la modélisation, la caractérisation de la microstructure de l'acier AISI 316LN est utile lorsque l'on souhaite obtenir une bonne représentation (bidimensionnelle ou tridimensionnelle) de la microstructure du matériau. La détermination de son comportement mécanique lors d'essais monotones permet, quant à elle, l'identification et la validation des lois de comportement. Dans notre cas, la réalisation de ce type d'essais pour différentes tailles de grains est d'ailleurs particulièrement importante, la prise en compte de gradients de champs non locaux offrant la possibilité de reproduire le durcissement lié à la réduction de la taille de grains (effet Hall - Petch).

Ce chapitre se focalisera sur :

- la présentation l'acier AISI 316LN étudié,*
- la caractérisation de sa microstructure,*
- l'étude de son comportement mécanique en traction simple pour différentes tailles de grains.*

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés sur l'acier AISI 316LN mis à disposition dans le cadre du projet AFGRAP. Les essais de traction ont été effectués à température ambiante et à l'air.

2.1 Caractérisation de la microstructure de l'acier AISI 316LN

2.1.1 Composition chimique

L'acier AISI 316LN étudié a été originellement produit par ARCELOR MITTAL pour le compte d'AREVA NP. Livré sous la forme d'une plaque laminée d'une longueur de 2650 mm, d'une largeur de 2500 mm et d'une épaisseur de 60 mm, il a subi un traitement d'austénitisation entre 1050 et 1150 °C suivi d'une hypertrempe. Notre étude a été réalisée sur un bloc provenant de cette plaque, bloc d'une longueur de 600 mm, d'une largeur de 250 mm et d'une épaisseur de 60 mm. Sa composition chimique massique est détaillée dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 – Composition chimique massique de l'acier AISI 316LN étudié (norme de fabrication fournie par AREVA NP).

	C	Mn	Si	P	S	Cr	Ni	Mo	Nb	Ti	Ta	Cu	B	Co	N
Min.	-	1,6	-	-	-	17,0	12,0	2,3	-	-	-	-	-	-	0,06
Max.	0,03	2,0	0,5	0,025	0,01	18,0	12,5	2,7	0,01	0,01	0,15	0,3	0,001	0,05	0,08

En utilisant la formule (chapitre 1, équation (1.3)) de Pickering (1984), l'Énergie de Faute d'Empilement (EFE) de cet acier a été évaluée à 32,7 mJ/m². Cette valeur est proche de celles mesurées en microscopie électronique à transmission par Feugas (1999), Gaudin (2002) ou Robertson et al. (2001) sur des aciers de type AISI 316L (31,5 mJ/m² et 30,0 mJ/m²).

2.1.2 Caractéristiques de la microstructure

Les observations au Microscope Optique (MO), au Microscope Électronique à Balayage (MEB), les analyses chimiques EDS (Electron Diffraction Spectrometry) et EBSD (Electron Back Scattered Diffraction), les observations au Microscope Électronique à Transmission (MET), ainsi que des essais de nanoindentation et de microdureté Vickers, que nous avons réalisés en différents endroits du bloc ont permis une caractérisation précise de la microstructure de l'acier AISI 316LN. Cette partie résume les études ainsi effectuées.

2.1.2.1 Analyses réalisées

Les résultats issus d'analyses EBSD proviennent de huit cartographies, quatre réalisées au niveau du cœur du bloc et quatre autres réalisées au niveau de la surface. Parmi les quatre cartographies faites au cœur, trois ont été réalisées respectivement sur les faces de normale R (direction de laminage), de normale T (direction transverse) et de normale N (direction normale) d'un même échantillon. Leur dimension est de 850 × 850 μm² (par pas de 1 μm). Une cartographie de grande taille (4500 × 2000 μm², par pas de 2 μm) sur la face de normale R complète ces trois analyses (ces cartographies de grandes tailles ont été réalisées par F. Brisset du laboratoire ICMMO de l'Université d'Orsay Paris Sud).

Les analyses chimiques EDS donnent la différence de composition chimique entre les deux phases présentes dans le matériau : l'austénite et la ferrite δ résiduelle. Les densités de dislocations avant déformation ont été déterminées par des observations au MET réalisées sur quatre lames minces : deux prélevées au cœur et deux à la surface. Des essais de nanoindentation ont été entrepris afin de déterminer les propriétés mécaniques (dureté et module de Young) de

chaque phase. Les essais de microdureté Vickers réalisés sur des échantillons prélevés au cœur et en surface donnent la dureté globale du matériau (phase austénitique et ferritique confondues) et son éventuelle variation au sein du bloc.

Les observations au microscope optique ont révélé la présence d'une faible quantité ferrite δ résiduelle. Sa fraction surfacique, déterminée par analyses EBSD, varie entre 0,30 % au cœur et 0,15 % à la surface du bloc (figure 2.1). D'après les cartographies réalisées sur les différentes faces d'un même échantillon, la ferrite se présente sous forme de nappes ou d'îlots (figure 2.2). Les analyses chimiques EDS ont montré une différence de composition chimique entre la phase γ et la phase δ (figure 2.3). Le chrome et le molybdène, éléments α -gènes, sont présents en plus grande quantité dans la ferrite. Le nickel, élément γ -gène, est, quant à lui, présent en plus grande quantité dans l'austénite.

Les différentes cartographies EBSD réalisées ont permis d'étudier la taille des grains d'austénite et de ferrite. Le diamètre moyen des grains d'austénite et son écart type augmentent entre le cœur et la surface du bloc. Au cœur, ces deux paramètres valent respectivement 26 et 16 μm alors qu'en surface, ils valent 28 et 21 μm . Bien que la microstructure de l'austénite soit légèrement plus homogène au cœur, la faible différence entre les tailles de grains mesurées nous permet raisonnablement de donner une valeur unique pour le diamètre moyen et l'écart type : 27 et 18 μm . En raison de la faible quantité de ferrite présente à la surface du bloc, une différence de ce type n'a pas pu être mise en évidence pour les grains de cette phase. Leur diamètre moyen est de 10 μm et l'écart type de 4 μm . La figure 2.4 donne les distributions de taille de grains pour les deux phases du matériau.

Il est important de noter que le diamètre moyen a été estimé en utilisant la moyenne arithmétique donnée par le logiciel de traitement EBSD TSL-OIMTM et a été calculé en assimilant les joints de macles à des joints de grains.

Les figures de pôles obtenues à partir des analyses EBSD de grande taille sont présentées sur la figure 2.5a pour l'austénite et sur la figure 2.5b pour la ferrite. La phase γ présente une texture isotrope et la phase δ une texture issue du processus de laminage. Le matériau ne présentant qu'une très faible quantité de ferrite, il peut être globalement considéré comme non texturé. Ces analyses surfaciques ont été complétées et confirmées par des analyses volumiques que nous avons réalisées par diffraction de rayons X (avec l'aide de D. Solas au laboratoire ICMMO de l'Université d'Orsay Paris Sud).

Bien que la texture des grains de l'acier puisse être considérée comme isotrope, la phase γ présente une distribution de désorientations différente de celle généralement observée pour les matériaux non texturés (distribution de Mac Kensey). Cette phase présentant de nombreuses macles de recuit, sa distribution de désorientations est caractérisée par un pic de valeurs à 60°. En ce qui concerne les grains de ferrite, ces derniers sont faiblement désorientés les uns par rapport aux autres. La phase δ se caractérise donc par la présence de nombreux sous-joints. Pour les deux phases présentes dans le matériau, aucune différence n'a pu être mise en évidence entre le cœur et la surface du bloc. La distribution de désorientations des grains d'austénite et de ferrite ainsi que celle de Mac Kensey sont présentées sur la figure 2.6.

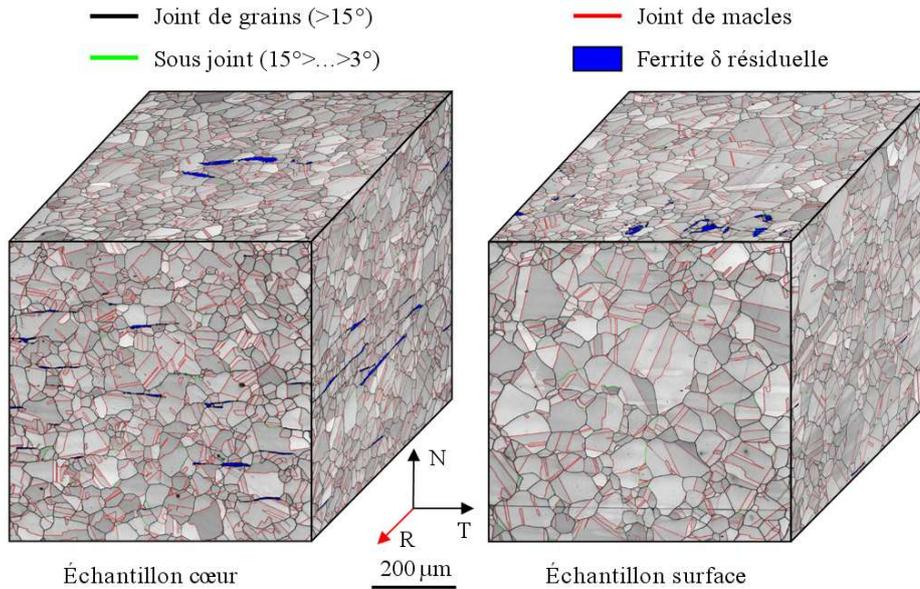


Figure 2.1 – Cartes d'image qualité superposées aux cartes de phases pour les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) : échantillon de cœur à gauche, échantillon de surface à droite.

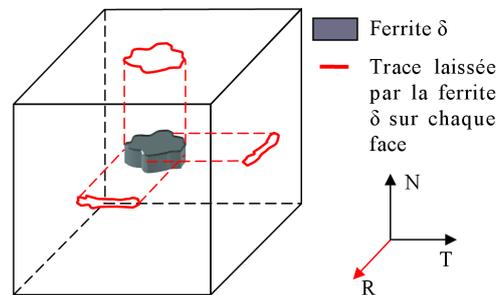


Figure 2.2 – Forme des nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle (R direction de laminage, T direction transverse et N direction normale).

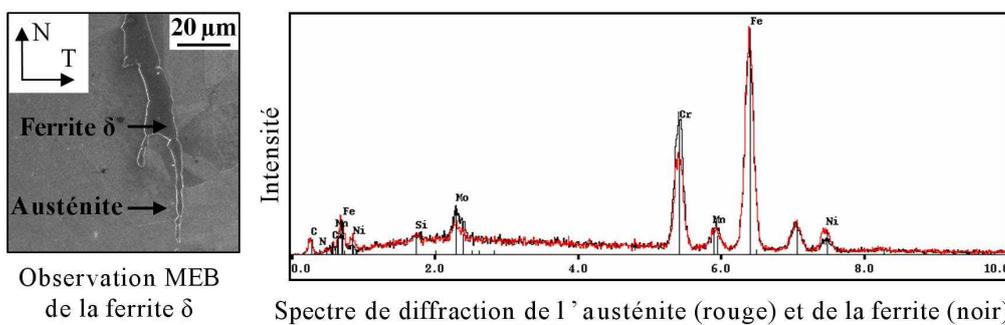


Figure 2.3 – Observations MEB et analyses chimiques EDS de la phase austénitique et ferritique (T direction transverse et N direction normale).

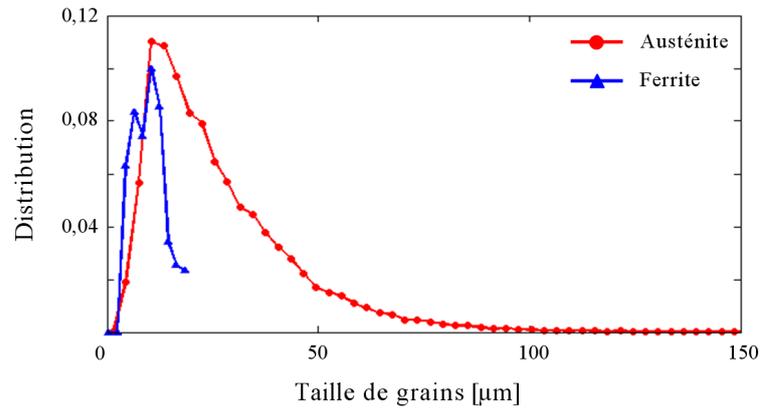


Figure 2.4 – Distribution de la taille des grains d'austénite et de ferrite.

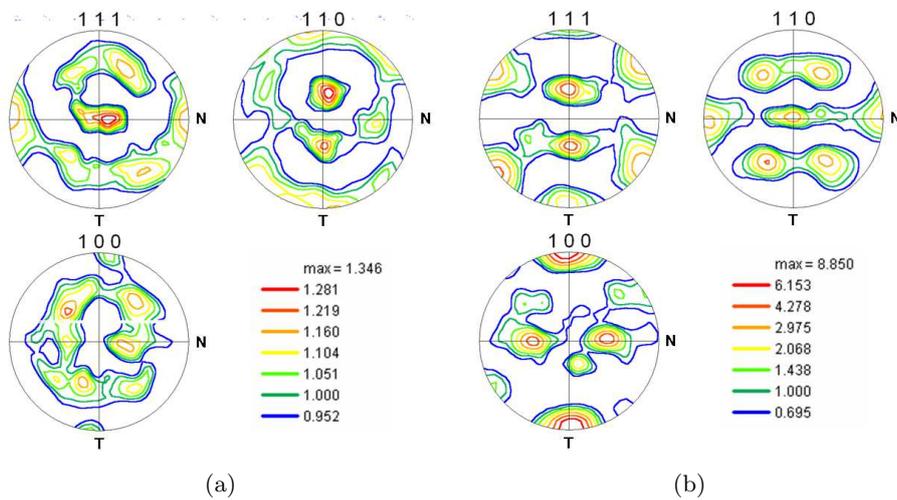


Figure 2.5 – Figures de pôles : a) phase austénitique, b) phase ferritique. La direction de laminage R est placée au centre des figures de pôles.

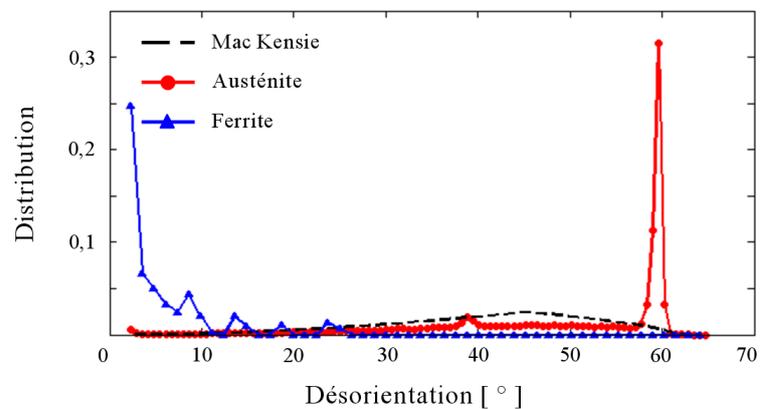


Figure 2.6 – Distribution de désorientations pour l'austénite et la ferrite.

L'observation au MET du matériau à l'état non déformé a permis d'évaluer la densité de dislocations présentes dans la phase austénitique. Cette dernière est relativement faible : $\rho_0 = 2,124 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$. Aucune différence n'a pu être mise en évidence entre le cœur et la surface du bloc.

La très faible quantité de ferrite présente dans le matériau n'a pas rendu possible l'estimation de la densité de dislocations présente dans cette phase.

Les duretés moyennes obtenues par essais de nanoindentation sont respectivement de 2,3 GPa et de 3,8 GPa pour l'austénite et la ferrite, et les modules de Young moyens de 189 GPa et de 218 GPa. Ces modules de Young mesurés sont en accord avec les données bibliographiques, celui mesuré pour la phase γ étant caractéristique des aciers inoxydables austénitiques et celui mesuré pour la phase δ proche de celui des aciers ferritiques. Alors que nous nous attendions à ce que la microdureté Vickers soit plus importante à cœur qu'en surface en raison de la plus grande proportion de ferrite δ résiduelle et de sa plus grande dureté, cette dernière est homogène au sein du bloc et la valeur moyenne retenue est de $H_v^{300g} = 175$.

Les méthodes de préparation d'échantillons ainsi que les détails des analyses effectuées figurent en annexe A.

2.2 Caractérisation et modélisation de la microstructure : construction d'un agrégat 3D représentatif de la microstructure de l'acier AISI 316LN

La technique EBSD permet une description précise de la morphologie et de l'orientation cristalline des grains. Elle reste néanmoins limitée à un aspect 2D. D'un point de vue expérimental comme d'un point de vue simulation, cette limitation est préjudiciable à une bonne caractérisation. La percolation des phases est, par exemple, difficilement décelable par cette technique d'observation 2D. Il peut s'en suivre une mauvaise modélisation de la microstructure pénalisant ainsi le calcul des champs mécaniques (Cédat, 2008).

Afin de compléter les observations précédentes et de réaliser des simulations décrivant précisément la localisation des champs mécaniques, nous avons entrepris la réalisation d'un agrégat multicristallin représentant de manière réaliste la microstructure en trois dimensions de l'acier AISI 316LN (morphologie des grains et orientations cristallines). Après une brève description de différentes méthodes pouvant être utilisées pour la caractérisation et/ou de modélisation 3D de microstructures, nous présentons le protocole expérimental mis en place et les résultats de cette reconstruction.

2.2.1 Méthodes de caractérisation et de modélisation 3D

Parmi les méthodes existantes de caractérisation et de modélisation 3D de la microstructure d'un matériau, deux font appel à la technique EBSD. Ce sont des procédés destructifs visant successivement à retirer une couche de matériau et à réaliser des cartographies 2D. La première méthode alterne polissages mécaniques manuels et cartographies EBSD classiques réalisées à l'aide d'un MEB (Erieau, 2003 ; Delfosse, 2005 ; Musienko, 2005 ; Le Pécheur, 2008). Elle est coûteuse en terme de temps et le contrôle de l'épaisseur retirée lors de chaque polissage est difficile. Elle permet néanmoins de caractériser un volume important, contenant de nombreux grains. La

seconde est basée sur l'utilisation d'un FIB (Focused Ion Beam). Cet équipement comporte un canon à ions gallium dont la masse permet d'arracher de la matière à la surface d'un échantillon. Sous l'effet de ce bombardement, des électrons secondaires sont émis par le matériau permettant l'acquisition d'images MEB et la réalisation de cartographies EBSD. Il est ainsi possible de micro-usiner la surface d'un matériau et de la cartographier directement après chaque passe. Cette méthode est extrêmement précise et particulièrement bien adaptée aux matériaux ayant de petits grains (Cédat, 2008). La taille du volume pouvant être analysée n'excède actuellement cependant pas $80 \times 80 \times 80 \mu\text{m}^3$.

Des méthodes plus récentes et prometteuses mettent à profit les ressources synchrotron. La tomographie par contraste de diffraction (DCT) combine, par exemple, les principes de microscopie tridimensionnelle par diffraction X (3DXRD) et ceux de microtomographie (Ludwig et al., 2009). Son principe consiste à effectuer des mesures en plaçant un échantillon sous un faisceau monochromatique de rayons X. La diffraction de ce faisceau permet la mesure de l'orientation cristalline et de la position d'un grain dans le matériau. La répétition de cette opération sur tous les grains d'un volume donné permet d'obtenir une représentation 3D précise de la microstructure du matériau. Cette technique a l'avantage d'être non destructive. Mais le fait de devoir analyser chaque grain de manière individuelle et de devoir les replacer à la bonne position rend la reconstruction longue et difficile. Cette méthode ne s'applique pour le moment qu'à une certaine classe de matériaux et n'atteint pas encore la précision des mesures EBSD.

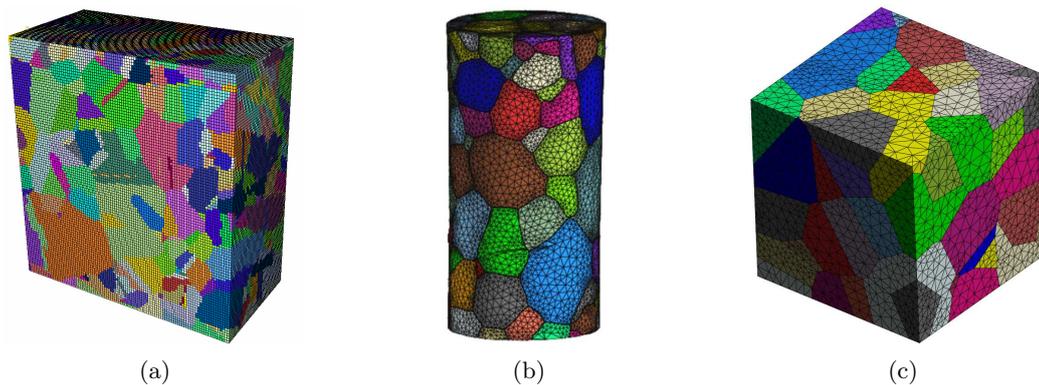


Figure 2.7 – Agrégats multicristallins : a) reconstruit par polissage successifs, cartographie EBSD et empilement de couches maillées de manière régulière (partie de l'agrégat d'acier AISI 316LN reconstruit ici, taille de maille de $2 \times 2 \times 2 \mu\text{m}^3$), b) reconstruit par tomographie par contraste de diffraction (Ludwig et al., 2009), c) construit à partir de polyèdres de Voronoï (Cailletaud et al., 2003).

Des méthodes purement numériques peuvent également être mises en œuvre pour la modélisation de microstructures. Ces dernières consistent à réaliser des agrégats multicristallins virtuels constitués de polyèdres de Voronoï. Des efforts tout particuliers ont été faits afin d'assurer la plus grande correspondance possible entre ces microstructures modèles et les microstructures réelles. Nous pouvons notamment citer les travaux d'Hériprié (2006) et de Saint-Pierre et al. (2008) sur la modélisation d'alliages de Ti Al et ceux d'Osipov (2007) sur la génération et la modélisation de structures bainitiques. Les grains peuvent être obtenus par croissance isotrope ou ellipsoïdale de germes placés de manière plus ou moins aléatoire dans un espace délimité. La taille des grains et les orientations cristallographiques peuvent être déterminées en se basant

sur des distributions de tailles de grains et d'orientations cristallines issues de mesures expérimentales. Cette technique n'a pas de limite en terme de taille de volumes décrits ou de nombre de grains représentés. Mais si la morphologie des grains reconstruits et les relations d'orientation entre un grain et ses voisins se rapprochent de celles observées dans un matériau réel, elles restent tout de même relativement approximatives.

Le maillage des microstructures obtenues à l'aide de ces différentes méthodes, se fait soit de manière régulière (éléments briques), soit de manière libre (éléments tétraédriques). La figure 2.7a présente un agrégat multicristallin réalisé par une succession de polissages et cartographies EBSD. Il a été reconstruit par un empilement des différentes cartographies EBSD maillées de manière régulière et extrudées de l'épaisseur de matière retirée lors de chaque passe. La figure 2.7b correspond à un agrégat multicristallin reconstruit par tomographie par contraste de diffraction. Les grains de ce dernier ont été maillés de manière libre. La figure 2.7c montre un agrégat multicristallin virtuel construit à partir de polyèdres de Voronoï, eux aussi maillés de manière libre.

2.2.2 Reconstruction 3D de la microstructure de l'acier AISI 316LN

La méthode que nous avons retenue pour la caractérisation et la modélisation 3D de la microstructure de l'acier AISI 316LN est celle par polissages successifs et cartographies EBSD. Bien que coûteuse en terme de temps, elle offre la possibilité de décrire fidèlement un volume important de matériau ainsi qu'un nombre conséquent de grains.

Afin d'obtenir un volume élémentaire représentatif de la microstructure de l'acier et ce, avec une bonne discrétisation spatiale, nous avons choisi de réaliser 30 cartographies EBSD d'une taille de $750 \times 750 \mu\text{m}^2$ avec un pas de $1 \mu\text{m}$. L'épaisseur de matière à retirer à chaque polissage a été fixée à $5 \mu\text{m}$. La taille des grains d'austénite étant d'environ $30 \mu\text{m}$ et en considérant ces derniers comme ayant une forme grossièrement cubique, le volume décrit devrait contenir plus de 3000 grains. Avec une résolution en x/y de $1 \mu\text{m}$ et une résolution en z de $5 \mu\text{m}$, même les grains de ferrite devraient être captés.

L'échantillon utilisé pour cette reconstruction 3D a été prélevé au cœur du bloc et préalablement enrobé. Un méplat a été usiné sur cet enrobage afin d'obtenir une zone d'appui permettant un positionnement identique de l'échantillon dans le microscope lors de chaque analyse. Le premier polissage mécanique a été réalisé à l'aide des papiers 800, 1200, 2400 et 4000 et des sprays diamantés de $3 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$. La couche de matériau écrouie a été retirée par polissage à l'OPS à l'aide d'une polisseuse à vibrations. Pour les polissages suivants, seuls les sprays diamantés de $3 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ et la polisseuse à vibrations ont été utilisés. Le contrôle de l'épaisseur est effectué à l'aide d'empreintes de microdureté Vickers. Les cartographies EBSD ont été réalisées à l'aide d'un MEB-FEG Léo 1530.

Malgré les précautions prises lors du positionnement de l'échantillon dans le MEB, il a été difficile de limiter les défauts de centrage (translation x/y dans le plan de la surface cartographiée) et de rotation (rotation par rapport à l'axe z normal à la surface cartographiée). Une étape préliminaire à la reconstruction de l'agrégat multicristallin est donc nécessaire pour corriger ces derniers. Pour cela, un logiciel nommé RECAG a été développé sous MatlabTM. La correction de ces défauts a permis de définir une zone commune à toutes les cartographies. Cette dernière mesure $600 \times 600 \mu\text{m}^2$. La reconstruction s'est ensuite faite par l'empilement successif des cartographies maillées de manière régulière et extrudées de l'épaisseur de matière retirée au polissage. Cette opération a été effectuée à l'aide du logiciel nommé OIM2EF et développé au

laboratoire LM2S du CEA de Saclay par O. Fandeur.

Le détail des épaisseurs exactes de matière retirée et des corrections de rotation effectuées entre chaque cartographie figure en annexe A.

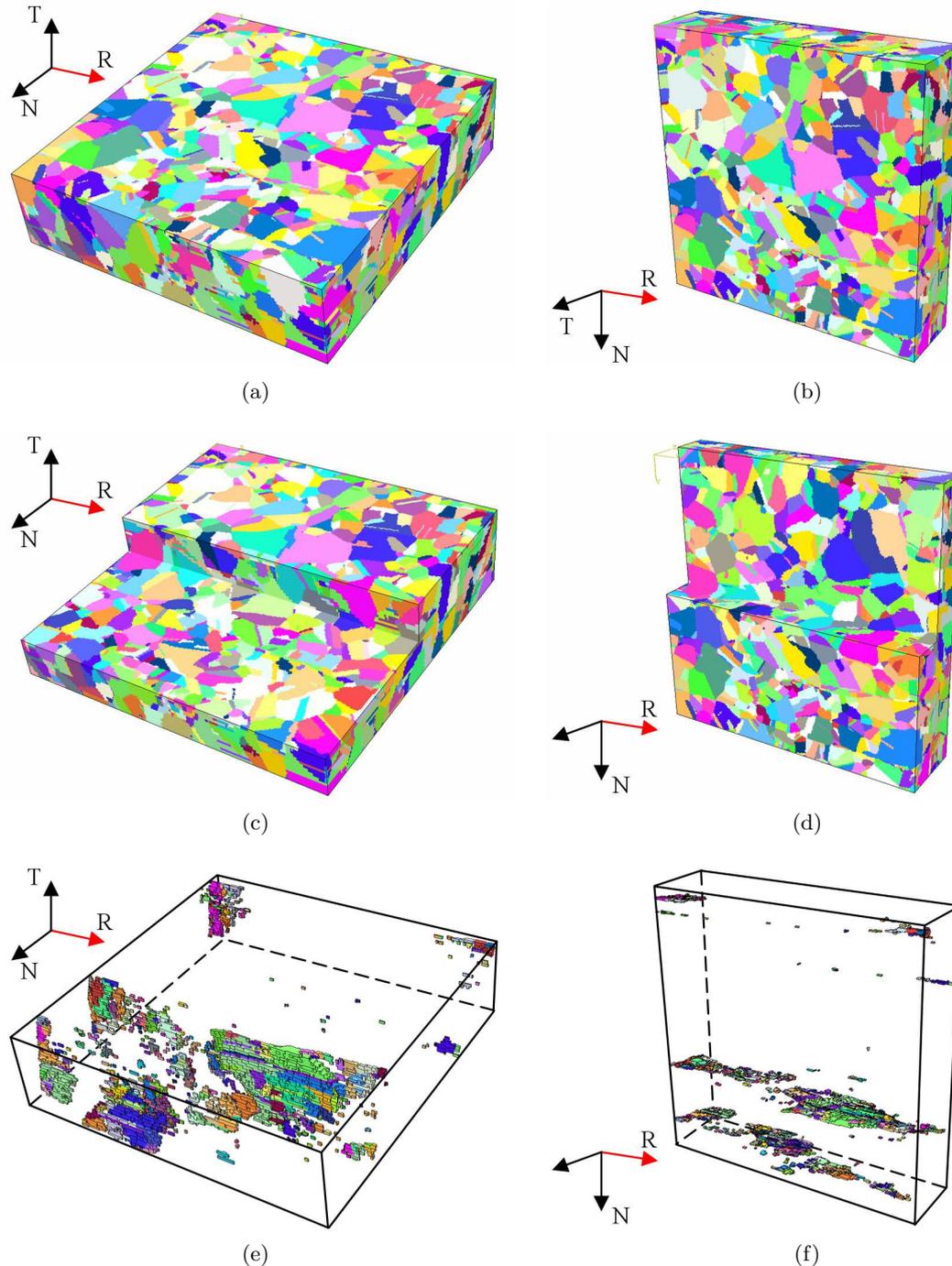


Figure 2.8 – Agrégat multicristallin d'acier AISI 316LN (maillage régulier, taille de maille de $1 \times 1 \times 5 \mu\text{m}^3$, R direction de laminage, T direction transverse, N direction normale) : a) vue 1 de l'agrégat, b) vue 2 de l'agrégat, c) vue 1 d'une coupe de l'agrégat, d) vue 2 d'une coupe de l'agrégat, e) vue 1 des nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle, f) vue 2 des nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle.

Le volume de matériau ainsi décrit est de $600 \times 600 \times 150 \mu\text{m}^3$. Il regroupe au total 4363 grains dont 4044 d'austénite et 319 de ferrite δ résiduelle. L'analyse des trente cartographies réalisées confirme les résultats obtenus lors des analyses précédentes, tant au niveau de la proportion des phases, de leur distribution de taille de grains, de leur texture que de leur distribution de désorientations. La ferrite δ se présente sous forme de nappes, comme le suggéraient les cartographies EBSD réalisées sur les trois faces d'un même échantillon. La figure 2.8 regroupe différentes images de l'agrégat multicristallin reconstruit.

2.3 Caractérisation du comportement mécanique en traction simple de l'acier AISI 316LN

Cette partie est consacrée aux résultats d'essais de traction simple réalisés sur l'acier AISI 316LN étudié. Ils ont permis d'identifier les propriétés mécaniques et de déterminer le comportement mécanique macroscopique de cet acier. Ils serviront de base à l'identification et la validation des lois de comportement utilisées pour la modélisation.

2.3.1 Caractéristiques mécaniques

Les essais de traction ont été réalisés sur des éprouvettes prélevées selon la direction de laminage R et selon la direction transverse T. Ces essais ont été conduits à température ambiante et pilotés à deux vitesses de déformation : $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les mesures de déplacement ont été effectuées à l'aide de jauges, d'un extensomètre et du déplacement de la traverse. Le plan des éprouvettes utilisées ainsi que le détail des essais figurent en annexe B.

Les figures 2.9a et 2.9b présentent respectivement la courbe de contrainte/déformation rationnelles obtenue à l'aide de mesures de l'extensomètre (jusqu'à 20 % de déformation conventionnelle), ainsi que l'évolution du taux d'écrouissage $\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$.

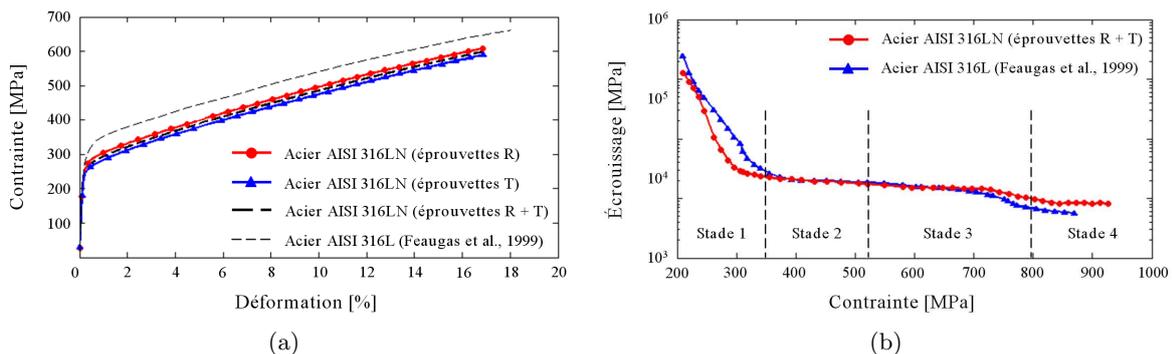


Figure 2.9 – a) Courbe de contrainte/déformation rationnelles de l'acier AISI 316LN (mesure de la déformation par extensomètre), b) Courbe d'écrouissage de l'acier AISI 316LN (courbe associée à la figure 2.9a).

Le comportement des éprouvettes prélevées dans la direction R diffère quelque peu de celui des éprouvettes prélevées dans la direction T. La texture de la phase ferritique peut expliquer cette légère anisotropie. La différence étant néanmoins très faible, le comportement mécanique du matériau peut donc être considéré comme quasiment isotrope. La courbe de

contrainte/déformation rationnelles obtenue par Feaugas (1999) sur un acier AISI 316L se situe au-dessus de nos courbes, mais la courbe d'écrouissage qu'il a déterminée est similaire à celle que nous avons obtenue. Les quatre stades d'écrouissage décrits par cet auteur sont nettement identifiables et leurs limites correspondent.

Le module de Young E , le coefficient de Poisson ν , la limite d'élasticité σ_e , la résistance à la rupture R_m et l'allongement à la rupture A_r ont été déterminés à partir des essais réalisés à la vitesse de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les essais à la vitesse de $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ont permis d'évaluer la viscosité du matériau. Ce dernier, comme la plupart des matériaux CFC, ne présente qu'une faible sensibilité à la vitesse de déformation. Afin de quantifier cette dernière, le coefficient de viscosité N de la loi d'écrouissage suivante (Lemaitre and Chaboche, 2009) a été calculé :

$$\sigma(T) = k\epsilon_p^{\frac{1}{M}} \dot{\epsilon}_p^{\frac{1}{N}}. \quad (2.1)$$

Les caractéristiques mécaniques déterminées au cours de la présente étude sont données dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 – Caractéristiques mécaniques de l'acier AISI 316LN.

E [GPa]	ν	σ_e [MPa]	R_m [MPa]	A_r [%]	N
190	0,28	240	574	85	73,5

2.4 Influence de la taille de grains sur le comportement mécanique en traction simple

Les modèles de plasticité cristalline basés sur la prise en compte de gradients de champs non locaux sont connus pour permettre la modélisation de l'effet de taille de grains. Si cet effet est physiquement reproduit par les dislocations géométriquement nécessaires, leur introduction conduit souvent à l'apparition de nouveaux paramètres matériau. Dans notre cas, un seul paramètre supplémentaire a été ajouté. Ce paramètre conditionne la quantité de dislocations géométriquement nécessaires et donc la sensibilité de notre modèle aux effets de type Hall (1951) - Petch (1953). Pour permettre son identification, des essais de traction simple ont été entrepris. La taille de grains de l'acier AISI 316LN étudié a été préalablement modifiée par des traitements thermomécaniques d'écrouissage et de recristallisation. Les essais effectués nous ont permis de caractériser l'influence de la taille de grains sur le comportement mécanique de l'acier par l'identification de la relation de Hall (1951) - Petch (1953).

2.4.1 Traitements thermomécaniques et obtention de différentes tailles de grains

Le traitement de recristallisation consiste à chauffer un matériau métallique préalablement écroui à une température généralement supérieure à $0,6 T_f$. Sous l'effet de la température, les grains écrouis sont remplacés par une nouvelle microstructure vierge de toute déformation.

Six paramètres influencent principalement la recristallisation et donc la taille de grains de la microstructure recristallisée :

- le niveau de déformation du matériau,
- la température de recristallisation,

- la durée de recristallisation,
- la taille de grains initiale,
- la composition du matériau,
- les phénomènes de restauration et de polygonisation œuvrant avant le début de la recristallisation.

L'influence ces différents paramètres sur la taille de grains peut être résumée de la manière suivante :

- Une déformation minimale est nécessaire pour provoquer la recristallisation d'un matériau. Ce seuil est appelé l'écroissage critique.
- La taille de grains diminue lorsque la déformation apportée au matériau augmente. Des niveaux de déformation situés juste après le seuil d'écroissage critique peuvent conduire à la formation de grains plus gros que ceux de départ.
- Plus la taille de grains originale est grande, plus l'écroissage doit être important pour obtenir une même taille de grains à température et durée de recristallisation fixées. Pour un taux d'écroissage fixé, la taille de grains finale est d'autant plus grande que la taille d'origine l'est.
- Plus le taux d'écroissage est faible, plus la température de recristallisation doit être élevée et inversement.
- La température de recristallisation diminue lorsque la pureté du métal augmente.
- Augmenter la durée de recristallisation est équivalent à augmenter la température. On considère que doubler cette durée revient à augmenter la température de 10 °C.

La figure 2.10 représente schématiquement l'évolution de la taille de grains en fonction du taux d'écroissage et de la température de recristallisation. Nous pouvons noter que sous certaines conditions, des phénomènes de croissance anormale sont observés.

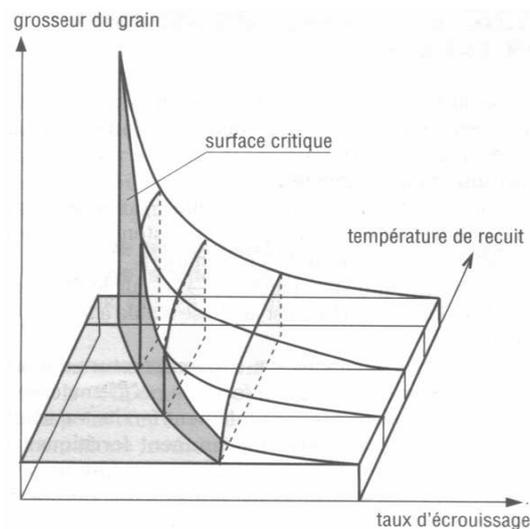


Figure 2.10 – Évolution de la taille de grains en fonction du taux d'écroissage et de la température de recristallisation (Barralis and Mäder, 2005).

Afin d'obtenir différentes tailles de grains, l'acier AISI 316LN a été écroui à différents taux de déformation : 0 % (référence), 5 %, 7,5 %, 10 %, 12,5 %, 15 %, 17 %, 19 %, 21 %, 23 %, 25 %, 27 %, 29 %, 31 %, 33 %, 35 %, 37 %, 39 %, 41 %, 43 %, 45 %, 47 %, 49 %, 51 %, 53 %, 55 %, 57 %, 59 %, 61 %, 63 %, 65 %, 67 %, 69 %, 71 %, 73 %, 75 %, 77 %, 79 %, 81 %, 83 %, 85 %, 87 %, 89 %, 91 %, 93 %, 95 %, 97 %, 99 %.

25 % et 50 %. Ces traitements d'écroutissage ont été suivis d'un traitement de recristallisation à 1100 °C. Ce dernier consiste en un maintien de 2 minutes à partir de 1050 °C, suivi d'un refroidissement à air pulsé. Ces différentes opérations ont été réalisées en collaboration avec le laboratoire ICMMO de l'Université d'Orsay Paris (D. Solas) et Arcelor Mittal Isbergues (P.O. Santacreu). Les tailles de grains ont été évaluées à partir de cartographies EBSD d'une taille de $1000 \times 1000 \mu\text{m}$ (par pas de $2 \mu\text{m}$).

Les cartographies ont révélé des grains parfaitement recristallisés. Les caractéristiques (texture et distribution de désorientations) de chaque phase, ainsi que leur proportion ne semblent pas avoir été affectées par ces traitements.

L'évolution en fonction du taux d'écroutissage de la taille de grains a été obtenue, premièrement par moyenne arithmétique des diamètres des grains, et deuxièmement par moyenne pondérée par la surface qu'occupe chaque grain. Les résultats sont présentés sur la figure 2.11. Les tailles de grains ont toutes été estimées en tenant compte des joints de macles comme joints de grains.

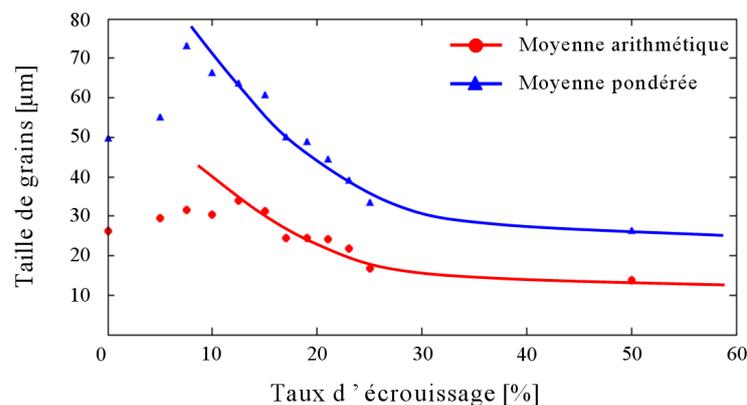


Figure 2.11 – Évolution de la taille de grains de l'acier AISI 316LN en fonction du taux d'écroutissage.

Les tailles de grains estimées par moyenne arithmétique sont inférieures à celles estimées par moyenne pondérée. La moyenne pondérée surestime la taille réelle des grains en accordant plus d'importance aux gros grains. Ces derniers occupent en effet une surface plus importante que les petits. La taille de grains de l'échantillon de référence n'a pas été modifiée par le traitement thermique.

La taille de grains obtenue par moyenne arithmétique augmente très légèrement jusqu'à 12,5 % de taux de déformation. Elle prend des valeurs entre 27 et 33 μm . Au-delà de ce taux, la taille de grains diminue jusqu'à atteindre 13 μm à 50 % de déformation. L'analyse de cette grandeur semble montrer que des grains plus gros que ceux de départ n'ont pas été formés et que l'écroutissage critique se situe entre 12,5 et 15 %. L'analyse de la taille de grains obtenue par moyenne pondérée montre autre chose. La courbe reste stable jusqu'à 5%. Pour 7,5 % de déformation, nous obtenons une taille de grains plus importante que celle de départ, la valeur de départ étant de 50 μm et celle à 7,5 % de 73 μm . La taille de grains diminue ensuite pour atteindre la valeur de 26 μm pour une déformation de 50 %. Ceci traduit le fait que de gros grains ont été formés et que l'écroutissage critique se situe plutôt entre 5 et 7,5 %. Les gros grains

formés sont présents en faible quantité et n'influencent que peu la moyenne arithmétique. Par contre, leur présence est mise en évidence par la moyenne pondérée. Lors de la recristallisation, l'acier AISI 316LN semble donc être sujet à des phénomènes de croissance anormale. Des grains grossissent aux dépens d'autres, formant ainsi une microstructure hétérogène constituée de nombreux grains de petites tailles et d'un faible nombre de grains de grande taille (figure 2.12).

Ce phénomène de croissance anormale empêche l'obtention d'une microstructure homogène constituée de gros grains, qui est le but recherché.

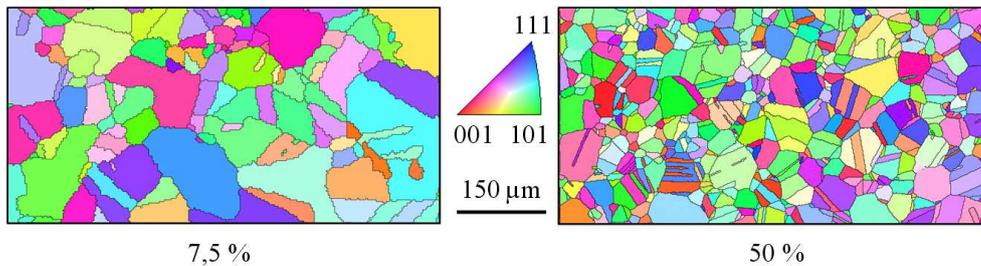


Figure 2.12 – Cartes de figures de pôles inverses pour les microstructures obtenues par recristallisation suite à une déformation de 7,5 % (à gauche) et 50 % (à droite).

2.4.2 Effet de taille de grains et identification de la loi de Hall-Petch

Pour la réalisation des essais de traction, nous avons opté pour les tailles de grains obtenues à l'aide des taux de déformation de 25 et de 50 % soit 17 et 13 μm . Les essais ont été réalisés à température ambiante pour une vitesse de déformation imposée de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les mesures de déplacement ont été effectuées à l'aide d'un extensomètre jusqu'à 20 % de déformation conventionnelle. Les courbes de contrainte/déformation rationnelles et celle de l'évolution du taux d'écroutissage $\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$ sont données sur les figures 2.13a et 2.13a. Ces deux courbes décrivent de manière caractéristique les effets de type Hall (1951) - Petch (1953). La contrainte d'écoulement ainsi que l'écroutissage sont inversement proportionnels à la taille de grains.

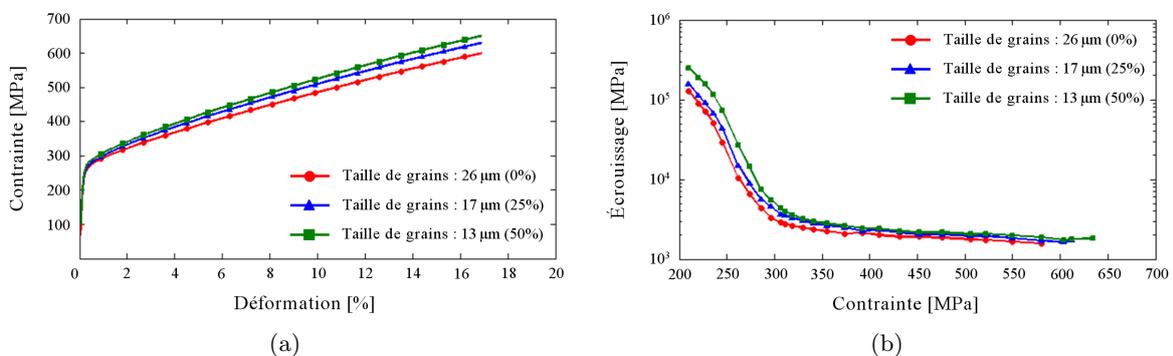


Figure 2.13 – a) Courbe de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour différentes tailles de grains de l'acier AISI 316LN. b) Courbe d'écroutissage pour différentes tailles de grains de l'acier AISI 316LN (courbes associées à la figure 2.13a).

L'évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la grandeur $1/\sqrt{d}$ (d : taille de grains) est présentée sur la figure 2.14 pour les niveaux de déformation suivants : 0,2, 1, 2, 5, 10 et 15 %. Contrairement aux observations de Kashyap and Tangri (1995), le faible nombre de tailles de grains obtenues et leur valeurs ne permettent pas d'identifier une évolution bilinéaire de la contrainte d'écoulement pour de faibles niveaux de déformation rationnelle imposée ($\epsilon \leq 5\%$). Nous pouvons néanmoins remarquer que l'acier AISI 316LN s'écrouit de manière plus importante que l'acier AISI 316L étudié par ces auteurs. En effet, si la courbe que nous avons obtenue pour 0,2 % est légèrement supérieure à celle de Kashyap and Tangri (1995), cette différence va en augmentant avec la déformation.

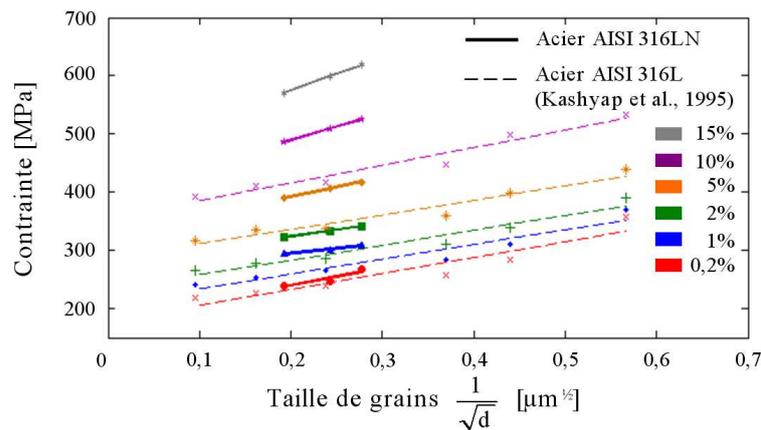


Figure 2.14 – Évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains de l'acier AISI 316LN pour différents niveaux de déformation.

Les paramètres σ_0 et k_0 de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) (chapitre 1, équation (1.4)) et leur évolution en fonction de la déformation imposée sont présentés dans le tableau 2.3 et les figures 2.15a et 2.15b.

Tableau 2.3 – Paramètres σ_0 et k_0 de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) pour différents niveaux de déformations.

	Taux de déformation [%]	0,2	1	2	5	10	15
Acier AISI 316LN	σ_0 [MPa]	177	260	278	324	396	460
	k_0 [MPa $\mu\text{m}^{1/2}$]	310	168	227	237	463	571
Acier AISI 316L (Kashyap and Tangri, 1995)	σ_0 [MPa]	174	206	232	288	362	—
	k_0 [MPa $\mu\text{m}^{1/2}$]	289	271	262	268	304	—

Les valeurs du paramètre σ_0 (paramètre associé à la contrainte de friction qui s'oppose au mouvement des dislocations) sont légèrement supérieures à celles identifiées par Kashyap and Tangri (1995) mais suivent la même évolution. Pour de faibles niveaux de déformation ($\epsilon \leq 3\%$), nos valeurs de k_0 (paramètre associé à la résistance des joints de grains à la transmission du glissement) sont inférieures à celles obtenues par Kashyap and Tangri (1995). Elles augmentent, par contre, de manière plus importante et les dépassent rapidement.

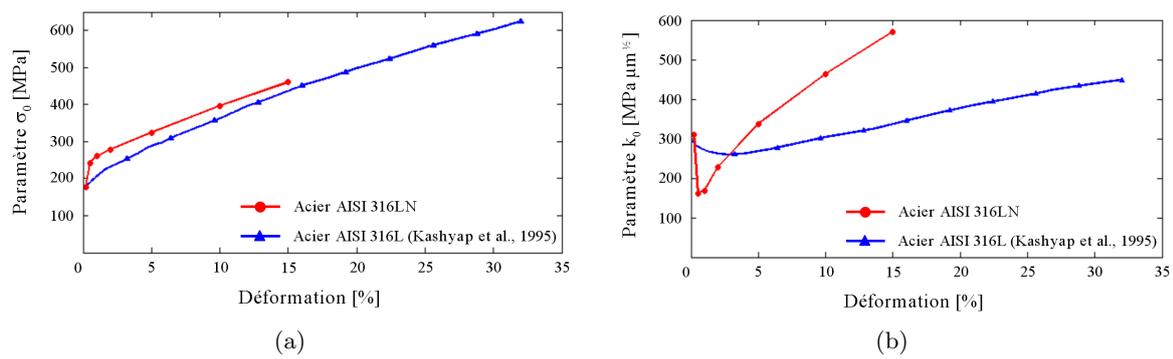


Figure 2.15 – Courbes d'évolution des paramètres de la lois de Hall (1951) - Petch (1953) en fonction de la déformation pour l'acier AISI 316LN : a) σ_0 , b) k_0 .

CONCLUSION

L'acier AISI 316LN étudié possède une microstructure biphasée composée d'austénite et de ferrite δ résiduelle. Les différentes analyses réalisées ont permis une caractérisation détaillée de chacune de ces phases.

Afin de compléter les observations bidimensionnelles effectuées et de recueillir les données nécessaires à la réalisation d'un agrégat multicristallin représentant de manière réaliste la microstructure en trois dimensions de l'acier AISI 316LN (morphologie des grains et orientations cristallines), une méthode de polissages successifs combinés à des cartographies EBSD a été mise au point. Le volume de matériau ainsi décrit mesure $600 \times 600 \times 150 \mu\text{m}^3$. Il contient 4363 grains dont 4044 d'austénite et 319 de ferrite δ résiduelle, cette dernière phase se présentant sous forme de nappes.

Les essais de traction sur le matériau brut ont permis de déterminer ses propriétés mécaniques et son comportement mécanique macroscopique que l'on peut considérer comme isotrope et peu sensible à la vitesse de sollicitation. Ce dernier est similaire du point de vue de sa courbe de contrainte/déformation et de l'évolution de l'écroutissement $\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$ à celui identifié par Feaugas (1999) sur un acier AISI 316L. De plus, les énergies de fautes d'empilement qui conditionnent la nature du glissement sont proches pour les deux matériaux ($32,7 \text{ mJ/m}^2$ pour l'acier AISI 316LN étudié et $31,5 \text{ mJ/m}^2$ pour l'acier AISI 316L étudié par Feaugas (1999)). Ces correspondances nous permettent de considérer que les structures de dislocations suivent des évolutions similaires.

La caractérisation du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN a été complétée par des essais de traction simple sur des éprouvettes ayant différentes tailles de grains. En raison d'un phénomène de croissance anormale de grains, seules deux tailles de grains (toutes deux inférieures à celles du matériau brut) ont pu être obtenues. Les essais ont montré que le matériau est sujet aux effets de type Hall (1951) - Petch (1953). La contrainte d'écoulement et l'écroutissement sont inversement proportionnels à la taille de grains. Les paramètres de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) ont été identifiés et comparés avec les données recueillies par Kashyap and Tangri (1995) pour un acier AISI 316L. Ils évoluent de la même manière pour les deux aciers.

Étude du comportement mécanique et amorçage de fissures de l'acier AISI 316LN en fatigue oligocyclique

Si les phénomènes liés à l'amorçage de fissures sont globalement bien identifiés dans des monocristaux de métaux très purs sollicités en fatigue et orientés pour le glissement simple, il n'en est pas de même pour les alliages polycristallins commerciaux. En effet, les variations de composition chimique, la présence de précipités, d'impuretés, d'inclusions, de joints de grains mais aussi les effets de l'environnement modifient de manière significative les mécanismes de déformation, nécessitant ainsi quasiment une étude au cas par cas. Les aciers de type AISI 316L et AISI 316LN ont néanmoins été largement étudiés et les travaux réalisés sur ces aciers s'accordent à dire que l'amorçage de fissures de fatigue oligocyclique est principalement dû à la localisation de la déformation à la surface du matériau.

Ce chapitre a pour but de décrire de manière précise les mécanismes de déformation et les phénomènes de localisation influençant le comportement mécanique et conduisant à l'apparition des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN. Il se subdivisera en différentes parties au cours desquelles :

- Le comportement mécanique macroscopique du matériau sera analysé.*
- Les mécanismes de déformation œuvrant lors de sollicitations cycliques seront étudiés.*
- La nature des sites d'amorçage à la surface du matériau sera présentée.*
- La localisation de la déformation conduisant à l'apparition de fissures en surface sera décrite.*

Les études présentées dans ce chapitre ont été réalisées sur l'acier AISI 316LN mis à disposition dans le cadre du projet AFGRAP. Les essais de fatigue oligocyclique réalisés ont été menés à $R = -1$, à température ambiante et à l'air pour deux amplitudes de déformation totale imposée : $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. La vitesse de déformation appliquée pour chacun de ces essais est de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

3.1 Comportement mécanique macroscopique en fatigue oligocyclique

Le comportement mécanique macroscopique a été déterminé pour les deux amplitudes de déformation totale imposée ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). Trois essais par niveau de déformation ont été réalisés : un à partir d'une éprouvette prélevée dans la direction de laminage (notée R) et deux à partir d'éprouvettes prélevées dans la direction transverse (notée T). Le nombre de cycles à rupture, la forme des boucles d'hystérésis et l'évolution de l'amplitude des contraintes $\frac{\Delta\sigma}{2}$ en fonction du nombre de cycles N ont ainsi pu être évalués. Ces essais ont également servi à déterminer l'évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en cours d'essai.

3.1.1 Comportement global

Pour une amplitude de déformation fixée, les essais conduits ont révélé un comportement mécanique isotrope. Aucune réelle différence n'a pu être mise en évidence lorsque la direction de prélèvement varie (R ou T). Les figures 3.1a et 3.1b présentent l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour les essais menés respectivement à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$.

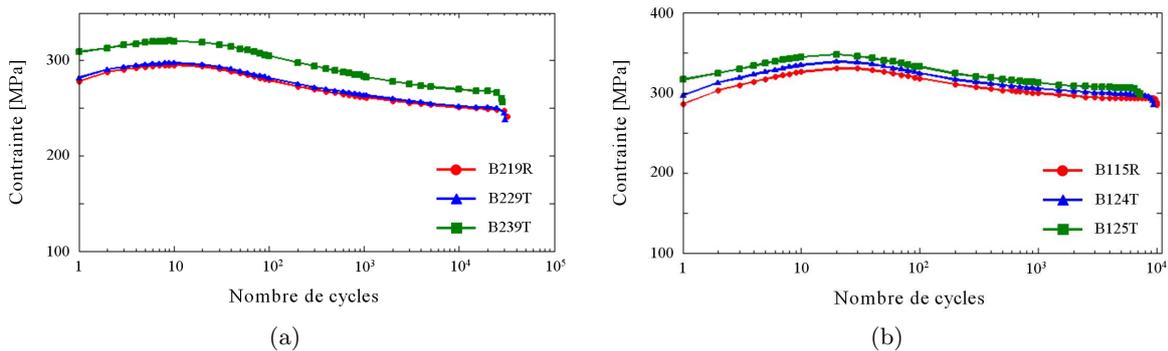


Figure 3.1 – Évolution de l'amplitude des contraintes de l'acier AISI 316LN en fonction du nombre de cycles : a) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$, b) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ (R direction de laminage et T direction transverse).

L'amplitude des contraintes évolue de manière similaire pour les deux niveaux de déformation. Le comportement de l'acier AISI 316LN se caractérise tout d'abord par un durcissement cyclique observé jusqu'à 10 cycles pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et 20 cycles pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Ce stade est suivi par un stade d'adoucissement cyclique jusqu'à 300 cycles pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et 200 cycles pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Les boucles d'hystérésis se stabilisent ensuite jusqu'à rupture de l'éprouvette. Ceci se traduit par un plateau sur la courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes. La durée et l'intensité du stade de durcissement sont proportionnelles au niveau de déformation imposée et celles du stade d'adoucissement inversement proportionnelles. Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$, le plateau est d'ailleurs marqué par une continuelle légère diminution de l'amplitude des contraintes alors que celle-ci reste réellement stable pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Pour les deux niveaux de déformation appliquée, nos observations sont en accord avec celles réalisées sur l'acier AISI 316L par Polák et al. (1994).

Les boucles d'hystérésis pour les cycles correspondant à la fin du stade de durcissement (N_{FD}), la fin du stade d'adoucissement (N_{FA}), la mi-durée de vie ($N_{1/2}$) et au cycle rupture (N_R) sont présentées sur les figures 3.2a et 3.2b pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Ces courbes correspondent à celles obtenues à partir des essais réalisés sur les éprouvettes prélevées dans la direction R. Les amplitudes de déformation élastique ($\Delta\epsilon_e/2$), plastique ($\Delta\epsilon_p/2$), les contraintes minimales (σ_{min}), maximales (σ_{max}) et les amplitudes des contraintes ($\Delta\sigma/2$) ont été mesurées pour le premier cycle (N_1), N_{FD} , N_{FA} , $N_{1/2}$ et N_R . Pour les deux amplitudes de déformation imposée, les valeurs moyennes de ces grandeurs sont présentées dans le tableau 3.1.

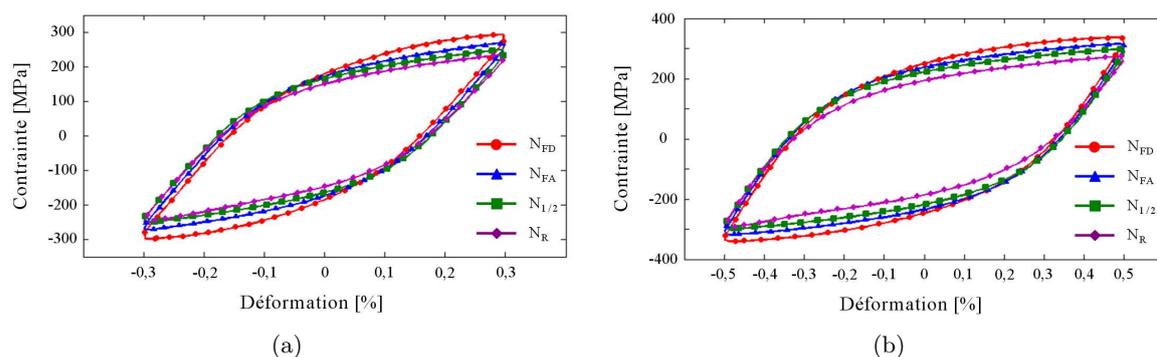


Figure 3.2 – Boucles d'hystérésis de l'acier AISI 316LN : a) essai $B115R$ à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) essai $B219R$ à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (R direction de laminage).

Tableau 3.1 – Évolution des moyennes des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour les essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Essai	Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
$\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$	N_1	0,135	0,165	-296,0	292,7	294,4	1
	N_{FD}	0,148	0,152	-305,4	302,5	304,0	10
	N_{FA}	0,147	0,163	-278,9	278,2	278,5	300
	$N_{1/2}$	0,130	0,170	-257,5	255,3	256,4	15220
	N_R	0,137	0,163	-254,7	235,1	244,9	30440
$\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$	N_1	0,141	0,359	-306,3	307,9	307,1	1
	N_{FD}	0,173	0,327	-340,0	336,3	338,2	20
	N_{FA}	0,163	0,337	-317,9	314,9	316,4	200
	$N_{1/2}$	0,159	0,341	-300,5	297,6	299,1	4575
	N_R	0,175	0,325	-299,8	278,4	289,1	9150

L'observation des boucles d'hystérésis montre que l'acier AISI 316LN est sujet à l'effet Bauschinger (1886). Le nombre de cycles moyen à rupture est de 30440 pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et de 9150 pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (le nombre de cycles à rupture correspond ici à une chute brutale de 10 % de l'amplitude des contraintes). Pour ces deux niveaux de déformation imposée, les amplitudes de déformations élastique et plastique suivent des évolutions similaires aux cours des différents stades. L'amplitude de déformation plastique diminue durant le stade de durcissement cyclique et augmente ensuite durant le stade d'adoucissement cyclique ainsi qu'au cours du plateau. Elle diminue à nouveau en fin d'essai sous l'effet de l'endommagement des éprou-

vettes. Les essais étant pilotés en amplitude de déformation totale, l'amplitude de déformation élastique évolue de manière inverse.

Les contraintes minimale et maximale restent symétriques durant la quasi totalité du cyclage. La fin d'essai est marquée par une contrainte de compression supérieure à celle de traction, traduisant ainsi le développement d'une fissure principale qui s'ouvre lors des phases de traction et se referme lors des phases de compression.

Le détail des mesures effectuées pour chaque essai et les courbes d'hystérésis obtenues pour les éprouvettes prélevées dans la direction transverse (T) figurent en annexe B.

3.1.2 Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en cours d'essai

Les contraintes liées aux deux types d'érouissage et désignées par de nombreux auteurs par contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X ont été déterminées pour les deux niveaux de déformation imposée à partir d'un essai réalisé sur une éprouvette prélevée dans la direction R et d'un essai réalisé sur une éprouvette prélevée dans la direction T. Leur évolution en fonction du nombre de cycles est présentée sur la figure 3.3.

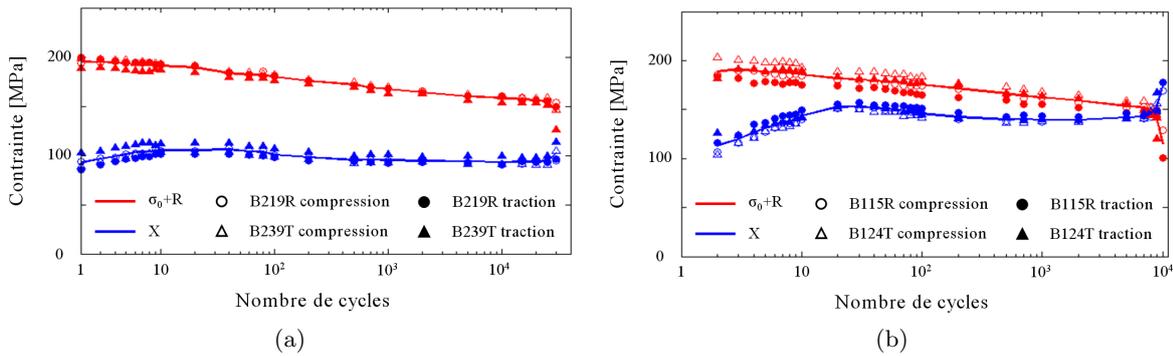


Figure 3.3 – Évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X de la l'acier AISI 316LN en fonction du nombre de cycles : a) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (R direction de laminage et T direction transverse).

Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, comme pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, les courbes obtenues montrent que :

- La contrainte macroscopique effective est supérieure à la contrainte cinématique.
- La contrainte effective diminue tout au long de l'essai et chute lorsque le nombre de cycles approche N_R .
- La contrainte cinématique augmente rapidement en début d'essai, diminue puis se stabilise. La durée de chacune de ces phases est égale à celle des stades de durcissement cyclique, d'adoucissement cyclique et de plateau observés sur les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles (figure 3.1).
- La baisse importante de la contrainte macroscopique effective en toute fin d'essai s'accompagne d'une forte hausse de la contrainte cinématique.

Ces observations nous mènent ainsi aux conclusions suivantes :

- Le stade de durcissement cyclique observé sur la courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles est donc piloté par l'augmentation rapide de la contrainte cinématique en début d'essai.

- Le stade d'adoucissement est dû à la diminution des contraintes macroscopique effective et cinématique.
- Le plateau résulte des effets antagonistes de la diminution de la contrainte macroscopique effective et de la stabilisation de la contrainte cinématique.

En comparant le comportement mécanique observé aux deux niveaux de déformation, nous pouvons noter une légère différence en ce qui concerne la phase de plateau. La contrainte cinématique augmente légèrement au cours de ce stade pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ alors qu'elle reste constante pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$. À $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, la légère hausse de la contrainte cinématique observée durant ce stade compense la baisse de la contrainte macroscopique effective. L'amplitude des contraintes reste ainsi constante. À $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, la contrainte cinématique restant constante au cours du plateau, la baisse de la contrainte macroscopique effective conduit alors à une légère diminution de l'amplitude des contraintes.

Les contraintes liées aux deux types d'érouissage pour les essais à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ peuvent être comparées à celles mesurées par Polák et al. (1996a) sur l'acier AISI 316L. Certaines différences apparaissent. Les valeurs de la contrainte macroscopique effective de l'acier AISI 316L sont inférieures à celles de l'acier AISI 316LN. En revanche, celles de la contrainte cinématique sont plus importantes. La contrainte macroscopique effective est inférieure à la contrainte cinématique pour l'acier AISI 316L alors que l'inverse est observé pour l'acier AISI 316LN. L'évolution de ces deux contraintes en cours d'essai est néanmoins relativement similaire pour les deux aciers.

3.2 Mécanismes de déformation à l'échelle microscopique et comportement macroscopique en fatigue oligocyclique

L'identification des mécanismes de déformation a été réalisée au microscope électronique à transmission (MET) pour les deux niveaux de déformation que nous nous sommes proposés d'étudier. Dans cette partie, par souci de simplification, les éprouvettes cyclées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ seront appelées éprouvettes A et celles cyclées à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ éprouvettes B.

Des lames minces ont été prélevées perpendiculairement à l'axe de sollicitation à la fin du durcissement cyclique (N_{FD}), à la fin de l'adoucissement cyclique (N_{FA}) ainsi qu'à mi-durée de vie ($N_{1/2}$). Le protocole de préparation de ces lames minces est le même que celui utilisé dans le chapitre 2 (pour plus de détails se référer à l'annexe A). Pour chaque condition, trois à quatre lames minces, soit 10 à 15 grains, ont été observées.

À la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}), les mécanismes de déformation sont similaires pour les éprouvettes A et B (figures 3.4a et 3.4b). Les dislocations ne sont pas organisées et aucune structure particulière n'a pu être identifiée. La plupart des grains sont en glissement simple planaire. Des empilements de dislocations sont présents aux joints de grains. Quelques dipôles et multipôles ont été observés.

Le stade d'adoucissement cyclique (N_{FA}) se caractérise pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, comme pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, par une organisation progressive des dislocations. Des bandes de glissement planaire se forment (figures 3.5a et 3.5a). Aucune autre structure n'a été observée. Le glissement reste simple et de nature planaire dans la majorité des grains.

À mi-durée de vie ($N_{1/2}$), les structures de dislocations diffèrent quelque peu selon l'amplitude de déformation imposée :

- Pour les éprouvettes A, le glissement reste majoritairement simple et de nature planaire.

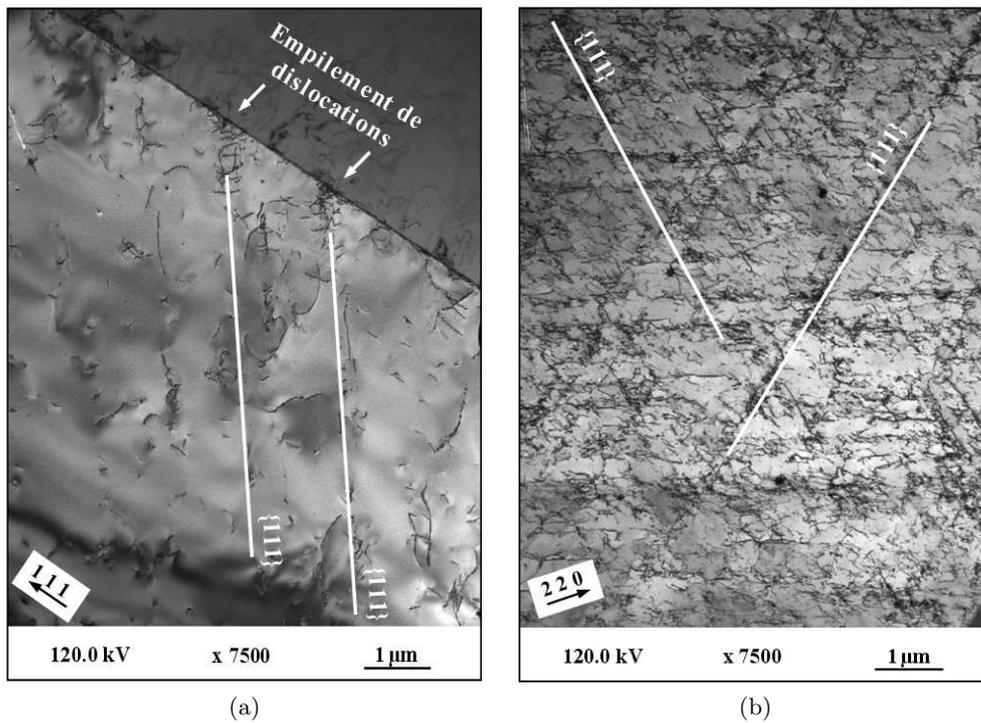


Figure 3.4 – Observations au MET de l'acier AISI 316LN à la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}) : a) empilements de dislocations sur un joint de grain ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) glissement planaire, deux systèmes actifs ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$).

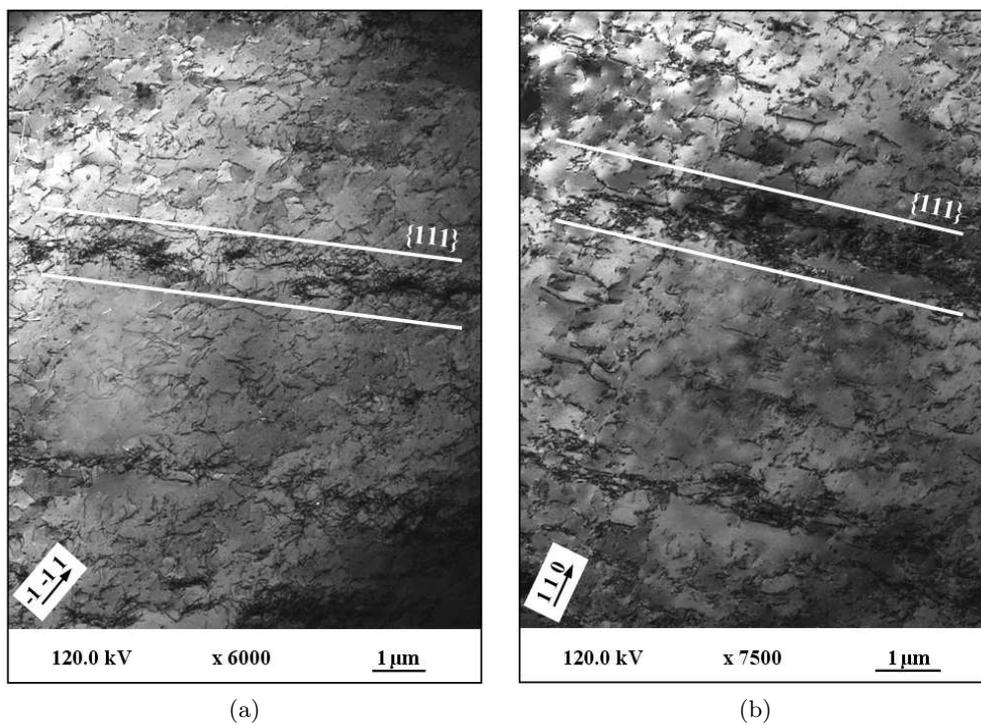


Figure 3.5 – Observations au MET de bandes de glissement planaire dans l'acier AISI 316LN à la fin du stade d'adoucissement cyclique (N_{FA}) : a) $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, b) $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

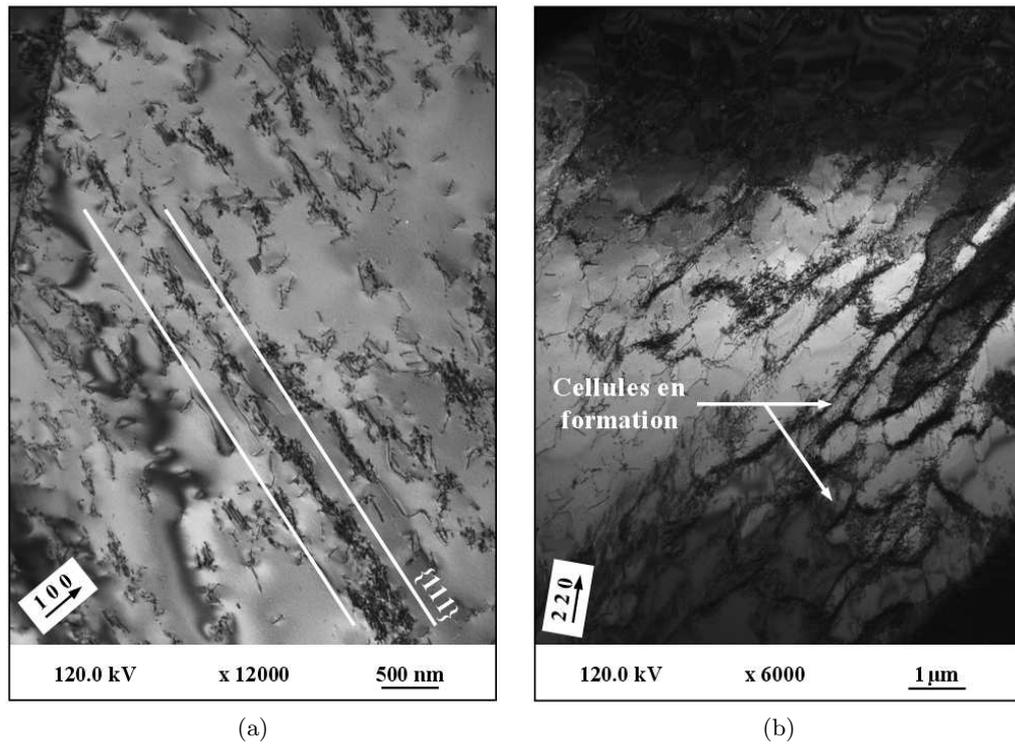


Figure 3.6 – Observations au MET de l'acier AISI 316LN à mi-durée de vie ($N_{1/2}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) bandes de glissement planaires, b) cellules en formation.

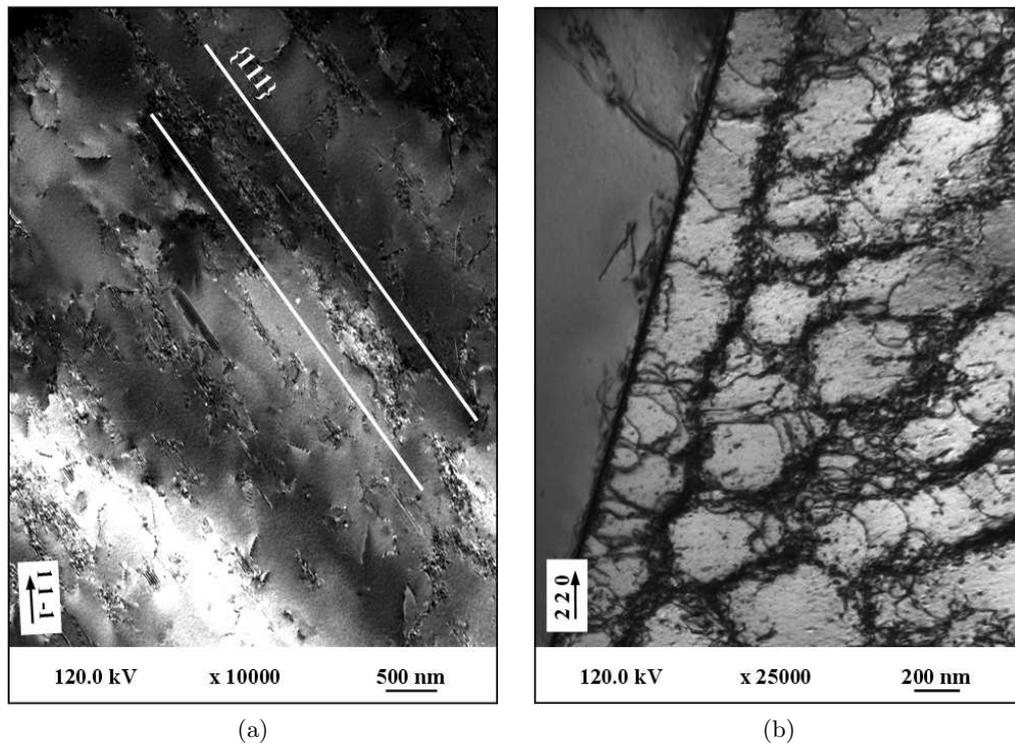


Figure 3.7 – Observations au MET de l'acier AISI 316LN à mi-durée de vie ($N_{1/2}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) bandes de glissement planaires, b) cellules.

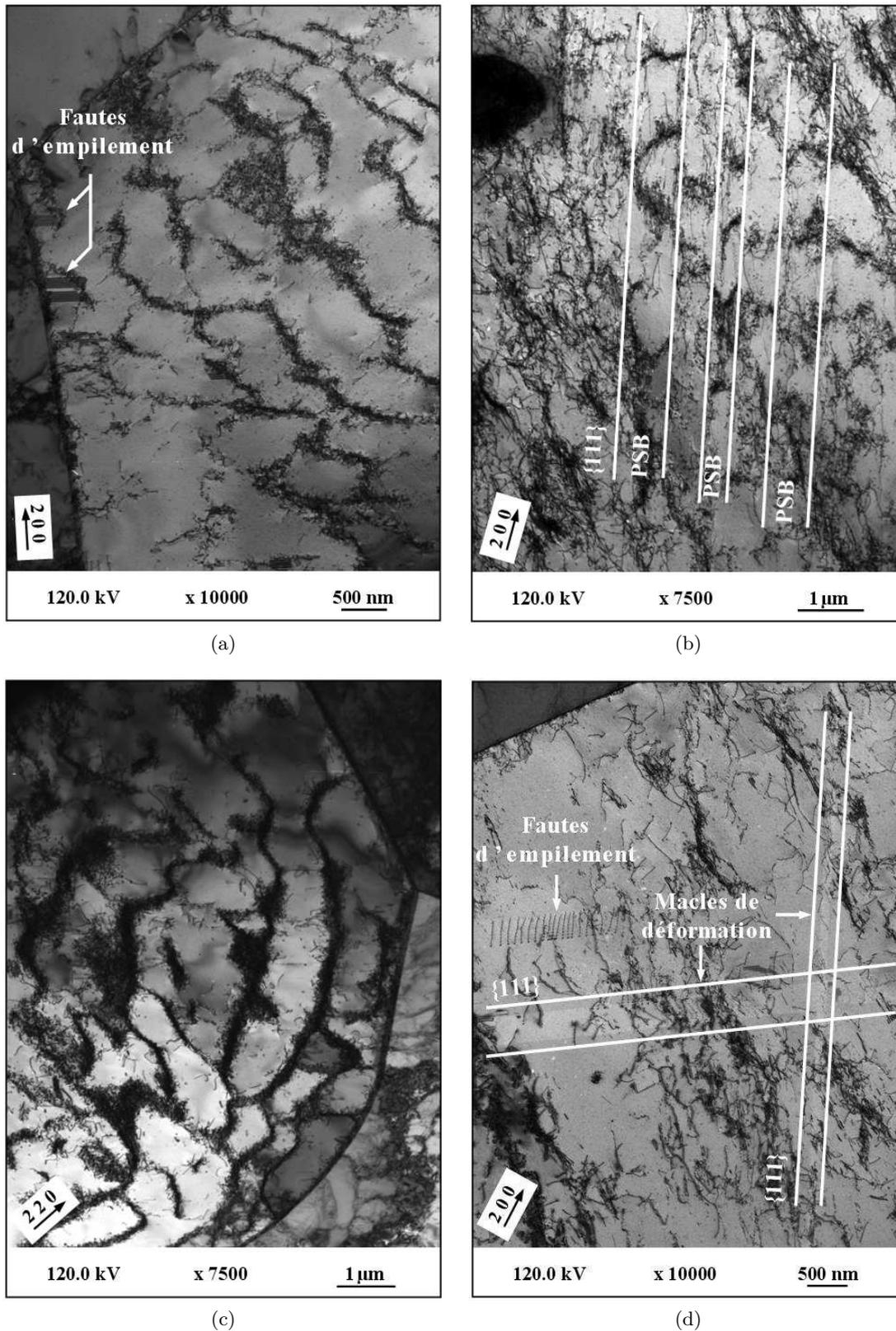


Figure 3.8 – Observations au MET de l'acier AISI 316LN à mi-durée de vie ($N_{1/2}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) veines, b) bandes persistantes de glissement (notée PSB), c) cellules en formation, d) macles de déformation.

Les bandes de glissement observées à la fin du stade d'adoucissement cyclique sont présentes dans la quasi totalité des grains observés (figure 3.6a). Quelques cellules en formation ont néanmoins été identifiées au niveau des joints de grains (figure 3.6b). Elles sont de grandes tailles et leurs parois sont peu structurées.

- Pour les éprouvettes B, la plupart des grains présentent des bandes de glissement planaire (figure 3.7a) souvent accompagnée de cellules au contour bien dessiné et aux parois denses et fines (figure 3.7b). D'autres grains plus rares renferment des veines (figure 3.8a) et des bandes persistantes de glissement (figure 3.8b). Des macles de déformation ont également été identifiées (figure 3.8d).

Pour ces niveaux de déformation imposée, les mécanismes de déformation observés dans l'acier AISI 316LN ressemblent à ceux œuvrant dans les aciers AISI 316L étudiés par Gerland et al. (1989, 1997), Obrtlík et al. (1994), Kruml et al. (1997) ou encore Gaudin (2002).

Selon ces auteurs, des structures de type planaire ainsi que des veines devraient pouvoir être observées lors d'essais menés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$. Si des bandes de glissement planaire ont bel et bien été identifiées dans l'acier AISI 316LN, aucune veine n'a pu être mise en évidence. En revanche, des cellules en formation sont présentes au niveau des joints de grains.

À $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$, lorsque le nombre de cycles augmente, les observations au MET devraient permettre, selon la littérature, l'identification successive de structures planaires, de veines, de bandes persistantes de glissement, de labyrinthes et de cellules. Si nos observations ont, en effet, permis de mettre ces structures en évidence, les veines et les bandes persistantes de glissement ne sont présentes qu'en très faible quantité. Nous avons majoritairement observé des bandes de glissement planaire situées principalement au centre des grains et des cellules se développant au niveau des joints de grains.

Malgré des énergies de faute d'empilement similaires, le glissement planaire semble donc plus actif dans l'acier AISI 316LN que dans l'acier AISI 316L. Une hypothèse peut être avancée. Le glissement planaire pourrait être la conséquence de la présence d'azote dans le matériau et de phénomènes d'ordre à courte distance.

Cette analyse des structures de dislocations présentes dans le matériau à différents nombres de cycles pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ fournit quelques indices permettant d'expliquer l'évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique :

- La diminution de la contrainte macroscopique effective tout au long du cyclage peut provenir des phénomènes d'annihilation qui accompagnent l'organisation progressive des dislocations et la formation de structures de dislocations tout au long des essais.
- L'augmentation de la contrainte cinématique en début d'essai semble être associée aux empilements de dislocations observés aux joints de grains.
- La diminution de la contrainte cinématique coïncide avec la formation de bandes de glissement planaire.
- La stabilisation de la contrainte cinématique peut provenir d'un équilibre entre les phénomènes adoucissants et durcissants qui résultent de l'activité des structures de dislocations formées ou encore d'un effet combiné de la relaxation des contraintes en tête d'empilement et de l'augmentation du nombre de structures organisées.
- La légère augmentation de la contrainte cinématique à partir de la mi-durée de vie pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ pourrait, quant à elle, être liée au développement de cellules.

Ces hypothèses s'appuient, d'une part, sur la comparaison entre nos résultats et ceux de la

littérature et, d'autre part, sur un raccourci consistant à assimiler la contrainte macroscopique effective aux effets des interactions entre dislocations provoquant des contraintes à courte distance et la contrainte cinématique aux effets des structures de dislocations conduisant à l'apparition de contraintes à plus longue portée. Rappelons que ces contraintes locales ne sont pas mesurables à l'échelle macroscopique. Ces dernières réflexions sont donc à prendre avec précaution.

3.3 Amorçage des fissures de fatigue oligocyclique : formation du relief de surface

3.3.1 Amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN : introduction de l'étude

Dans leurs travaux, Mineur et al. (2000) et Mu and Aubin (2010) ont classé les fissures observées à la surface de l'acier AISI 316L selon la nature de leur sites d'amorçage. Elles ont été réparties en quatre catégories : les fissures intragranulaires (amorçées au sein d'intrusions et d'extrusions liées à l'émergence en surface de bandes de glissement), les fissures amorçées aux joints de grains, celles amorçées aux joints de macles et les fissures mixtes (amorçées aux interfaces et se propageant au sein d'intrusions et d'extrusions ou inversement).

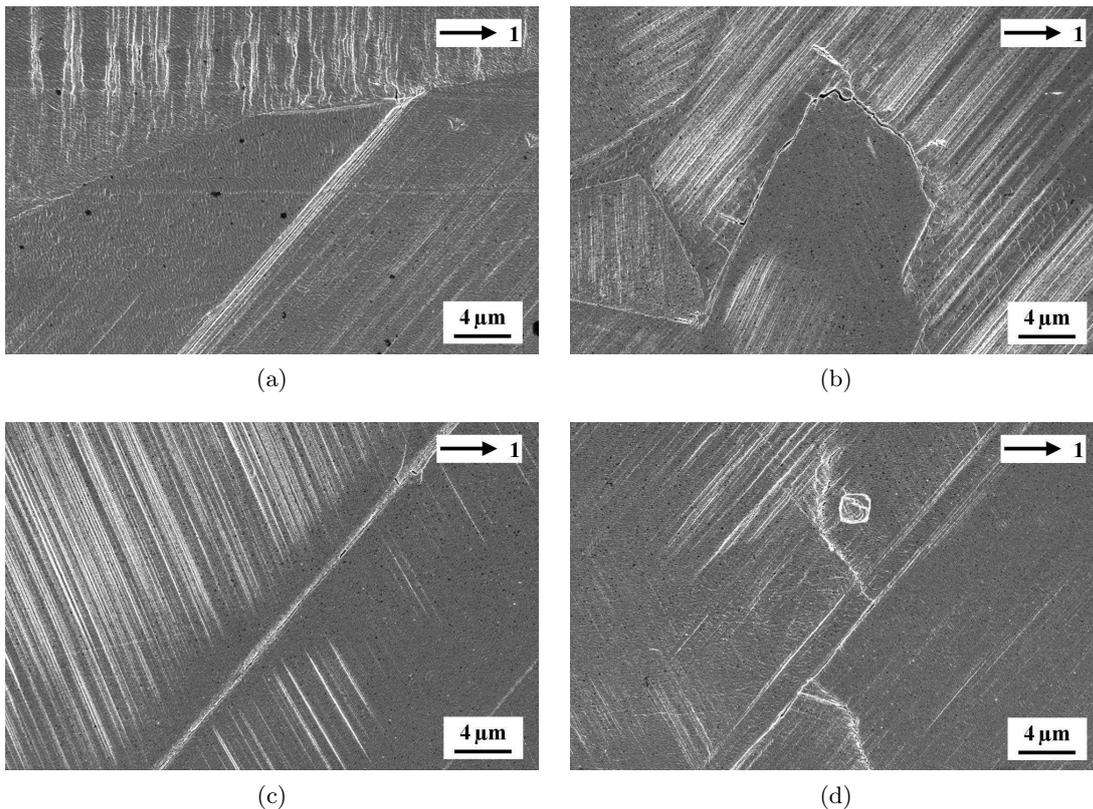


Figure 3.9 – Observations des sites d'amorçage de fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN au MEB : a) fissure intragranulaire ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) fissure initiée à un joint de grains ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$), c) fissure initiée à un joint de macles ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$), d) fissure mixte ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

Les observations que nous avons réalisées au microscope électronique à balayage (MEB) à la surface d'éprouvettes d'acier AISI 316LN cyclées, nous ont permis de retrouver les quatre catégories de fissures décrites par ces auteurs. Un exemple de fissures de chaque catégorie est présenté sur la figure 3.9. Ces observations ont été faites à un tiers et deux tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$ et $N_{2/3}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Les éprouvettes utilisées ont été prélevées dans le direction de laminage (R) et leur préparation est détaillée dans l'annexe B.

Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ comme pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, nous avons pu constater que les zones marquées par des intrusions et des extrusions correspondent à des sites particulièrement favorables à l'amorçage. Ces zones semblent également jouer un rôle important lors du stade de propagation. Les fissures se fraient un chemin au sein de ce relief où elles s'étendent facilement et coalescent.

Les travaux de Mineur et al. (2000) et Mu and Aubin (2010) ayant montré de manière quantitative que les fissures de fatigue s'amorçaient majoritairement dans l'acier AISI 316L au sein de ce relief de surface lorsque ce matériau était sollicité à l'air pour des niveaux de déformation similaires à ceux que nous nous sommes proposés d'étudier, nous avons supposé que ce relief jouait un rôle tout aussi important dans le cas de l'acier AISI 316LN. Pour notre étude de l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique, nous avons donc choisi de nous concentrer sur l'apparition et le développement des lignes et des bandes de glissement à la surface du matériau. L'objectif de nos travaux est de décrire à l'échelle mésoscopique les conditions de formation et les caractéristiques de ce relief de surface, relief qui à des stades ultérieurs donnera naissance à des fissures ou facilitera leur extension.

Notre étude a été réalisée pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, et se subdivise en quatre grandes parties :

- Les lignes et les bandes observées à la surface des aciers de type AISI 316L et AISI 316LN étant le fruit de l'émergence de bandes de glissement planaire ou de bandes persistantes de glissement (Kruml et al., 1997 ; Polák et al., 2005), structures associées au glissement simple, la première partie se focalisera sur la détermination des systèmes actifs et de leur facteur de Schmid. Elle aura pour but de déterminer si le système actif est celui au plus haut facteur de Schmid.
- La deuxième partie portera sur une analyse du relief de surface observé au Microscope Électronique à Balayage (MEB), ainsi qu'à l'EBS (Electron Back Scattered Diffraction), à différents nombres de cycles pour les deux niveaux de déformation que nous nous sommes proposés d'étudier. Elle permettra de décrire les caractéristiques de ce relief ainsi que la manière dont se développent les lignes et les bandes de glissement à la surface de l'acier AISI 316LN.
- La troisième partie présentera les résultats d'observations réalisées au MEB et à l'EBS sur 20 grains préalablement sélectionnés. Cette partie permettra de donner une description précise de la formation du relief de surface en relation avec l'activité de chaque système de glissement.
- La quatrième et dernière partie décrira les résultats de mesures réalisées au Microscope à Force Atomique (AFM). Elle aura pour but de déterminer la hauteur du relief créé par l'émergence de lignes ou de bandes de glissement ainsi que la vitesse de croissance de ce relief.

3.3.2 Critère d'activation du glissement : détermination des systèmes actifs et de leur facteur de Schmid

L'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique se faisant de manière préférentielle au niveau d'intrusions et d'extrusions à la surface du matériau lorsque les aciers AISI 316L sont sollicités à l'air pour des amplitudes de déformation imposée proche de $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$, nous avons cherché à déterminer si, comme le suggèrent Man et al. (2002) et Mu and Aubin (2010), ce relief naît bien de l'émergence des bandes de glissement associées au système de glissement ayant le plus important facteur de Schmid.

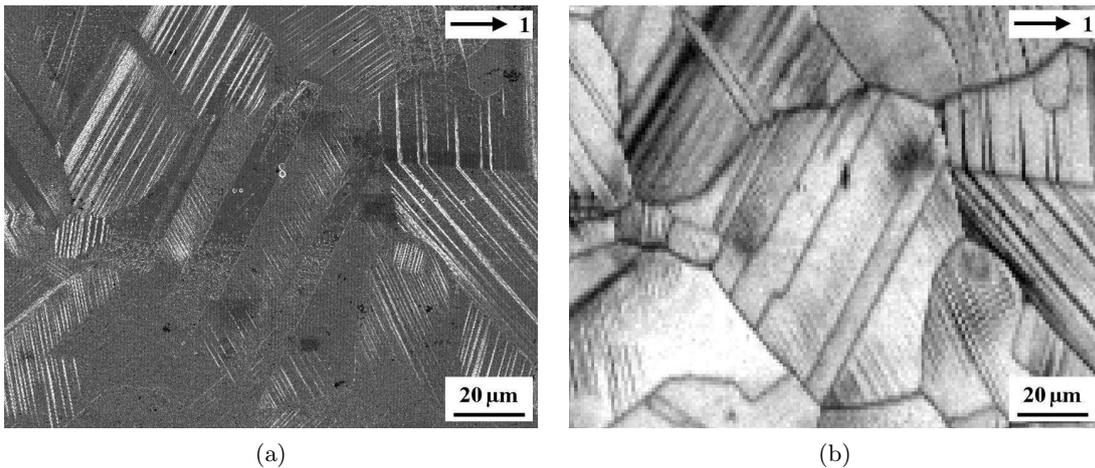


Figure 3.10 – Observation à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) d'un grain d'acier AISI 316LN cyclé à une amplitude de déformation de $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) observation MEB, b) carte d'image qualité. (axe 1 : axe de sollicitation)

L'étude que nous avons réalisée s'appuie sur des analyses EBSD (de $1200 \times 1200 \mu\text{m}^2$ par pas de $1 \mu\text{m}$) qui ont été effectuées à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ (soit 15220 et 4575 cycles). Les deux éprouvettes utilisées pour ces observations ont été prélevées dans la direction de laminage (R). Leur préparation est la même que celle utilisée pour les analyses précédentes. Elle est détaillée dans l'annexe B.

À 15220 et 4575 cycles, les bandes formées d'intrusions et d'extrusions sont bien développées à la surface des éprouvettes et peuvent être identifiées avec précision à partir des cartes d'image qualité. Ces cartes permettent l'évaluation de la qualité de clichés de diffraction. Cette dernière est bonne lorsque le matériau est bien préparé et non déformé. En revanche, elle l'est beaucoup moins lorsque la maille est distordue du fait de la déformation. La figure 3.10 compare l'image réalisée au MEB à la carte d'image qualité d'un grain cyclé à $N_{2/3}$ pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$. Notons que les bandes observées à $N_{2/3}$ créent une distorsion du réseau cristallin suffisante pour être capturées par des analyses EBSD réalisées avec une résolution $1 \mu\text{m}$.

À l'aide des angles d'Euler mesurés par analyses EBSD, les traces formées par l'intersection des plans de glissement $\{111\}$ avec la surface libre ont été déterminées et comparées aux bandes observées sur les cartes d'image qualité. En supposant que les contraintes internes provenant des incompatibilités de déformation entre grains sont négligeables devant le champ de contraintes uniaxial appliqué, les facteurs de Schmid des systèmes de glissement $\langle 110 \rangle \{111\}$ (systèmes de glissement des cristaux CFC) ont été calculés pour les différents grains étudiés.

Nous avons ainsi pu déterminé quel était le facteur de Schmid du système actif. Nous entendons ici par système actif le système dont la trace du plan {111} correspond avec les bandes observées. Parmi les trois systèmes de glissement contenus dans un plan {111} correspondant à une bande, nous avons supposé que seul le système de plus grand facteur de Schmid était actif. Cette analyse a été réalisée sur 100 grains d'austénite pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Nous nous sommes concentrés uniquement sur la phase austénitique, la fraction surfacique des grains de ferrite δ résiduelle n'excédant pas $0,3\%$ (chapitre 2).

Pour plus de clarté, nous reprendrons les notations de la partie 3.2 en nommant l'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ éprouvette A et celle cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ éprouvette B. Nous noterons f_1, f_2, \dots, f_{12} , les douze systèmes de glissement $\langle 110 \rangle$ {111} classés par ordre décroissant selon la valeur de leur facteur de Schmid. Le système ayant le plus haut facteur de Schmid parmi les systèmes actifs sera noté S_1 . Le système ayant le deuxième plus haut facteur de Schmid parmi les systèmes actifs S_2 . Le système ayant le troisième plus haut facteur de Schmid parmi les systèmes actifs S_3 . Etc.

Les résultats obtenus pour les deux niveaux de déformation étudiés sont similaires et mènent aux mêmes conclusions. Dans la suite de cette partie, nous détaillerons donc uniquement les résultats obtenus pour l'éprouvette B (cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). Ceux obtenus pour l'éprouvette A (cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$) sont présentés dans l'annexe B.

Éprouvette B : essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$

Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$, la trace des plans {111} correspond également aux bandes de glissement observées en surface. Parmi les grains analysés, les bandes peuvent être associées à un seul système de glissement dans 72% des cas, à deux systèmes distincts dans 27% des cas et trois dans 1% des cas.

Pour 64% des grains marqués par le glissement simple (où seul S_1 est actif), les bandes correspondent à la trace du plan contenant f_1 . Pour 30% , elles sont associées au plan contenant f_2 et pour 6% , au plan contenant f_3 . Pour les grains où les bandes correspondent à deux systèmes de glissement distincts, le premier système actif (S_1) est dans 93% des cas le système f_1 et dans 7% le système f_2 . En ce qui concerne le second système actif (S_2), 67% d'entre eux correspondent à f_2 , 26% à f_3 , 4% à f_4 et 3% à f_7 . Dans le grain ayant trois systèmes actifs, S_1, S_2 et S_3 correspondent respectivement aux systèmes f_1, f_2 et f_3 .

La figure 3.11a présente la distribution cumulée des facteurs de Schmid maximaux (ceux des systèmes f_1) pour les 1201 grains contenus dans la cartographie EBSD réalisée sur l'éprouvette B et celle des facteurs de Schmid associés aux systèmes S_1 pour les 100 grains analysés. Comme pour l'éprouvette A, nous pouvons constater que les systèmes S_1 correspondent majoritairement aux systèmes f_1 . Notons que pour 80% des grains étudiés, S_1 est supérieur à $0,44$, valeur très légèrement supérieure à celle déterminée pour l'éprouvette A ($0,435$).

En ce qui concerne le rapport Q_{S_1/f_1} , ce dernier est pour 80% des grains étudiés supérieur à $0,85$ (figure 3.11b), valeur également très légèrement supérieure à celle déterminée pour l'éprouvette A ($0,80$). Lorsque S_1 ne correspond pas à f_1 , son facteur de Schmid est donc dans 80% des cas supérieur à $0,85$ fois celui du système f_1 .

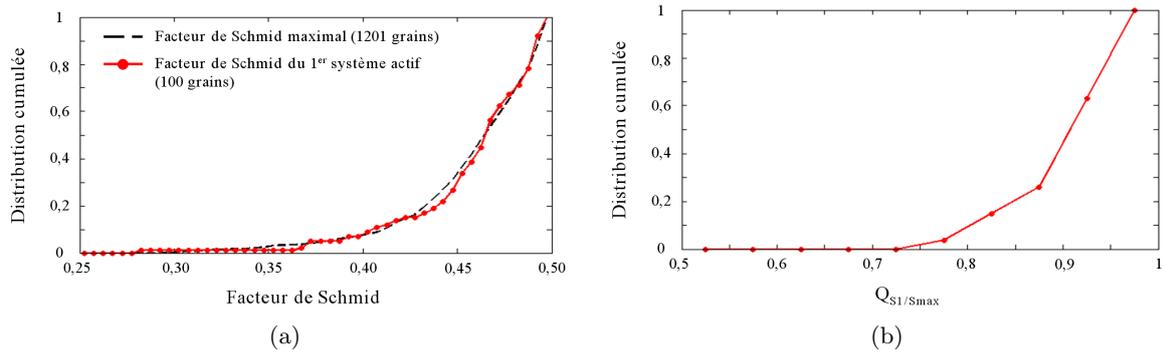


Figure 3.11 – a) Distribution cumulée des facteurs de Schmid des systèmes de glissement f_1 pour les 1201 grains contenus dans la cartographie EBSD réalisée à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ (4575 cycles) et distribution des facteurs de Schmid des systèmes S_1 pour les 100 grains analysés sur cette cartographie, b) Distribution cumulée du rapport $Q_{S1/f1}$ entre les facteurs de Schmid du système de glissement S_1 et du système f_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$).

Dans le cas où plusieurs systèmes sont actifs, le rapport $Q_{S2/S1}$ est pour 80 % des grains analysés supérieur à 0,80 (figure 3.12a). Comme pour l'éprouvette A, lorsque plusieurs systèmes de glissement sont actifs par grain, le facteur de Schmid du système S_2 est dans 80 % des cas supérieur à 0,80 fois celui du système S_1 .

La distribution des grains ayant deux systèmes actifs en fonction de la valeur de leur facteur de Schmid montre que le facteur de Schmid du système S_1 est supérieur à 0,4 pour 100 % de ces grains et celui du système S_2 est supérieur à 0,4 pour 66 % (figure 3.12b).

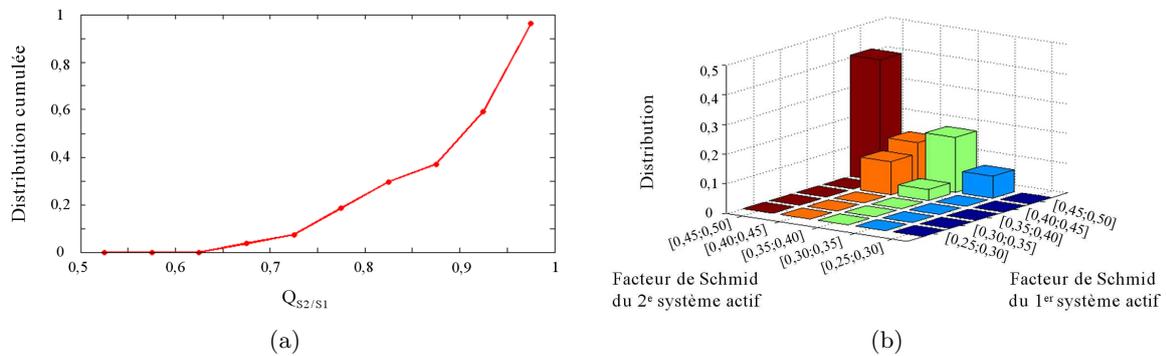


Figure 3.12 – a) Distribution cumulée du rapport $Q_{S2/S1}$ entre le facteur de Schmid du système de glissement S_2 et du système de S_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$), b) Distribution des grains ayant deux systèmes actifs en fonction des facteurs de Schmid ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$).

Bilan des analyses

Les bandes observées à la surface des éprouvettes A et B correspondent à la trace des plans $\{111\}$, confirmant ainsi le fait qu'elles naissent bien dans l'acier AISI 316LN de l'émergence de bandes de glissement comme le suggèrent Kruml et al. (1997) et Polák et al. (2005) pour l'acier AISI 316L. Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ comme pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, seul un, voire deux systèmes de

glissement sont actifs par grain. Ces systèmes correspondent majoritairement à ceux ayant les facteurs de Schmid les plus élevés. Ces analyses sont en parfait accord avec les travaux réalisés par Man et al. (2002) et Mu and Aubin (2010).

L'influence des contraintes internes sur l'activation du glissement est donc relativement réduite lorsque l'acier AISI 316LN est sollicité en fatigue.

Notons que nous avons également étudié l'influence de l'orientation du vecteur de Burgers par rapport à la surface sur l'activation du glissement et qu'aucune relation n'a pu être mise en évidence.

3.3.3 Analyse au MEB et à l'EBSD du relief formé à la surface du matériau

Le développement et l'évolution du relief de surface a été étudié à l'aide d'observation effectuées au MEB et à l'EBSD pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Les analyses réalisées au MEB ont été faites à :

- la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}),
- la fin du stade d'adoucissement cyclique (N_{FA}),
- un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$),
- deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$).

Les analyses EBSD ont été réalisées avant essai et à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$). Les éprouvettes utilisées pour cette étude ont été prélevées dans le direction de laminage (R). Leur préparation est la même que celle utilisée pour les analyses précédentes et détaillée dans l'annexe B.

Ces observations ont pour but de décrire les caractéristiques et la manière dont se développent les lignes et les bandes de glissement à la surface de l'acier AISI 316LN lors d'essais de fatigue oligocyclique.

Cette section s'articule en trois parties :

- la première décrit les résultats des observations réalisées au MEB.
- la deuxième présente les résultats des analyses EBSD.
- la troisième et dernière partie dresse le bilan de cette étude.

3.3.3.1 Observations au MEB de la surface des éprouvettes

Observation des grains d'austénite

À N_{FD} , les grains sont marqués par de fines lignes de glissement (figure 3.13a). Si ces lignes ressemblent à celles observées lors de chargements monotones, elles s'accompagnent d'étroites extrusions de matière caractéristiques du relief formé sous l'effet de sollicitations cycliques. Les lignes sont parallèles et majoritairement présentes près des joints de grains ou des joints de macles. La plupart des grains présente des lignes correspondantes à la trace d'un seul plan $\{111\}$, suggérant ainsi qu'ils sont en glissement simple. Lorsque les lignes peuvent être associées à la trace de plans $\{111\}$ distincts (glissement multiple), le grain est généralement partagé en domaines, chaque domaine étant caractérisé par l'activité d'un seul système. Nous avons noté quelques regroupements de lignes qui forment alors de fines bandes (figure 3.13b) composées d'un petit nombre d'intrusions et d'extrusions. Ces bandes sont régulièrement espacées de 1 et 4 μm et leur largeur n'excède pas 500 nm.

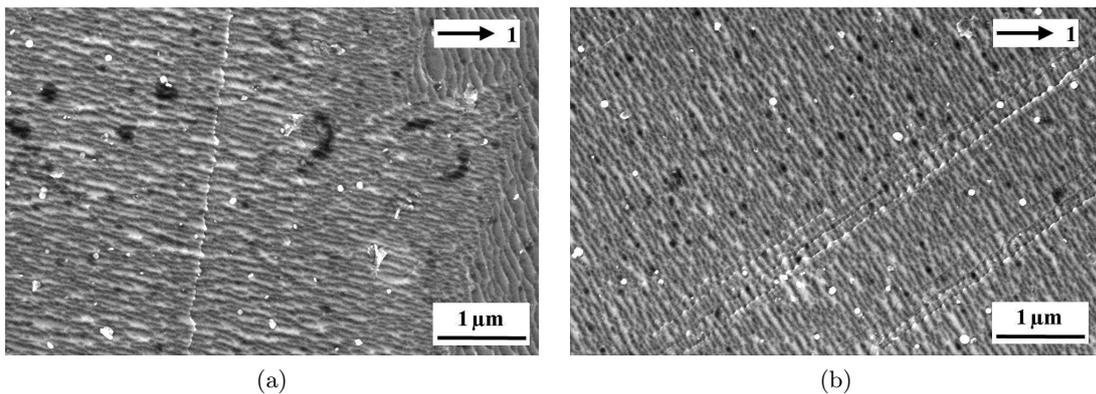


Figure 3.13 – Observations au MEB du relief de surface de l'acier AISI 316LN à la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}) : a) ligne de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) bandes de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

À N_{FA} , le nombre des lignes observées à la surface du matériau a légèrement augmenté. Elles marquent de nombreux grains mais ne sont présentes qu'en faible quantité dans chaque grain. Comme à N_{FD} , elles sont majoritairement localisées à proximité des interfaces (joints de grains et joints de macles). La quasi totalité des grains semblent être en glissement simple. Dans certains cas, lorsque plusieurs systèmes sont actifs, les domaines d'activité de chaque système peuvent se chevaucher. De manière générale, les lignes observées sont soit isolées et dispersées de manière hétérogène en sein d'une zone, soit regroupées sous forme de bandes régulièrement espacées. La largeur de ces bandes varie entre 100 et 750 nm et leur espacement entre 1 et 4 μm. Les extrusions de matière sont plus conséquentes, mais restent tout de même faibles (figure 3.14).

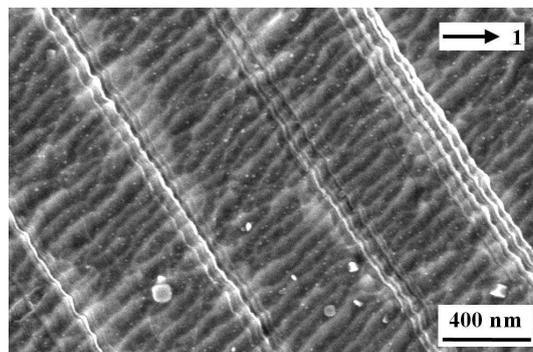


Figure 3.14 – Observations au MEB d'une bande de glissement à la surface de l'acier AISI 316LN (N_{FA} , $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

À $N_{1/3}$, le relief de surface a considérablement augmenté. Les lignes isolées observées à N_{FA} ont disparu. Les grains sont marqués par un grand nombre de fines lignes de glissement irrégulièrement espacées et/ou par de grosses bandes de glissement régulièrement espacées (figure 3.15a et 3.15b).

Les fines lignes correspondent à des fines extrusions de matière dont la hauteur a augmenté depuis N_{FA} . Les grosses bandes naissent des regroupements de lignes décrits précédemment et

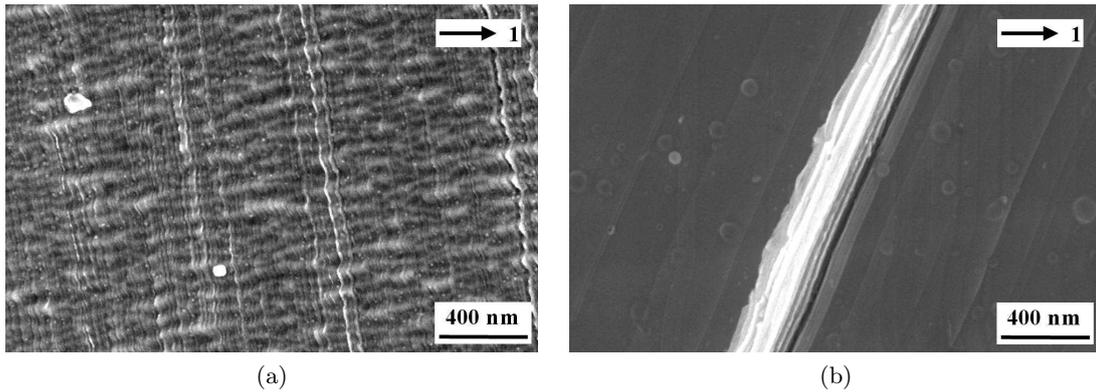


Figure 3.15 – Observations au MEB du relief de surface de l'acier AISI 316LN à un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$) : a) lignes de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$), b) bande de glissement ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

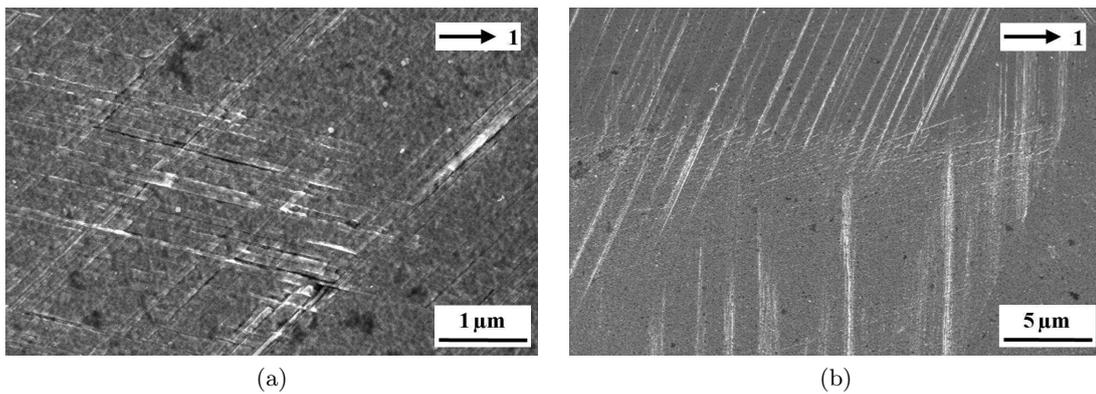


Figure 3.16 – Observations au MEB du relief de surface de l'acier AISI 316LN à un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$) : a) bandes de glissement en interaction ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) bandes de glissement réparties dans deux domaines ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

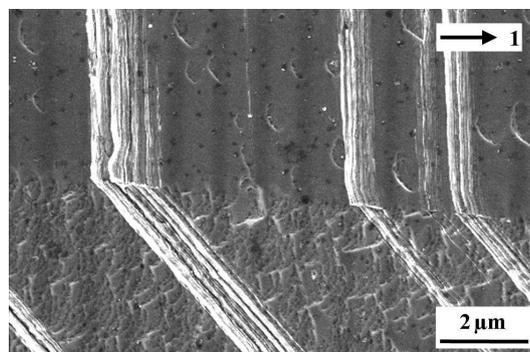


Figure 3.17 – Observations au MEB de bandes de glissement au niveau d'un joint de macles à la surface de l'acier AISI 316LN ($N_{1/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

peuvent être de deux types :

- Le premier se caractérise par la présence d'une importante extrusion de matière souvent accompagnée d'une ou deux intrusions relativement profondes.
- Le second est formé d'une multitude de fines intrusions et extrusions.

La largeur des bandes observées a augmenté et varie entre 200 nm et 1 μm . Leur espacement prend des valeurs comprises entre 500 nm et 4 μm . La largeur des bandes observées en surface et leur espacement correspondent à ceux qu'il est possible de mesurer au MET pour les bandes de glissement planaire et les bandes persistantes de glissement que nous avons observées (partie 3.2). Ceci est en accord avec le fait que les intrusions et les extrusions naissent de la localisation de la déformation au sein de ces structures de dislocations comme l'ont montré Kruml et al. (1997) et Polák et al. (2005) pour l'acier AISI 316L.

Nous pouvons d'ailleurs noter que certaines bandes forment un relief similaire à celui que forment les macrobandes persistantes de glissement observées par Man et al. (2010) à la surface d'un acier AISI 316L cyclé à basses températures.

La quasi totalité des grains sont marqués par le glissement. Il semble majoritairement simple mais comme pour lors des précédentes observations, certains grains présentent des lignes ou des bandes de glissement associées à des plans $\{111\}$ distincts. Les lignes et les bandes sont nombreuses. Elles se sont multipliées et celles associées à l'un des systèmes actifs tendent à couvrir l'ensemble de la surface des grains à partir de zones où le glissement était déjà présent à N_{FD} et N_{FA} . Les observations que nous avons réalisées nous ont permis de noter ces différentes caractéristiques :

- Dans certains grains, les systèmes sont actifs dans des domaines distincts et aucune interaction entre ces domaines n'est observable.
- Dans d'autres grains, les domaines peuvent interagir. Dans ce cas, soit les systèmes se cisailent (figure 3.16a), soit l'un des systèmes prend le pas sur l'autre.
- Lorsque plusieurs systèmes sont actifs au sein d'un même grain, l'un d'eux a une activité plus importante que les autres. Ils créent plus de lignes ou des bandes. Le relief qu'il forme est plus important (largeur des bandes, hauteur des extrusions et profondeur des intrusions) et couvre une surface plus grande du grain que celui formé par les autres systèmes.
- Parfois de nouveaux systèmes ont été activés entre N_{FD} et $N_{1/3}$. Leur activité restent confinée au voisinage des interfaces (joints de grains et joints de macles) et le relief qu'ils engendrent reste alors relativement faible.
- Les lignes et les bandes sont généralement stoppées par les joints de grains ou les joints de macles. Ces interfaces forment de réelles barrières empêchant la propagation du glissement d'un grain à l'autre.
- Les lignes ou les bandes stoppées aux interfaces influencent l'activation des systèmes dans le grain adjacent (figure 3.17).

À $N_{2/3}$, le nombre de lignes et de bandes n'a guère évolué. En revanche, la hauteur des extrusions associées qui leur sont associées a augmenté par rapport à $N_{1/3}$. Les deux types de bandes observés à $N_{1/3}$ (figures 3.15a et 3.15b) sont toujours identifiables et leur aspect reste similaire (figures 3.18a et 3.18b). Leur largeur a augmenté et varie entre 300 nm et 1,5 μm et leur espacement entre 500 nm et 4 μm .

Le relief observé à la surface des éprouvettes se forme et évolue de la même manière pour

$\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Le nombre de lignes, de bandes, leur largeur, la hauteur des extrusions de matière et la profondeur des intrusions semblent similaires.

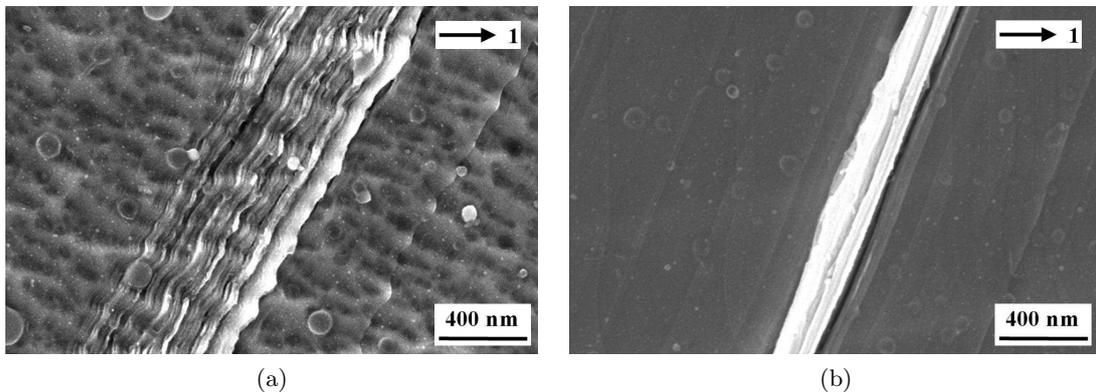


Figure 3.18 – Observations du relief de surface au MEB : a) bande de glissement composée d'une multitude d'intrusions et d'extrusions ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) bande de glissement composée d'une extrusion principale accompagnée de deux intrusions ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

Notons qu'à partir de N_{FA} , des zones de glissement intense ont pu être identifiées dans certains grains (figure 3.19a et 3.19b). Elles se caractérisent par une succession quasi continue d'intrusions et d'extrusions sur plusieurs microns de large. Elles se développent à proximité des interfaces. Leur nombre augmente en fonction du nombre de cycles, tout comme leur taille, le nombre d'intrusions et d'extrusions qui les composent et la hauteur du relief qu'elles créent. Ces zones sont moins nombreuses sur les éprouvettes cyclées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ que sur celles cyclées à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

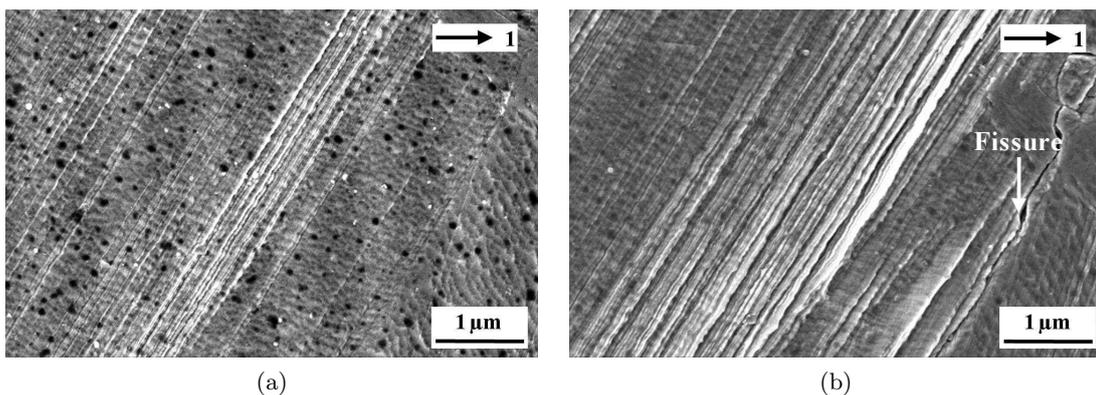


Figure 3.19 – Observations au MEB de bandes de glissement intense à la surface de l'acier AISI 316LN pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$: a) N_{FA} , b) $N_{2/3}$. (axe 1 : axe de sollicitation)

Ce type de relief est similaire à celui observé par Hong and Laird (1990), Lukás et al. (1992) ou encore plus récemment par Zhang et al. (2008) pour des matériaux sujets au glissement planaire, tels que les alliages cuivre aluminium et cuivre zinc. D'après Buchinger et al. (1986), il est dû à l'activité de bandes persistantes de Lüders. Contrairement au bandes persistantes de

glissement, l'activité de ces bandes est supposée être relativement courte et non permanente. Or nous avons observé que ces zones de glissement intense s'étendent et que le relief qui leur est associé augmente tout au long des essais. Laird (1996) suggèrent que ces bandes se transforment progressivement en bandes persistantes de glissement sous l'effet du chargement cyclique. Ce type de relief a également été observé par Man et al. (2010) à la surface d'un acier AISI 316L cyclé à basses températures.

Observation au MEB des ilots de ferrite δ résiduelle

Les grains de ferrite δ résiduelle ne présentent, quant à eux, aucun relief apparent. Les lignes ou les bandes de glissement observées dans les grains d'austénite adjacents ne semblent pas influencer la déformation des ilots de ferrite (figure 3.20). Ces derniers ne sont pas cisailés par les lignes ou les bandes présentes dans les grains d'austénite environnant et aucune décohésion à l'interface entre les deux phases n'a pu être observée. Ces observations sont valables pour les deux niveaux de déformation imposée.

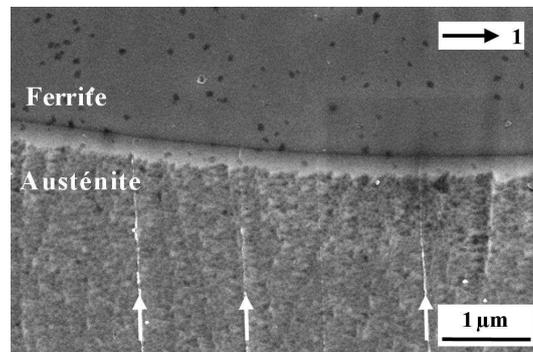


Figure 3.20 – Observations au MEB d'une nappe de ferrite δ résiduelle à la surface de l'acier AISI 316LN ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

3.3.3.2 Analyses EBSD de la surface des éprouvettes avant essai et à $N_{2/3}$

Des analyses EBSD d'une taille de $1200 \times 1200 \mu\text{m}^2$ (par pas de $1 \mu\text{m}$) ont été réalisées sur une éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et une éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Pour chacune de ces éprouvettes, une même zone a été cartographiée avant essai et à $N_{2/3}$. Ces cartographies regroupent 2174 grains pour l'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et 1201 grains pour l'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Pour les deux niveaux de déformation, ces analyses ne montrent aucune évolution de l'orientation des grains.

Pour l'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, des analyses EBSD complémentaires à plus haute résolution (pas de $0,1 \mu\text{m}$) ont été réalisées à $N_{2/3}$ dans des zones présentant un relief de surface particulier (figure 3.21). Ce relief se caractérise par de courtes bandes d'une largeur de quelques centaines de nanomètres. Contrairement aux bandes composées d'intrusions et d'extrusions que nous avons décrites précédemment, ces dernières sont irrégulièrement espacées, se touchent même parfois et exhibent une forme légèrement courbée. Elles ne créent pas d'intrusions ou d'extrusions de matière franches mais donnent plutôt naissance à un relief plus doux constitué de petites ondulations. Les observations EBSD ont permis d'associer ce relief à

la formation de macles de déformation. Ces observations sont en accord avec celles réalisées au MET où des macles de déformation ont également été identifiées (partie 3.2) et la forme de ces macles ressemblent à celles observées par Wu et al. (2007) suite à des essais de traction sur un acier AISI 316L.

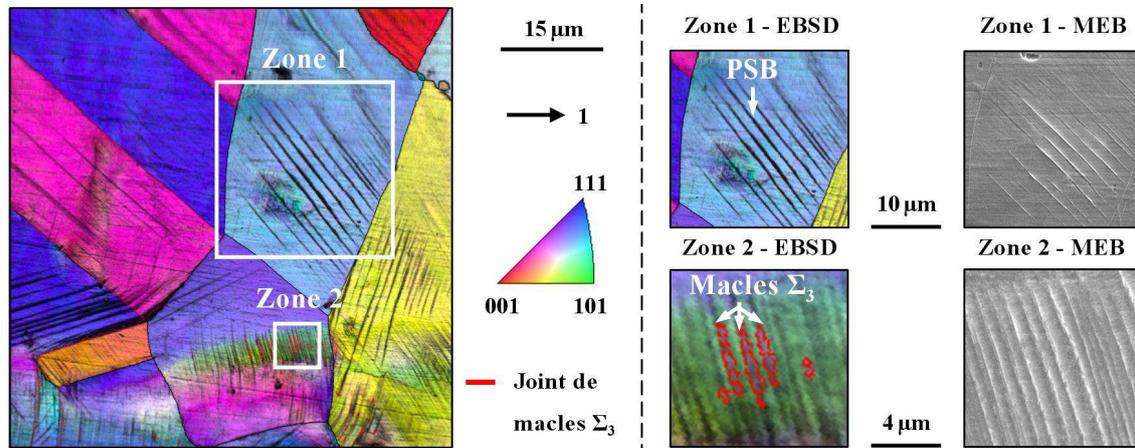


Figure 3.21 – Observation à l'EBS (carte de figure de pôles inverse et d'image qualité) et au MEB de bandes de glissement (notée PSB) et de macles de déformation à la surface de l'acier AISI 316LN ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$). (axe 1 : axe de sollicitation)

Ces zones de maillage sont rares et fortement déformées. Elles s'accompagnent des seules rotations du réseau cristallin que nous avons pu mettre en évidence suite aux essais de fatigue oligocyclique que nous avons menés sur l'acier AISI 316LN. Ces rotations se situent soit au niveau des macles à proprement dites, soit à côté au niveau de l'interface entre deux domaines présentant des bandes de glissement associées à l'activité de systèmes de glissement distincts. Le tracé de profil de désorientation dans ces zones montre que le réseau tourne d'environ 2° tous les microns.

Il convient néanmoins de souligner que ces phénomènes de maillage et de rotation du réseau cristallin sont marginaux. Malgré l'inspection minutieuse de la surface des éprouvettes, extrêmement peu de zones de ce type ont pu être identifiées.

3.3.3.3 Bilan des observations MEB et EBSD réalisées à la surface d'éprouvettes cyclées

Ces analyses ont permis de déterminer les caractéristiques et la manière dont se développent les lignes et les bandes de glissement à la surface de l'acier AISI 316LN lors d'essais de fatigue oligocyclique. Les points suivants résument les observations que nous venons de détailler :

- Les intrusions et extrusions au sein desquelles s'amorcent les fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN naissent de fines lignes formées d'étroites extrusions de matière. Ces dernières se développent dès les premiers cycles comme l'ont observé Man et al. (2003) Polák et al. (2009), généralement au niveau des joints de grains et des joints de macles. Elles se regroupent au fur et à mesure des cycles pour former de fines bandes.
- Le nombre de lignes et de bandes augmente légèrement au cours des stades de durcissement cyclique et d'adoucissement cyclique, et la hauteur des extrusions observées reste faible.

- La formation de ce relief de surface coïncide avec la formation des bandes de glissement observées précédemment au MET. Notons que leur apparition coïncide également avec le changement du facteur de forme V_H des boucles d'hystérésis (synonyme du début de la localisation de la déformation) décrit par Polák et al. (1994) pour l'acier AISI 316L.
- Les bandes se multiplient et s'étendent à partir des interfaces à toute la surface des grains. À un tiers de la durée de vie, elles sont bien développées et régulièrement espacées. Les extrusions de matière sont importantes et les intrusions profondes.
- Après $N_{1/3}$, le nombre de bandes n'évolue quasiment plus. Il semble donc que les lignes de glissement et les bandes de glissement se forment toutes durant le premier tiers de la durée de vie de l'acier AISI 316LN, confirmant ainsi les observations réalisées par Polák et al. (1996b) sur l'acier AISI 316L. En revanche, leurs largeur et relief augmentent sous l'effet de la sollicitation cyclique.
- La grande majorité des grains est en glissement simple.
- Dans le cas où plusieurs systèmes sont actifs, les bandes associées à chaque système se développent dans des domaines distincts qui se chevauchent parfois lorsque le glissement est particulièrement intense. L'un des systèmes a une activité plus importante que les autres et les bandes qu'il forment couvrent généralement une importante partie du grain. Celles associées aux autres systèmes sont moins grandes et restent confinées au niveau des interfaces.
- Les joints de grains et les joints de macles empêchent la propagation des bandes d'un grain à l'autre. Les bandes stoppées au niveau de ces interfaces influencent, par contre, l'apparition de bandes dans le grain voisin. Ce phénomène peut être attribué au fait que les contraintes internes en tête de bande se relaxent par l'activation d'un système dans le grain adjacent.
- Les grains de ferrites ne semblent pas se déformer et ne développent pas de bandes de glissement.
- La déformation est majoritairement portée par les bandes de glissement et se fait généralement sans rotation de réseau mesurable.

Remarque

L'existence de domaines de glissement simple a été signalé par Rey et Zaoui (1980, 1982) suite à des observations réalisées dans le cas de chargements monotones sur des bicristaux d'aluminium et de cuivre. La formation de ces zones serait liée à l'interaction forte des systèmes de glissement, interaction qui est d'ailleurs d'autant plus importante que l'énergie de faute d'empilement du matériau est faible. Énergétiquement, il semble plus facile pour un grain de se déformer par domaine en glissement simple plutôt qu'en glissement multiple. En général, les systèmes primaire et secondaire forment des barrières de Lomer-Cottrell qui constituent des obstacles forts au glissement.

3.3.4 Analyse du relief de surface en relation avec l'orientation cristalline des grains

Dans cette partie, nous avons suivi au MEB la formation et l'évolution du relief de surface dans 20 grains d'austénite préalablement sélectionnés à partir des cartographies EBSD effectuées avant essai. 9 ont été suivis lors d'un essai réalisé à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et 11 l'ont été lors

d'un essai réalisé à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Ces grains ont été choisis en fonction de leur orientation cristalline (grains favorablement orientés pour le glissement simple, double ou multiple), de leur taille (petits et gros grains), de la présence ou non de macles et de l'orientation du joint de macles par rapport à l'axe de sollicitation. Leur orientation cristalline étant connue, les facteurs de Schmid associés à leurs 12 systèmes de glissement ont donc été calculés et l'apparition des bandes d'intusions et d'extrusions a été reliée à l'activité de ces différents systèmes.

L'apparition et le développement du relief de surface en relation avec l'activité des différents systèmes de glissement ont été analysés à :

- la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}),
- la fin du stade d'adoucissement cyclique (N_{FA}),
- un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$),
- deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$).

Nous distinguerons dans nos analyses les grains favorablement orientés pour le glissement simple de ceux favorablement orientés pour le glissement multiple.

Pour simplifier nos descriptions, nous reprendrons les notations de la partie 3.3.2. L'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ sera nommée éprouvette A et celle cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ éprouvette B. Nous noterons f_1, f_2, \dots, f_{12} , les douze systèmes de glissement $\langle 110 \rangle \{111\}$ classés par ordre décroissant selon la valeur de leur facteur de Schmid. Le système ayant le plus haut facteur de Schmid parmi les systèmes actifs sera noté S_1 . Le système ayant le deuxième plus haut facteur de Schmid parmi les systèmes actifs S_2 . Le système ayant le troisième plus haut facteur de Schmid parmi les systèmes actifs S_3 . Etc.

Les résultats obtenus pour les deux niveaux de déformation étudiés sont similaires et mènent aux mêmes conclusions. Dans la suite de cette partie, nous détaillerons donc uniquement les résultats obtenus pour l'éprouvette B (cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$). Ceux obtenus pour l'éprouvette A (cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$) sont présentés dans l'annexe B.

3.3.4.1 Analyse du relief sur l'éprouvette B cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$

La figure 3.22 présente la carte de figure de pôles et la figure de pôles des grains qui ont été observés lors du cyclage à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. Elles représentent la position de l'axe de sollicitation dans le triangle stéréographique standard. La figure 3.23 donne un aperçu des observations réalisées pour les grains G_9 et G_{11} au cours de l'essai.

Pour les grains G_5, G_8, G_9, G_{10} et G_{11} , l'axe de sollicitation se situe au centre du triangle stéréographique, ce qui correspond à des orientations propices au glissement simple pour un monocristal en traction lors du stade I de déformation. Les axes de sollicitation sont pour les grains G_1, G_2, G_3, G_4, G_6 et G_7 proches des frontières du triangle, ce qui correspond plutôt à des orientations favorables au glissement multiple.

Grains favorablement orientés pour le glissement simple

À N_{FD} , les grains G_5 et G_8 présentent un seul système de glissement actif. Ce système correspond au système f_1 pour G_5 et au système f_2 pour G_8 . Dans G_5 , l'activité du système f_1 est limitée à des zones situées à proximité des interfaces (joint de grains et/ou joints macles) alors que dans G_8 , f_2 est actif au centre du grain. Les grains G_9, G_{10} et G_{11} présentent deux systèmes actifs : les systèmes f_1 et f_2 . Pour ces trois grains, l'activité des systèmes f_1 est localisée au centre du grain et celle des systèmes f_2 est limitée à niveau des interfaces. Dans G_{10} et G_{11} , f_1 et f_2

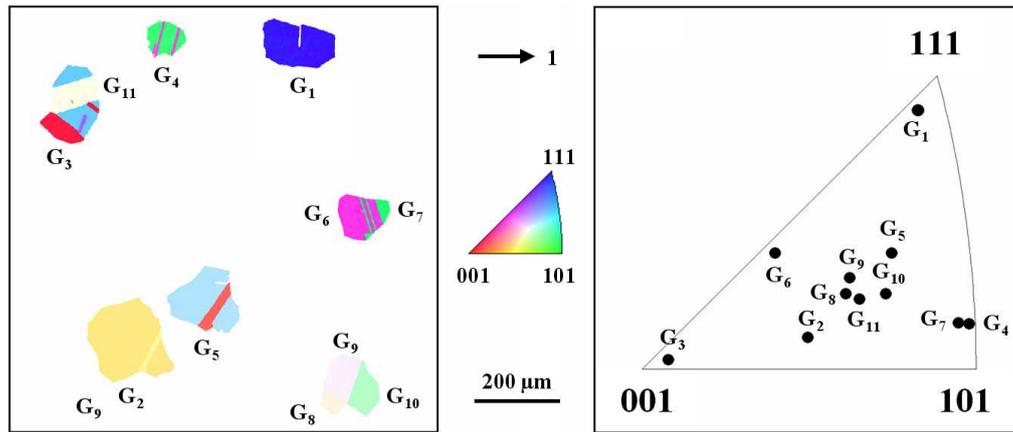


Figure 3.22 – Carte de figure de pôles des 11 grains d'acier AISI 316LN étudiés lors du cyclage à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ et position de l'axe de sollicitation dans le triangle standard pour ses 11 grains (axe 1 : axe de sollicitation).

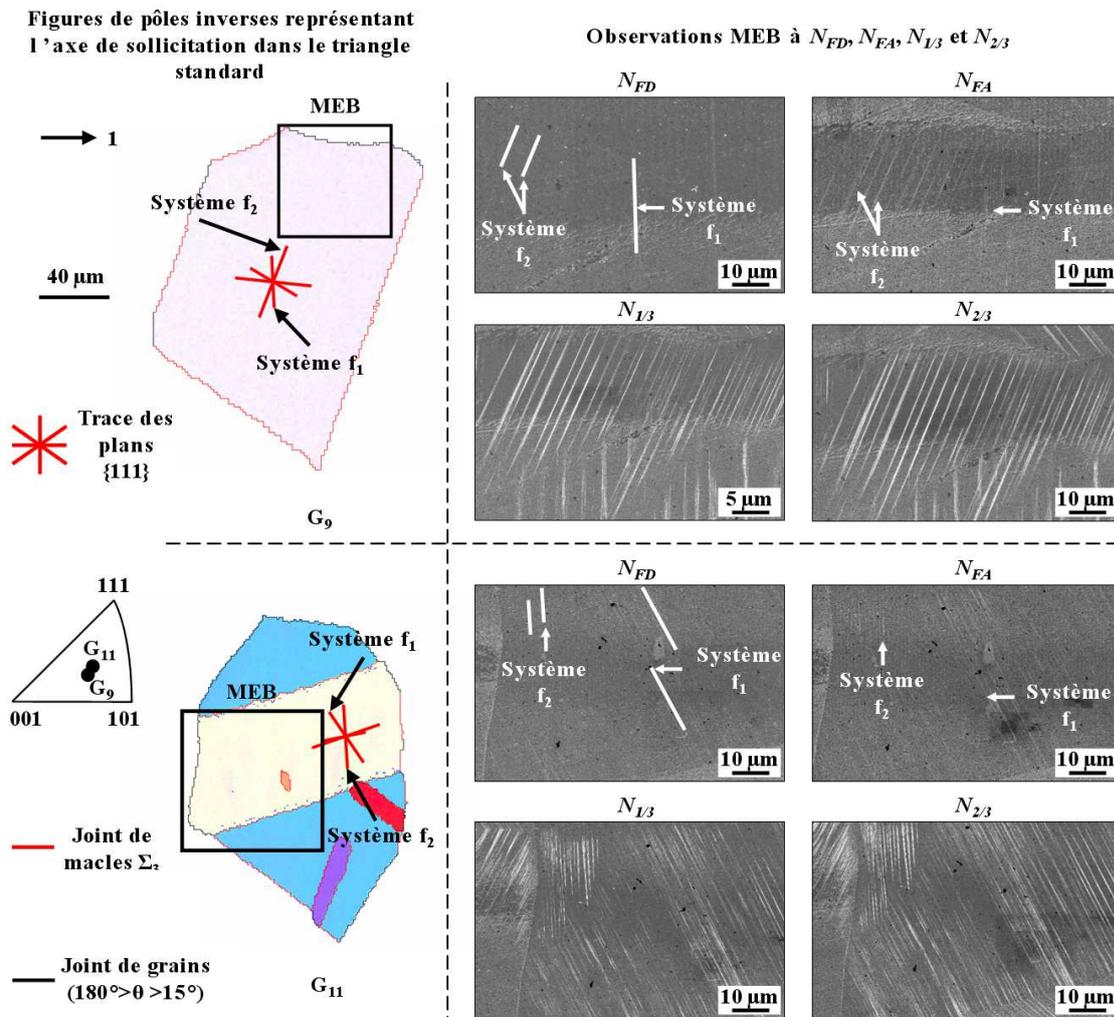


Figure 3.23 – Observations au MEB de l'évolution des bandes de glissement dans les grains G_9 et G_{11} pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ (axe 1 : axe de sollicitation).

opèrent dans des domaines distincts des grains et dans G_9 , ils interagissent au sein d'une même zone. Pour G_9 et G_{11} , les systèmes f_1 génèrent un plus grand nombre de lignes ou de bandes et des extrusions plus importantes que les systèmes f_2 . Pour G_{10} , c'est f_2 qui est plus actif que f_1 à cause de l'influence d'un joint triple. Rappelons qu'à N_{FD} , le relief se compose uniquement de fines extrusions de matière.

À N_{FA} , aucun nouveau système n'a été activé. Dans G_5 , l'activité du système f_1 s'étend vers le centre du grain. Dans G_9 où les systèmes f_1 et f_2 étaient en interaction au niveau d'un joint de grain à N_{FD} , le système f_1 prend le pas sur l'autre système. L'activité du système f_2 perdure mais les deux systèmes opèrent dans des domaines distincts. Parmi les grains en glissement double, c'est toujours à l'exception du G_{10} les systèmes f_1 qui créent le relief le plus important (nombre de lignes et de bandes et hauteur de extrusions). Entre N_{FD} et N_{FA} , le relief n'a que légèrement augmenté.

À $N_{1/3}$, aucun nouveau système n'a été activé. Les grains G_5 et G_8 restent en glissement simple et les grains G_9 , G_{10} et G_{11} en glissement double. Dans les grains en glissement simple, l'activité des systèmes S_1 (f_1 pour G_5 et f_2 pour G_8) s'est étendue à l'ensemble de la surface des grains. Dans G_9 , f_1 et f_2 ont une activité équivalente. Ils se partagent le grain en deux domaines qui interagissent à nouveau du fait de l'importance du glissement. Dans G_{10} , f_2 est plus actif que f_1 mais le relief qu'il génère reste confiné à proximité d'un joint triple alors que celui généré par f_1 se situe au centre du grain. Dans G_{11} , c'est le système f_1 qui génère un relief plus important que le système f_2 . Ce dernier recouvre une surface importante du grain. L'activité de f_2 est relativement faible et limitée au niveau des joints de grains. Par rapport à N_{FA} , le nombre de lignes et de bandes a augmenté de manière conséquente tout comme la hauteur des extrusions. Des intrusions sont apparues. Rappelons qu'à ce stade, le relief se compose de lignes et de bandes de glissement bien développées. Les bandes sont constituées d'importantes intrusions et extrusions de matière.

À $N_{2/3}$, aucun nouveau système n'est activé. Dans G_{10} , le système f_1 est présent dans la majeure partie du grain alors que ce n'était pas le cas lors des trois précédentes observations. Le relief observé est similaire à celui observé à $N_{1/3}$. Le nombre de lignes et de bandes marquant la surface des grains est resté plutôt stable. En revanche, la hauteur des extrusions de matière et la profondeur des intrusions ont augmenté.

Grains favorablement orientés pour le glissement multiple

À N_{FD} , les grains G_2 , G_3 , G_4 , G_7 ont un seul système de glissement actif. Le système f_1 l'est dans G_2 , G_4 et G_7 , et le système f_3 l'est dans G_3 . L'activité de ces systèmes est localisée au centre du grain pour G_4 et au niveau des interfaces pour G_3 et G_7 . Les grains G_1 et G_6 ont deux systèmes actifs. Ils correspondent f_1 et f_2 pour G_1 , et f_1 et f_3 pour G_6 . Dans G_6 , les systèmes opèrent dans des domaines distincts et dans G_1 au sein d'un même zone. L'activité de ces systèmes est dans les deux cas confinée à proximité des interfaces (joints de grains et/ou joints de macles). Parmi ces derniers, c'est f_1 qui génère le relief le plus important (nombre de lignes et de bandes et hauteur des extrusions).

À N_{FA} , aucun nouveau système n'est activé. Dans G_2 en glissement simple, l'activité de f_1

s'étend vers l'intérieur du grain. Dans G_1 , où f_1 et f_2 étaient en interaction au sein d'une même zone, f_1 prend le pas sur f_2 . Les deux systèmes opèrent à présent dans des domaines distincts. Pour G_1 comme pour G_6 , f_1 génère le relief un plus important que f_2 et les systèmes f_1 s'étendent vers l'intérieur des grains alors que les systèmes f_2 restent confinés aux interfaces. Entre N_{FD} et N_{FA} , le relief a , de manière générale, légèrement augmenté. Notons qu'une zone de glissement intense s'est développée au niveau d'un joint de grain dans G_7 .

À $N_{1/3}$, un système supplémentaire s'active dans le grain G_2 , le système f_2 , et deux systèmes supplémentaires s'activent dans le grain G_3 , f_1 et f_2 . Les grains G_4 et G_7 ont toujours un seul système actif et les grains G_1 et G_6 deux. Parmi les grains en glissement simple, l'activité des systèmes f_1 est importante et recouvre la quasi totalité des grains. Parmi les grains en glissement double, les systèmes opèrent dans des domaines distincts. Ce sont les systèmes f_1 qui créent le relief le plus important et leur activité recouvre comme pour les grains en glissement simple une grande partie de la surface des grains. Les autres systèmes ont une activité relativement limitée et confinée au niveau des interfaces. Dans le grain G_3 en glissement triple, les trois systèmes créent un relief similaire et partagent le grain en trois domaines de taille équivalente. Par rapport à N_{FA} , le relief a considérablement augmenté. Dans G_7 , la largeur et le relief de la zone de glissement intense ont également augmenté. Une fissure s'y est d'ailleurs développée. Deux autres zones de glissement intense sont apparues dans G_1 et G_4 à proximité de joints de grains.

À $N_{2/3}$, aucun nouveau système n'est activé. Par rapport $N_{1/3}$, le nombre lignes et de bandes observées est similaire mais la hauteur des extrusions et la profondeur des intrusions ont augmenté. Les zones de glissement intense observées dans les grains G_1 , G_4 et G_7 se sont quelque peu étendues et le relief qui leur est associé s'est accentué. Dans G_7 , la fissure s'est propagée dans un joint de grain. Une nouvelle zone de glissement intense est apparue à proximité d'un joint de grain dans G_5 .

3.3.4.2 Bilan l'analyse du relief de surface en relation avec l'orientation cristalline des grains

Ces analyses confirment ainsi les études que nous avons réalisées dans les parties 3.3.2 et 3.3.3 :

- Les bandes de glissement formées à la surface de l'acier AISI 316LN sollicité en fatigue naissent de l'émergence de bandes de glissement.
- Majoritairement un, voire deux, systèmes de glissement sont actifs par grain et ce sont ceux dont les facteurs de Schmid sont les plus importants.
- Les bandes de glissement se forment à partir de fines lignes de glissement qui se développent dès les premiers cycles de fatigue et ce principalement au niveau des interfaces de type joint de grains et joint de macles.
- L'apparition de ce relief coïncide avec la formation des bandes de glissement observées au MET.
- Les lignes et les bandes de glissement se multiplient et s'étendent à partir des interfaces à toute la surface des grains durant le premier tiers de la durée de vie. La hauteur et la largeur de ces dernières semblent augmenter durant la totalité des essais.
- Dans le cas où plusieurs systèmes de glissement sont actifs, les bandes formées par chaque système se développent dans des domaines généralement distincts qui se chevauchent

parfois lorsque le glissement est particulièrement intense. L'activité de l'un des systèmes est plus intense que celle des autres. Le relief qu'il forme est plus conséquent et couvre généralement une importante partie du grain. Celui associé aux autres systèmes reste confiné au niveau des interfaces.

- Les zones de glissement intense semblent se développer plus facilement lorsque le niveau de déformation imposée est important.

Ces observations livrent également certaines informations complémentaires. Lorsque plusieurs systèmes de glissement sont actifs dans un même grain, c'est majoritairement le système ayant le facteur de Schmid le plus important qui tend à s'étendre à toute la surface du grain. Par rapport aux autres systèmes, son activité est prépondérante et le relief qu'il forme est plus conséquent. En revanche, d'un grain à l'autre rien ne permet d'affirmer que l'activité d'un système sera plus importante que celle d'un autre si son facteur de Schmid l'est.

En considérant l'orientation initiale de chaque grain observé, dressons le bilan de l'activité des systèmes de glissement à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$).

Pour l'éprouvette A cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$:

- Quatre grains sont favorablement orientés pour le glissement simple. À $N_{2/3}$, deux sont en glissement simple et deux sont en glissement double.
- Cinq grains sont favorablement orientés pour le glissement multiple. À $N_{2/3}$, un est en glissement simple et quatre sont en glissement double.

Pour l'éprouvette B cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$:

- Cinq grains sont favorablement orientés pour le glissement simple. À $N_{2/3}$, deux sont en glissement simple et trois sont en glissement double.
- Six grains sont favorablement orientés pour le glissement multiple. À $N_{2/3}$, deux sont en glissement simple et quatre sont en glissement double.

Si l'effet des contraintes internes peut être considéré comme relativement faible dans l'acier AISI 316LN lorsqu'il est sollicité en fatigue, la majorité du glissement étant portée par le système dont le facteur de Schmid est le plus important et l'activité des autres systèmes étant relativement réduite, ce bilan nous montre que leur influence sur l'activation du glissement n'est tout de même pas négligeable. Les observations que nous avons réalisées l'illustrent bien. Les premières zones déformées se situent généralement au niveau des joints de grains ou joints de macles où se développent des contraintes internes. C'est également dans ces zones que s'activent les systèmes secondaires et ce même si les grains sont favorablement orientés pour le glissement simple.

3.3.5 Suivi de l'évolution du relief de surface au microscope à force atomique

Parmi les 20 grains suivis au MEB, l'évolution du relief à la surface a été mesurée à l'AFM dans 10 grains : 5 pour l'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ (notée éprouvette A) et 5 pour l'éprouvette cyclée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ (notée éprouvette B). Le but de ces mesures a été de suivre la formation et le développement du relief créé par l'émergence de bandes de glissement.

Les mesures ont été réalisées au Laboratoire d'Optique du Synchrotron Soleil avec l'assistance de M. Thomasset. L'AFM utilisé est un AFM de type Nano I fabriqué par Pacific Nanotechnology. Des zones de chaque grain ont été cartographiées :

- avant essai,

- à la fin du stade de durcissement cyclique (N_{FD}),
- à la fin du stade d'adoucissement cyclique (N_{FA}),
- à un tiers de la durée de vie ($N_{1/3}$),
- à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$).

Ces cartographies ont une taille de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$. 256 points de mesures ont été enregistrés dans la longueur et la largeur. Un point de mesure a donc été effectué tous les 94 nm. Lorsque la largeur des bandes était relativement petite et proche de la résolution des images, des cartes plus petites et de meilleures résolutions ont été acquises afin de contrôler les mesures réalisées sur celle de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$. Les pointes utilisées pour balayer les surfaces d'observation sont des pointes Point Probe Plus de chez Nanosensor.

La mesure du relief a été effectuée le long de trois profils tracés perpendiculairement à chaque bande de glissement. Entre deux et quatre bandes par grain ont pu être étudiées. Ces dernières sont toutes associées à l'activité de système ayant le plus grand facteur de Schmid. La figure 3.24 présente les cartographies ainsi que les profils réalisés sur le grain G_1 de l'éprouvette A à N_{FA} , $N_{1/3}$ et $N_{2/3}$.

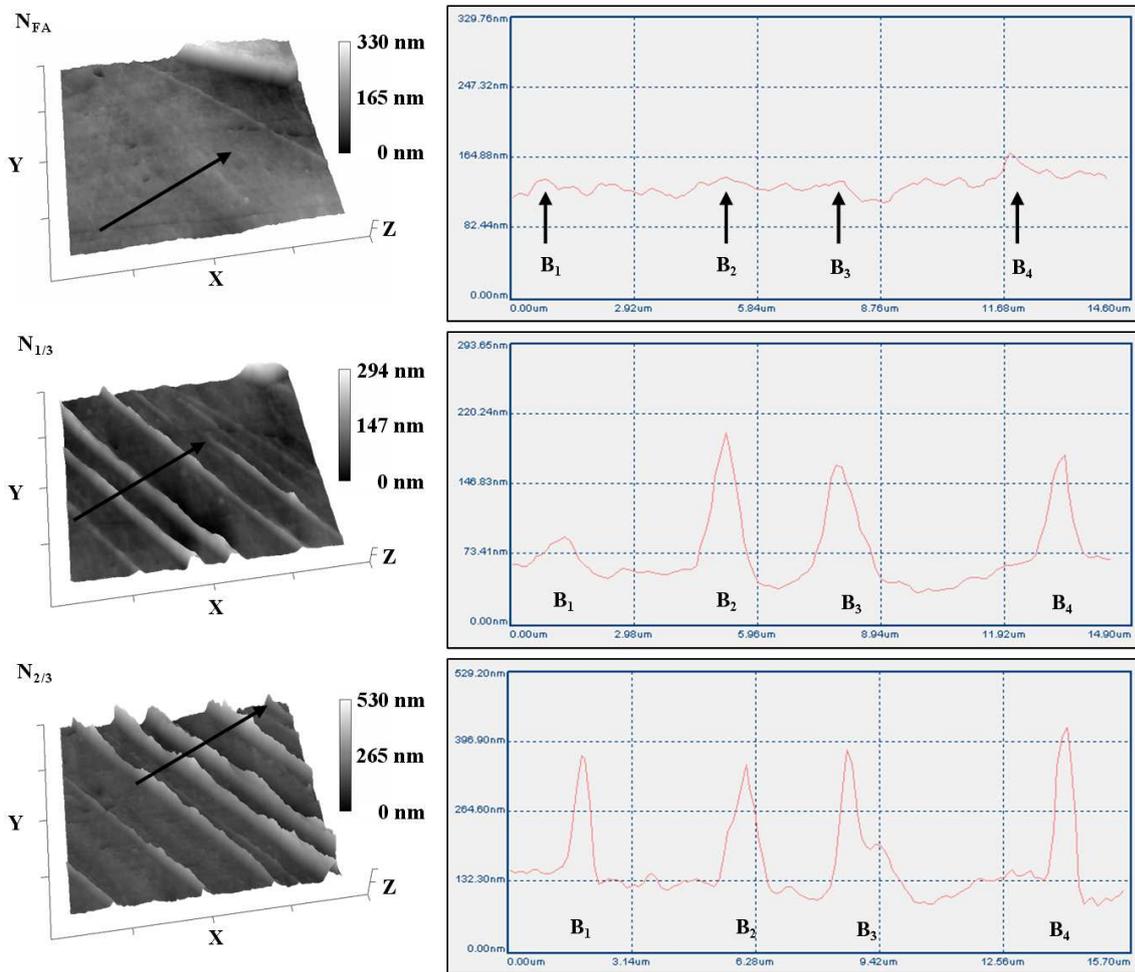


Figure 3.24 – Mesure à l'AFM du relief créé par les bandes de glissement à la surface du grain G_1 pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ (axe X : axe de sollicitation).

Les cartographies effectuées avant essai ont montré que la préparation a laissé à la surface

des éprouvettes un relief dont la hauteur maximale (sommets-vallées) est inférieure 10 nm pour l'éprouvette A et 15 nm pour l'éprouvette B. Les mesures faites à N_{FD} pour l'éprouvette A et à N_{FD} et N_{FA} pour l'éprouvette B n'ont ainsi pas pu être exploitées, le relief généré par l'émergence des bandes de glissement étant à ces stades du même ordre de grandeur, voire plus petit que le relief initial.

Comme le décrivent Man et al. (2003) et Villechaise et al. (2002), les formes et dimensions des pointes utilisées pour la réalisation des cartographies rendent difficile la mesure de la profondeur des intrusions et conduisent à une surestimation de la largeur des bandes. Pour ces raisons nous nous sommes uniquement intéressés à la hauteur des extrusions. Notons que :

- La profondeur des intrusions est accessible par l'intermédiaire de répliques (Man et al., 2003).
- La largeur des bandes peut être évaluée au MEB (Man et al., 2003). Mais les extrusions et les intrusions se faisant dans la direction du vecteur de Burgers associé au système actif, leur largeur exacte n'est accessible qu'à condition de réaliser des images pour différentes inclinaisons de l'éprouvette (Polák et al., 2003).

Comme nous l'avons souligné dans la partie 3.3.3, l'aspect des bandes de glissement observées à la surface de l'acier AISI 316LN peut varier. Elles sont constituées soit d'une succession de petites intrusions et extrusions, soit d'une extrusion principale de matière accompagnée d'une ou deux intrusions. Dans les deux cas, le relief créé correspond à un élèvement important de matière de forme triangulaire. Ce profil a également été décrit par Man et al. (2002) et Villechaise et al. (2002) dans le cas d'acier AISI 316L cyclé ainsi que par (Wang et al., 1984) dans le cas de polycristaux de cuivre.

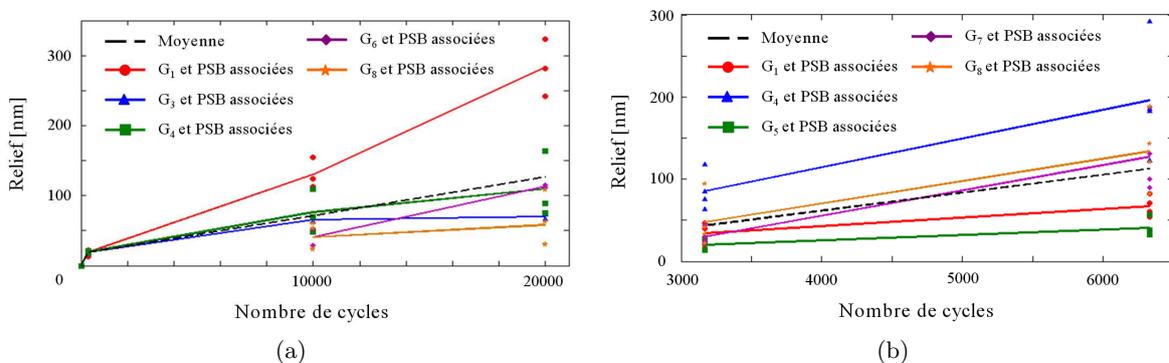


Figure 3.25 – Évolution de la hauteur du relief créé par les bandes de glissement : a) essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$, b) essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$.

La vitesse d'extrusion et donc la hauteur des bandes de glissement varient le long d'une même bande. Elles diffèrent également au sein d'un même grain d'une bande à l'autre et d'un grain à l'autre. Malgré ces dispersions, la hauteur moyenne des bandes a été évaluée. Son évolution en fonction du nombre de cycles est présentée sur la figure 3.25a pour les grains analysés sur l'éprouvette A et sur la figure 3.25b pour ceux analysés sur l'éprouvette B.

Pour l'éprouvette A :

- La vitesse d'extrusion a été estimée à $0,0641 \text{ nm}\cdot\text{cycle}^{-1}$ au cours des 300 premiers cycles.
- Sa valeur entre N_{FA} et $N_{2/3}$ est de $0,0055 \text{ nm}\cdot\text{cycle}^{-1}$.
- À $N_{2/3}$, le relief moyen des bandes est de 126 nm.

Pour l'éprouvette B :

- La vitesse d'extrusion n'a pas pu être estimée au cours des 300 premiers cycles en raison de la hauteur du relief initial.
- Entre N_{FA} et $N_{2/3}$, elle est de $0,0219 \text{ nm}\cdot\text{cycle}^{-1}$.
- À $N_{2/3}$, le relief moyen des bandes atteint 113 nm.

Ces résultats sont reportés dans le tableau 3.2 et comparés à ceux obtenus par Man et al. (2003) sur un acier AISI 316L cyclé à $\frac{\Delta\epsilon_p}{2} = 0,2 \%$.

La vitesse d'extrusion que nous avons mesurée est donc rapide en début d'essai et se stabilise ensuite. Ce comportement est en adéquation avec celui décrit par Man et al. (2003). Ces auteurs ont identifié une vitesse d'extrusion de $0,0810 \text{ nm}\cdot\text{cycle}^{-1}$ au cours des premiers cycles et de $0,0250 \text{ nm}\cdot\text{cycle}^{-1}$ après stabilisation.

En comparant la vitesse d'extrusion estimée pour l'éprouvette A et l'éprouvette B entre N_{FA} et $N_{2/3}$, nous pouvons constater que cette dernière augmente avec l'amplitude de déformation imposée. Les valeurs que nous avons mesurées après stabilisation encadrent bien celle donnée par Man et al. (2003).

Concernant la hauteur des extrusions, cette dernière ne semble pas dépendre de l'amplitude de déformation imposée. Elle est similaire pour les deux niveaux de déformation appliquée. Nos valeurs sont inférieures à celles de Man et al. (2003).

Tableau 3.2 – Vitesses d'extrusions moyennes et hauteurs moyennes des bandes de glissement observées sur l'éprouvette A ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$) et B ($\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$).

	Acier AISI 316LN		Acier AISI 316L (Man et al., 2003)
	Amplitude de déformation imposée [%]		
$\Delta\epsilon/2$	0,30	0,50	–
$\frac{\Delta\epsilon_p}{2}$	$\approx 0,16$	$\approx 0,33$	0,20
	Vitesse d'extrusion [$\text{nm}\cdot\text{cycle}^{-1}$]		
En début d'essai	0,0641	–	0,0810
Après stabilisation	0,0055	0,0219	0,0250
	Hauteur des bandes de glissement [nm]		
À N_{FA}	19	–	–
À $N_{1/3}$	71	44	–
À $N_{1/2}$	–	–	300
À $N_{2/3}$	126	113	–
À N_R	–	–	500 – 600

En comparant les mesures effectuées dans les différents grains, nous avons pu remarquer que la hauteur des élèvements de matière est indépendante de l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard et de la valeur du facteur de Schmid associé au système en activité.

Ces résultats confirment nos analyses MEB (partie 3.3.4) et rejoignent les conclusions de Cheng and Laird (1981). Ces auteurs ont montré que des monocristaux de cuivre orientés de

manière différente développent des élèvements de matière de tailles identiques. L'indépendance entre l'orientation des grains et le relief formé à leur surface supporte l'hypothèse formulée par Hollmann (2000) et Man et al. (2002), hypothèse selon laquelle les bandes de glissement portent d'un grain à l'autre environ la même quantité moyenne de déformation. Selon Man et al. (2002), la différence de hauteur entre les bandes de glissement s'explique par le fait que cette dernière est proportionnelle à la profondeur du grain mesurée dans la direction du vecteur de Burgers associé au système de glissement actif.

CONCLUSION

Le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN a été étudié au cours d'essais de fatigue oligocyclique pilotés à deux amplitudes de déformation totale imposée : $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Les nombres de cycles à rupture pour ces deux niveaux de déformation sont respectivement de 30440 et de 9150. L'observation des boucles d'hystérésis a montré que cet acier est sujet à l'effet Bauschinger (1886). La courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles présente trois stades : un premier stade de durcissement cyclique, suivi d'un stade d'adoucissement cyclique et d'un plateau au cours duquel l'amplitude des contraintes se stabilise.

Les contraintes macroscopique effective et cinématique ont été déterminées à partir de ces boucles d'hystérésis. La contrainte macroscopique effective est, pour les deux amplitudes de déformation imposée, supérieure à la contrainte cinématique. Elle diminue tout au long de l'essai. La contrainte cinématique croît au cours des premiers cycles, diminue ensuite et se stabilise. C'est elle qui pilote les trois stades observés sur la courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.

Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ comme pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$, les mécanismes de déformation sont majoritairement de type simple planaire. Au cours du stade de durcissement cyclique, les dislocations sont désorganisées. Elles s'organisent au cours du stade d'adoucissement cyclique et forment des bandes de glissement planaire. À mi-durée de vie, ces bandes de glissement planaires sont visibles dans la majorité des grains accompagnées par des cellules de dislocations bien formées ou en cours de formation au niveau des interfaces de type joint de grains ou joint de macles. Des macles de déformation ont également été observées. Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$, quelques grains ont révélé la présence de veines et de bandes persistantes de glissement. Pour les deux niveaux de déformation, le stade d'adoucissement coïncide avec l'organisation des structures de dislocations et la formation de bandes de glissement qui portent la majeure partie de la déformation. Ainsi comme le suggèrent de nombreux auteurs, l'adoucissement cyclique semble donc être dû à des phénomènes de localisation de la déformation.

Les quatre types de fissures observées à la surface des aciers AISI 316L et décrites dans la littérature ont été identifiés. Dans les conditions que nous nous sommes fixées pour notre étude, les auteurs s'accordent à dire que ce sont celles qui s'amorcent au niveau d'intrusions et d'extrusions qui sont les plus nombreuses. Nos travaux se sont alors concentrés sur l'apparition de ce relief de surface.

Ces intrusions et extrusions forment des bandes à la surface du matériau, bandes qui correspondent à la trace des plans de glissement $\{111\}$. Elles résultent de l'émergence de bandes de glissement parallèlement aux plans $\{111\}$ et correspondent majoritairement à la trace d'un seul et unique plan. Leur formation a été reliée à l'activité d'un seul système de glissement, celui dont le facteur de Schmid est le plus important. Dans le cas où ces bandes correspondent à deux plans distincts d'un même grain, elles ont été associées à l'activité des systèmes ayant les deux facteurs de Schmid les plus élevés. Le critère du plus grand facteur de Schmid comme critère d'activation du glissement est donc valable pour l'acier AISI 316LN et traduit un faible effet des contraintes internes.

Ces bandes de glissement observées à la surface de l'acier AISI 316LN naissent de fines lignes se formant au cours du stade de durcissement cyclique. Ces lignes correspondent à des fines extrusions de matière qui apparaissent de manière préférentielle à proximité des joints de grains et des joints de macles. Elles correspondent à l'activité d'un, voire de deux systèmes de glissement ayant des plans {111} distincts. Jusqu'à un tiers de la durée de vie, les bandes se multiplient et s'étendent à toute la surface du grain. Ceci se produit sans rotation du réseau cristallin. Lorsque deux systèmes de glissement sont actifs dans un même grain, ils le sont généralement dans des domaines distincts et c'est généralement le système ayant le plus grand facteur de Schmid, dont l'activité est la plus importante (nombre de bandes et taille du relief généré) et tend à recouvrir la plus grande surface du grain. À un tiers de la durée de vie, la quasi totalité des bandes est formée. Leur largeur, la hauteur des extrusions et la profondeur des intrusions augmentent tout au long de l'essai. Si l'effet des contraintes internes est relativement faible, il n'est tout de même pas négligeable. En effet, les premières bandes observées apparaissent au niveau des joints de grains et des joints de macles, et parmi les 20 grains que nous avons suivis, la moitié de ceux favorablement orientés pour le glissement simple présentent des bandes associées à l'activité de deux systèmes de glissement distincts.

La mesure précise du relief créé à la surface de l'acier AISI 316LN montre que l'émergence des bandes de glissement produisent de réels élèvements de matière. Bien que ces derniers soient constitués d'intrusions et d'extrusions, ces élèvements ont une forme pyramidale. La vitesse d'extrusion est rapide en début d'essai puis diminue et se stabilise. Elle est d'autant plus grande que le niveau de déformation imposée est important. Si les bandes formées par l'activité du système ayant le plus haut facteur de Schmid sont généralement les plus développées en terme de nombre comme de taille (largeur des bandes, hauteur des extrusions ou profondeur des intrusions), rien ne permet d'affirmer en revanche que d'un grain à l'autre, un système formera un relief plus important qu'un autre si son facteur de Schmid l'est.

CHAPITRE 4

Approches locale et non locale en plasticité cristalline

Comme nous avons pu le constater tout au long du chapitre 3, les phénomènes conduisant à l'amorçage des fissures de fatigue dans l'acier AISI 316LN sont, comme dans la quasi totalité des métaux et alliages métalliques, des phénomènes se manifestant à l'échelle de la microstructure du matériau. À ce titre, la réalisation de simulations sur des agrégats multicristallins à l'aide de modèles de plasticité cristalline s'avère être un bon moyen pour étudier et modéliser les mécanismes conduisant à la fissuration. Ce type de modélisations polycristallines est en effet à même de décrire les champs mécaniques locaux responsables de l'endommagement.

Les modèles de Dynamique des Dislocations Discrètes (DDD) permettent aussi à une échelle plus fine d'apporter des informations sur la formation de bandes de glissement (Déprés, 2004). Mais du fait de leur complexité, leur application reste, à l'heure actuelle, limitée à l'échelle de quelques grains et à de petites déformations. Leur utilisation ne permet donc pas la réalisation de simulations sur un volume élémentaire représentatif (VER) du matériau.

En plasticité cristalline, les modélisations faisant appel à la méthode des éléments finis (EF) peuvent être regroupées dans deux grandes catégories :

- les modélisations basées sur des méthodes d'homogénéisation,*
- et les autres modélisations.*

Les modèles homogénéisés décrivent le comportement macroscopique de matériaux hétérogènes. Ils permettent d'avoir accès aux déformations et aux contraintes moyennes par phase ou par classe d'orientations. Ils sont capables de reproduire des chargements macroscopiques complexes et de décrire avec une bonne précision les évolutions de texture associées (Berveiller and Zaoui, 1979 ; Pilvin, 1990 ; Berveiller and Zaoui, 1992 ; Calloch, 1997 ; Évrard, 2007). Les agrégats utilisés pour ce type de simulations sont composés de fractions volumiques de grains indépendants d'orientation donnée. Mais la position des grains les uns par rapport aux autres n'est pas définie et donc les effets d'interaction entre grains voisins

ne sont pas pris en compte. D'autre part, seule la géométrie des inclusions (sphères ou ellipses) est décrite, la taille de ces inclusions n'intervient pas.

Les autres modèles offrent l'avantage de se baser sur un modèle géométrique de la répartition des grains dans l'espace. Ils font intervenir des agrégats représentant en trois dimensions et de manière plus ou moins réaliste selon la méthode avec laquelle ils ont été générés (chapitre 2) la microstructure du matériau. Dans ce type d'approches, chaque phase et chaque grain sont en effet caractérisés par leur morphologie, leur position, leur orientation cristalline et leurs systèmes de glissement. Ces modélisations permettent ainsi une bonne description des interactions entre phases ou entre grains. Elles sont également capables de reproduire les localisations de champs mécaniques comme la localisation de la déformation sous forme de bandes (Harren et al., 1988 ; Hoc, 1999 ; Eriean, 2003 ; Delfosse, 2005 ; Le Pêcheur, 2008). C'est pour ces raisons qu'elles se révèlent être une manière très pertinente de décrire à l'échelle du grain les phénomènes à l'origine de l'amorçage et de l'endommagement.

Or si la méthode des éléments finis appliquée dans le cadre de la plasticité cristalline assure automatiquement la compatibilité de la déformation, les modèles maintenant classiques comme ceux de Mecking and Kocks (1981), Peirce et al. (1983), Estrin and Mecking (1984), Cailletaud (1987), Tabourot (1992) ou encore celui de Teodosiu et al. (1993), modèles que nous pouvons regrouper sous les termes d'approches locales, ne permettent pas de prendre en compte le durcissement induit par les incompatibilités de la déformation, incompatibilités elles même induites par la courbure du réseau cristallin. Cette dernière se manifeste à proximité des interfaces (joints de grains ou joints de macles) ainsi qu'au niveau de structures organisées de dislocations. Elle provient de l'évolution des désorientations et apparaît dans les grains lors d'une déformation, en général, hétérogène. Ceci explique ainsi en partie pourquoi ce type de modèles est mis en défaut lorsqu'il s'agit de décrire les effets d'échelle. Or la prise en compte de cet écrouissage supplémentaire est importante pour la description fine des champs mécaniques et des phénomènes d'endommagement.

Si la notion d'incompatibilité de la déformation au niveau cristallin a fait l'objet d'études théoriques depuis la moitié du XX^e siècle (Nye, 1953 ; Bilby et al., 1955, 1960 ; Kondo, 1963 ; Kröner, 1959, 1969 ; Ashby, 1970), ce n'est que très récemment que ces théories ont été appliquées pour la réalisation de simulations EF (Dai and Parks, 1997 ; Acharya and Beaudoin, 2000 ; Fleck and Hutchinson, 1997 ; Gurtin, 2002 ; Labbé et al., 1998 ; Forest et al., 2000). Dans ces modèles, la prise en compte de la courbure du réseau cristallin est modélisée par l'intermédiaire de dislocations géométriquement nécessaires (Geometrically Necessary Dislocations, GND) directement calculées à partir du gradient spatial du champ de déformation élastique ou plastique. Ces approches sont généralement qualifiées d'approches non locales parce que faisant intervenir en un point du cristal le champ de transformation lié au voisinage.

Pour la réalisation de notre étude numérique (chapitres 5 et 6), nous avons choisi de développer et d'implémenter dans deux codes de calcul EF (AbaqusTM et Cast3MTM) un modèle de plasticité cristalline basé sur la prise en compte du durcissement lié aux GND.

Ce chapitre bibliographique présentera :

- les principaux mécanismes de plasticité œuvrant à l'échelle de la microstructure,
- des rappels de grandes transformations,
- différents modèles classiques de plasticité cristalline (modèles ne faisant pas intervenir de GND),
- la notion d'incompatibilité de la déformation,
- différents modèles de plasticité cristalline faisant intervenir des GND.

4.1 Mécanismes de plasticité

4.1.1 Systèmes de glissement, conditions d'écoulement et écrouissage

La déformation des métaux peut être décomposée en deux parties : la partie élastique et la partie anélastique. La composante élastique est la première mise en jeu lors du chargement d'une structure. Elle est due à une distorsion réversible du réseau cristallin. La description de la composante anélastique est plus complexe parce que faisant intervenir différents mécanismes de déformation, comme le glissement plastique, mais aussi le maclage ou encore les changements de phase. En fatigue à température ambiante, la déformation anélastique de l'acier AISI 316LN est principalement régie par le mouvement des dislocations. Nous nous limiterons donc dans notre étude numérique aux phénomènes de glissement plastique.

Le glissement plastique s'effectue par le mouvement des dislocations au sein de plans cristallographiques denses dans des directions denses. La combinaison de ces plans et de ces directions définissent les systèmes de glissement. Ces derniers varient selon la structure cristallographique du matériau. Pour les structures cubique face centrée (CFC), comme celle de la phase austénitique de l'acier AISI 316LN, les systèmes de glissement sont au nombre de 12. Les directions de glissement correspondent aux directions $\langle 110 \rangle$ et les plans de glissement aux plans $\{111\}$. Nous noterons ces systèmes $\langle 110 \rangle \{111\}$. Pour les structures cubique centrée (CC), comme celle de la phase ferritique de l'acier AISI 316LN, les directions de glissement sont les directions $\langle 111 \rangle$. À la différence des structures CFC, les plans de glissement sont mal connus : ce peut être les plans $\{110\}$, les plans $\{112\}$ ou encore les plans $\{123\}$. 48 systèmes de glissement peuvent ainsi être formés : les 12 systèmes $\langle 111 \rangle \{110\}$, les 12 systèmes $\langle 111 \rangle \{112\}$ et les 24 systèmes $\langle 111 \rangle \{123\}$. Les deux premières familles sont actives quelle que soit la température. Quant à la dernière, elle ne l'est qu'à très hautes températures (à partir de $\frac{T_F}{2}$). Certains auteurs ont montré que la proximité des plans $\{123\}$ avec les plans $\{112\}$ ne rend d'ailleurs pas nécessaire l'activation des systèmes de cette dernière famille pour décrire correctement la plasticité (Hoc et al., 2003). Les travaux menés par Franciosi (1984) sur l'interaction des dislocations écartent d'ailleurs complètement ces systèmes.

La loi de Peach et Köhler constitue le point de départ des théories décrivant la déformation plastique. Elle définit la force \vec{F} agissant par unité de longueur sur une dislocation en fonction du vecteur de Burgers \vec{b} et du vecteur unitaire donnant la direction de la ligne de dislocation \vec{l} , en présence d'un champ de contrainte macroscopique défini par $\bar{\bar{\Sigma}}$:

$$\vec{F} = (\bar{\bar{\Sigma}} \cdot \vec{b}) \wedge \vec{l} \quad (4.1)$$

En exprimant cette relation suivant les trois composantes d'un repère, il est alors possible de faire la distinction entre le terme de cisaillement, qui tend à déplacer la dislocation dans le plan défini par \vec{b} et \vec{l} , et le terme de contrainte normale qui produit le mécanisme de montée de la dislocation perpendiculairement à \vec{b} . Le mécanisme le plus courant est le mécanisme de glissement. Il correspond à un mouvement conservatif de la dislocation en sein de son système de glissement. La cission réduite τ^s associée au système s est donnée par la formule suivante :

$$\tau^s = (\bar{\bar{\Sigma}} \cdot \vec{n}^s) \cdot \vec{m}^s, \quad (4.2)$$

où \vec{n}^s est la normale au plan de glissement et \vec{m}^s le vecteur unitaire colinéaire à \vec{b} .

La loi de Schmid donne la condition générale d'écoulement. Le glissement au sein du système s se produit si la cission réduite τ^s associée à ce système est égale à une valeur critique, aussi appelée cission critique τ_c^s :

$$|\tau^s| - \tau_c^s = 0. \quad (4.3)$$

La valeur de cette cission critique dépend de la nature des obstacles à franchir. Les principaux obstacles au mouvement des dislocations sont les suivants :

- La friction de réseau. Elle correspond à la résistance du réseau cristallin au glissement des dislocations. L'énergie de cœur d'une dislocation vis est minimale lorsque celle-ci se situe dans un puit de potentiels : les vallées de Peierls. Cette configuration est atteinte quand une dislocation est orientée suivant une direction dense. Pour qu'elle puisse se mouvoir, elle doit alors franchir une barrière de potentiel δE_p correspondant aux rangées denses d'atomes contenues dans un plan de glissement. De manière générale, le passage d'une vallée à l'autre se fait par un mécanisme thermiquement activé de double décrochement. La contrainte critique σ_p nécessaire au franchissement de ces barrières de potentiels est appelée la contrainte de Peierls-Nabarro. Elle dépend de la structure atomique du cristal et du type de liaison. σ_p est, par exemple, beaucoup plus élevée dans les cristaux covalents et ioniques ou les métaux. Elle est plus importante dans les matériaux à structure CC que dans les matériaux à structure CFC. À température ambiante, la friction de réseau est plutôt faible. S'il n'y a pas d'autres obstacles, le matériau se déforme plastiquement pour des contraintes appliquées peu importantes. En revanche, à basses températures, la friction de réseau est importante et contrôle la déformation de manière prépondérante.
- Les dislocations de la forêt. Lorsqu'une dislocation est en mouvement, elle peut rencontrer d'autres dislocations, appelées les arbres de la forêt. Ces dislocations appartiennent à d'autres plans cristallins et percent le plan de la dislocation en mouvement (figure 4.1a). Elles sont responsables du durcissement dit latent. Le franchissement de ces obstacles est un phénomène thermiquement activé. Il nécessite une contrainte dont l'importance dépend de la nature des interactions entre dislocations actives (en mouvement) et latentes (les arbres). Dans les métaux purs, ces interactions de type forêt sont généralement des obstacles prépondérants au mouvement des dislocations.
- Les éléments en solution. Dans les solutions solides, les dislocations peuvent être épinglées par les éléments en solution, éléments en général uniformément répartis dans le cristal. Ce mécanisme d'ancrage est responsable des phénomènes liés au vieillissement statique et dynamique. La prise en compte de ce phénomène dans les modèles cristallins est délicate et bien que l'acier étudié soit une solution solide, nous n'utiliserons pas ce type de modèles.
- Les précipités, les inclusions et les défauts. Ces obstacles plus importants sont franchis selon différents mécanismes comme, par exemple, le contournement (mécanisme d'Orowan) ou le cisaillement.

Les interactions des dislocations en mouvement avec les arbres de la forêt, les éléments d'addition ou encore les précipités sont responsables de l'augmentation de la cission critique τ_c^s . Mais d'autres phénomènes contribuent également à l'écrouissage macroscopique observé au cours d'un chargement :

- La multiplication des dislocations s'effectue naturellement par le mécanisme de Frank et

Read (figure 4.1b). Elle conduit à une augmentation des arbres de la forêt et ainsi à un durcissement du matériau. Un segment de dislocation ancré en deux points va se courber sous l'effet d'une cisssion résolue τ^s de telle manière qu'un arc soit en équilibre sous l'action combinée de la force normale à la ligne de dislocation et de la tension de ligne. Si la cisssion appliquée continue à croître, l'équilibre devient instable et l'arc tourne autour des points d'ancrage. La recombinaison des deux portions d'arc en regard éjecte alors une boucle qui se propage par glissement. Un nouveau segment est alors créé et un nouveau cycle démarre.

- L'annihilation des dislocations se produit lorsque deux dislocations se rencontrent. C'est un phénomène adoucissant. Deux dislocations coins de signe opposé s'attirent par l'intermédiaire du champ de déformation qu'elles créent. Lorsqu'elles se retrouvent face à face au sein d'un même plan cristallin, les deux demi-plans vont se rejoindre et former un plan complet. Les dislocations vis peuvent elles aussi s'annihiler à condition qu'elles soient parallèles et de signe opposé. Mais ce phénomène nécessite qu'elles changent de plans par mécanisme de glissement dévié.
- Lorsque les obstacles deviennent difficilement franchissables, les dislocations vis peuvent changer de plan cristallin. Ce phénomène est appelé le glissement dévié. Il tend à durcir le matériau mais est rendu difficile lorsque les dislocations vis sont dissociées. Il nécessite, en effet, la recombinaison des deux dislocations partielles. Pour les matériaux à structure CFC, le glissement dévié est d'autant plus limité que l'EFE d'un matériau est faible. La longueur des fautes d'empilement séparant les partielles augmente lorsque l'EFE diminue. Notons que l'EFE des aciers inoxydables austénitiques, tels que l'acier AISI 316LN, favorise la dissociation des dislocations vis. Ce phénomène est en revanche généralement quasi inexistant pour les matériaux à structure CC.
- Lorsque deux dislocations ne s'annihilent pas, mais entrent en interaction, elles peuvent former une jonction. Selon leur nature, les jonctions génèrent des contraintes plus ou moins importantes. Leur formation durcit le matériau. Les jonctions se forment si leur énergie est inférieure à celle des deux dislocations initialement séparées (règle de Frank). Plus de détails sur les interactions entre dislocations sont données dans la partie suivante.

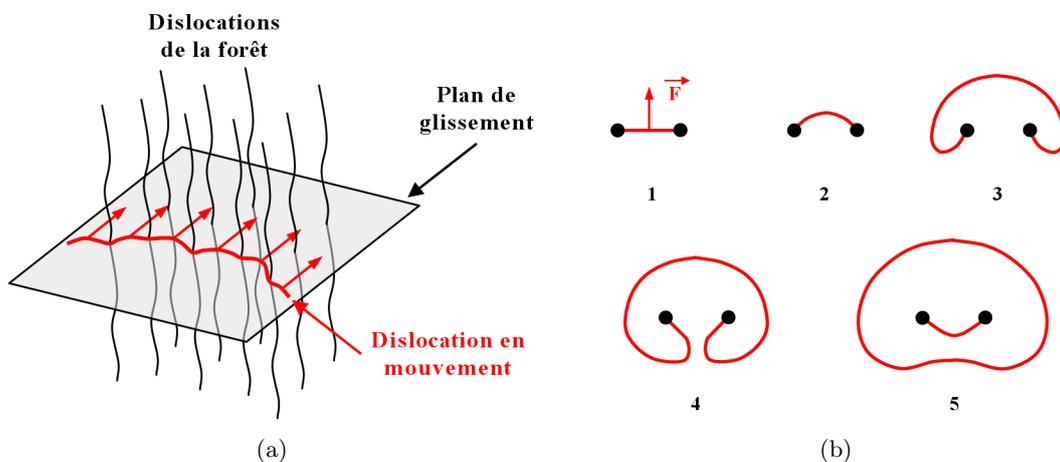


Figure 4.1 – a) Écrouissage de la forêt. b) Mécanisme de Frank et Read.

4.1.2 Caractérisation des interactions entre dislocations

Les interactions entre les dislocations associées à chaque système de glissement sont nombreuses et leur force varie en fonction de la nature des interactions.

Pour évaluer les différents types d'interaction, des essais de durcissement latent peuvent être entrepris. Ces essais consistent à activer les dislocations du système primaire d'un monocristal puis à découper dans ce monocristal de nouvelles éprouvettes qui seront sollicitées dans de nouvelles directions. Les interactions entre les différents systèmes de glissement sont alors évaluées en comparant les limites d'élasticité mesurées lors de ces seconds essais. Il est alors possible de mettre en évidence l'anisotropie du comportement plastique d'un matériau et de déterminer des matrices dont les coefficients caractérisent les interactions entre les dislocations propres à chaque système.

Dans le cas de matériaux à structure CFC à faible énergie de faute d'empilement, Franciosi (1978 ; 1984) a défini un coefficient a_u^s pour chaque type d'interaction entre les dislocations des systèmes s et u :

- celles entre dislocations appartenant au même système (coefficient a_0^{aut}), traduisant l'autoécrouissage ;
- celles entre dislocations appartenant à des systèmes colinéaires (coefficient a_1^{col}), systèmes ayant le même vecteur de Burgers mais des plans de glissement différents ;
- celles entre dislocations appartenant à des systèmes coplanaires (coefficient a_1^{cop}), systèmes ayant le même plan de glissement mais des vecteurs de Burgers différents ;
- celles entre dislocations appartenant à des systèmes orthogonaux (coefficient a_1^{ort}), systèmes ayant des vecteurs de Burgers perpendiculaires, conduisant à la formation de verrous de Hirth ;
- celles entre dislocations formant des jonctions glissiles (coefficient a_2^{gli}) ;
- celles entre dislocations formant des jonctions sessiles conduisant à la formation de verrous de Lomer-Cottrell (coefficient a_3^{ses}).

Ces six coefficients ont été classés. Plus le caractère durcissant d'une interaction est important, plus le coefficient qui lui est associé est élevé :

$$a_0^{aut} < a_1^{col} = a_1^{cop} = a_1^{ort} < a_2^{gli} < a_3^{ses}. \quad (4.4)$$

Pour établir ce classement, Franciosi (1984) s'est appuyé sur les résultats d'essais de durcissement latent réalisés sur des monocristaux de cuivre à des niveaux de déformation supérieurs à 0,5%. En dessous de cette valeur, ces coefficients croissent avec la déformation. Ils ne prennent une valeur constante qu'à partir de ce seuil. Les rapports entre les coefficients a_0^{aut} , $a_1^{col, cop, ort}$, a_2^{gli} et a_3^{ses} dépendent du matériau. Lorsque l'EFE diminue, la dissociation des dislocations augmente et les interactions aussi, conduisant ainsi à une hausse de certains coefficients.

La matrice d'interaction 12×12 (12 étant le nombre de système de glissement des matériaux CFC) proposée Franciosi (1984) est présentée dans le tableau 4.1. Les systèmes y sont reportés selon la notation de Schmid et Boas (tableau 4.2).

Tableau 4.1 – Matrice symétrique d’interaction pour les matériaux à structure CFC.

	A2	A3	A6	B2	B4	B5	C1	C3	C5	D1	D4	D6
A2	a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_1^{cop}	a_1^{col}	a_2^{gli}	a_2^{gli}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_3^{ses}	a_1^{ort}	a_3^{ses}	a_2^{gli}
A3		a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_2^{gli}	a_1^{ort}	a_3^{ses}	a_2^{gli}	a_1^{col}	a_2^{gli}	a_3^{ses}	a_1^{ort}	a_2^{gli}
A6			a_0^{aut}	a_2^{gli}	a_3^{ses}	a_1^{ort}	a_3^{ses}	a_2^{gli}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_2^{gli}	a_1^{col}
B2				a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_1^{cop}	a_1^{ort}	a_3^{ses}	a_2^{gli}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_3^{ses}
B4					a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_3^{ses}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_2^{gli}	a_1^{col}	a_2^{gli}
B5						a_0^{aut}	a_2^{gli}	a_2^{gli}	a_1^{col}	a_3^{ses}	a_1^{col}	a_2^{gli}
C1							a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_1^{cop}	a_1^{col}	a_2^{gli}	a_2^{gli}
C3								a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_2^{gli}	a_1^{ort}	a_3^{ses}
C5									a_0^{aut}	a_2^{gli}	a_3^{ses}	a_1^{ort}
D1										a_0^{aut}	a_1^{cop}	a_1^{cop}
D4											a_0^{aut}	a_1^{cop}
D6												a_0^{aut}

Tableau 4.2 – Notations de Schmid et Boas pour les matériaux à structure CFC.

Plans de glissement	Direction de glissement	Système de glissement
	1 pour $[011]$	
A pour $(\bar{1}11)$	2 pour $[0\bar{1}1]$	A2, A3 et A6
B pour (111)	3 pour $[101]$	B2, B4 et B5
C pour $(\bar{1}\bar{1}1)$	4 pour $[\bar{1}01]$	C1, C3 et C5
D pour $(1\bar{1}1)$	5 pour $[100]$	D1, D4 et D6
	6 pour $[\bar{1}00]$	

Plus récemment, des travaux de Dynamique des Dislocations Discrètes (DDD) ont permis d’affiner les résultats expérimentaux obtenus par Franciosi (1984) (Madec et al., 2003 ; Kubin et al., 2008 ; Devincere et al., 2008). Des simulations de traction sur monocristaux de cuivre ont permis de déterminer des matrices d’interaction pour de faibles niveaux de déformation ($< 0,1\%$). Il a été observé que les coefficients a^{su} évoluent en fonction de la densité de dislocations totale ρ_{tot} :

$$a^{su} = \left(0,2 + 0,8 \frac{\log\left(\frac{1}{b\sqrt{a_{ref}}\rho_{tot}}\right)}{\log\left(\frac{1}{b\sqrt{a_{ref}}\rho_{ref}}\right)} \right)^2 a_{ref}^{su}. \quad (4.5)$$

a_{ref} est le coefficient d’interaction moyen ($\sqrt{a_{ref}} = 0,35$), a_{ref}^{su} correspondent aux coefficients de la matrice d’interaction déterminés pour une densité de dislocations de référence ρ_{ref} et b à la norme du vecteur de Burgers. La forme logarithmique de cette équation dénote une augmentation rapide des coefficients d’interaction lorsque le niveau de déformation appliquée est faible. Lorsqu’il augmente, cette évolution ralentit et les a^{su} tendent alors vers une valeur constante comme l’a supposé Franciosi (1984). Si en ce qui concerne ce point précis, les observations de cet auteur sont confortées par les simulations DDD, il n’en est pas de même en ce qui concerne

le classement des différents types d'interactions. Le tableau 4.3 détaille les coefficients a_{ref}^{aut} déterminés en DDD pour $\rho_{ref} = 10^{-12} \text{ m}^2$.

Tableau 4.3 – Coefficients a^{su} de la matrice d'interaction d'un matériau à structure CFC déterminés par simulations en dynamique des dislocations discrètes (Kubin et al., 2008).

a_0^{aut}	a_1^{col}	a_1^{cop}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_3^{ses}
0, 122	0, 625	0, 122	0, 070	0, 137	0, 122

Au regard de ce tableau, les mêmes types d'interaction que ceux distingués par Franciosi (1984) apparaissent et la matrice précédemment présentée conserve sa forme. Mais :

$$a_1^{ort} < a_0^{aut} = a_1^{cop} = a_3^{ses} < a_2^{gli} < a_1^{col}. \quad (4.6)$$

Pour les matériaux à structure CC, les travaux concernant la détermination des matrices d'interaction figurent en annexe C.

Il est important de noter que ces matrices sont valables pour des chargements monotones à des niveaux de déformation inférieurs à 5 %. Pour des niveaux supérieurs ou des trajets de chargement cyclique, des structures hétérogènes de dislocations se forment. La caractérisation des interactions alors mises en jeu reste un problème ouvert.

4.2 Grandes transformations

Cette partie constitue un rappel de la théorie des grandes transformations. Les modèles que nous utiliserons, comme ceux que nous décrirons à titre d'exemple, étant écrits selon ce formalisme, cette partie permettra de figer les notations utilisées dans la suite de ce mémoire et rendra ainsi plus claire la description des différents modèles.

4.2.1 Cinématique des milieux continus

Considérons un élément de volume V_0 à l'instant t_0 dans la configuration initiale C_0 (aussi nommée configuration non déformée) qui devient à l'instant t , après transformation, l'élément de volume V dans la configuration actuelle C_t (aussi appelée configuration déformée). Soient \vec{x}_0 et \vec{x} les vecteurs position d'un point matériel M , respectivement dans les configurations C_0 et C_t . Les vecteurs position \vec{x} , vitesse $\dot{\vec{x}}$ et accélération $\ddot{\vec{x}}$ à l'instant t sont alors définis par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{x} = \vec{x}(\vec{x}_0, t), \\ \dot{\vec{x}} = \frac{\partial \vec{x}(\vec{x}_0, t)}{\partial t}, \\ \ddot{\vec{x}} = \frac{\partial^2 \vec{x}(\vec{x}_0, t)}{\partial t^2}. \end{cases} \quad (4.7)$$

Si l'élément de volume V a subi une transformation finie entre l'instant t_0 et l'instant t , alors les tenseurs du gradient de cette transformation $\overline{\overline{F}}$ et du gradient de la vitesse de cette transformation $\overline{\overline{L}}$ s'écrivent à l'instant t :

$$\begin{cases} \overline{\overline{F}}(\vec{x}, t) = \frac{\partial \vec{x}(\vec{x}_0, t)}{\partial \vec{x}_0}, \\ \overline{\overline{L}}(\vec{x}, t) = \frac{\partial \dot{\vec{x}}(\vec{x}_0, t)}{\partial \vec{x}(\vec{x}_0, t)}. \end{cases} \quad (4.8)$$

Notons que le déterminant J de $\overline{\overline{F}}$ définit le rapport entre la masse volumique, ρ , de l'élément de volume V et celle, ρ_0 , de l'élément de volume V_0 :

$$J = \det(\overline{\overline{F}}) = \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (4.9)$$

En combinant les équations (4.7) et (4.8), le tenseur du gradient de la vitesse de transformation peut se décomposer de la manière suivante :

$$\overline{\overline{L}}(\vec{x}, t) = \frac{\partial \dot{\vec{x}}(\vec{x}_0, t)}{\vec{x}_0} \cdot \frac{\partial \vec{x}_0}{\partial \vec{x}(\vec{x}_0, t)} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{x}(\vec{x}_0, t)}{\vec{x}_0} \right) \cdot \left(\frac{\partial \vec{x}(\vec{x}_0, t)}{\partial \vec{x}_0} \right)^{-1} = \dot{\overline{\overline{F}}} \cdot \overline{\overline{F}}^{-1}, \quad (4.10)$$

où $\dot{\overline{\overline{F}}}$ est la dérivée partielle temporelle du tenseur du gradient de la transformation $\overline{\overline{F}}$. Le tenseur $\overline{\overline{L}}$ peut également se décomposer en partie symétrique et antisymétrique. Ces parties définissent respectivement le tenseur du gradient de la vitesse de déformation $\overline{\overline{D}}$ et celui du gradient de la vitesse de rotation $\overline{\overline{W}}$:

$$\overline{\overline{L}} = \overline{\overline{D}} + \overline{\overline{W}}, \quad (4.11)$$

avec :

$$\begin{cases} \overline{\overline{D}} = \frac{1}{2}(\overline{\overline{L}} + \overline{\overline{L}}^T), \\ \overline{\overline{W}} = \frac{1}{2}(\overline{\overline{L}} - \overline{\overline{L}}^T) \end{cases} \quad (4.12)$$

4.2.2 Statique

Appelons $d\vec{f}$ l'effort s'exerçant sur un élément de surface ds de normale \vec{r} repérée dans la configuration actuelle C_t . Le tenseur des contraintes de Cauchy $\overline{\overline{\sigma}}$ est défini de telle sorte que :

$$\overline{\overline{\sigma}} \cdot \vec{r} = \frac{d\vec{f}}{ds}. \quad (4.13)$$

Cette définition des contraintes est une définition eulérienne, puisque définie entièrement dans la configuration actuelle C_t . Cet effort peut être associé à un effort fictif $d\vec{f}_0$ défini dans la configuration initiale C_0 où la normale à l'élément de surface ds_0 est \vec{r}_0 . L'équation (4.13) s'écrit alors :

$$\overline{\overline{\Pi}} \cdot \vec{r}_0 = \frac{d\vec{f}_0}{ds_0}, \quad (4.14)$$

où $\overline{\overline{\Pi}}$ est le tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff. Cette définition est une définition lagrangienne, puisque définie entièrement dans la configuration initiale C_0 . Le vecteur $\vec{r}_0 ds_0$ dans C_0 s'écrivant dans C_t :

$$\vec{r}ds = J \overline{\overline{F}}^{-T} \cdot \vec{r}_0, \quad (4.15)$$

ces deux tenseurs de contraintes sont liés par la relation la suivante :

$$\overline{\overline{\Pi}} = J \overline{\overline{F}}^{-1} \cdot \overline{\overline{\sigma}} \cdot \overline{\overline{F}}^{-T}. \quad (4.16)$$

4.2.3 Équations d'équilibre

Soit un solide occupant un domaine V de frontière Σ , les équations locales d'équilibre en un point repéré par le vecteur \vec{x} sont :

$$\begin{cases} \text{div} \overline{\overline{\sigma}} + \rho \vec{f} = \rho \ddot{\vec{x}}, \\ \overline{\overline{\sigma}} = \overline{\overline{\sigma}}^T. \end{cases} \quad (4.17)$$

Au contour Σ sont imposées les conditions aux limites :

$$\begin{cases} \dot{\vec{x}} = \dot{\vec{x}}_i \text{ sur } \Sigma_{\dot{\vec{x}}}, \\ \overline{\overline{\sigma}} \cdot \vec{n} = \vec{t}_i \text{ sur } \Sigma_{\vec{t}_i}, \end{cases} \quad (4.18)$$

où $\dot{\vec{x}}_i$ et \vec{t}_i sont les champs de vitesse et de tension imposés au contour Σ .

4.2.4 Cinématique en grandes transformations du monocristal

Le formalisme le plus utilisé actuellement se base sur la décomposition de Lee (1969) du tenseur du gradient de la transformation $\overline{\overline{F}}$. Cette décomposition fait apparaître une partie élastique $\overline{\overline{F}}^e$ et une partie plastique $\overline{\overline{F}}^p$:

$$\overline{\overline{F}} = \overline{\overline{F}}^e \cdot \overline{\overline{F}}^p. \quad (4.19)$$

La figure 4.2 donne une représentation de cette décomposition pour un monocristal. La configuration C_0 se caractérise par un cristal occupant le volume V_0 à l'instant t_0 . Ce dernier est libre de toutes forces surfaciques ou volumiques. En effet, les contraintes engendrées par l'histoire thermomécanique du matériau ne sont pas prises en compte. En toute rigueur, il serait nécessaire pour intégrer les transformations thermomécaniques antérieures au chargement de faire intervenir une configuration supplémentaire comme l'ont proposé Teodosiu et al. (1993). Nous nous en affranchirons en considérant le matériau sans contrainte résiduelle.

Le passage de la configuration initiale C_0 à la configuration actuelle C_t se fait via une configuration intermédiaire nommée configuration isocline C_* . Cette configuration se déduit de la configuration initiale par l'intermédiaire de la transformation plastique $\overline{\overline{F}}^p$, représentant le glissement plastique entre plans cristallins. Cette configuration se déduit également de la configuration actuelle par l'intermédiaire de la transformation élastique $\overline{\overline{F}}^e$, correspondant aux dilatations élastiques et aux rotations de réseau. Le passage de la configuration initiale à la configuration actuelle se fait par la composition de la transformation plastique $\overline{\overline{F}}^p$ et de la transformation élastique $\overline{\overline{F}}^e$.

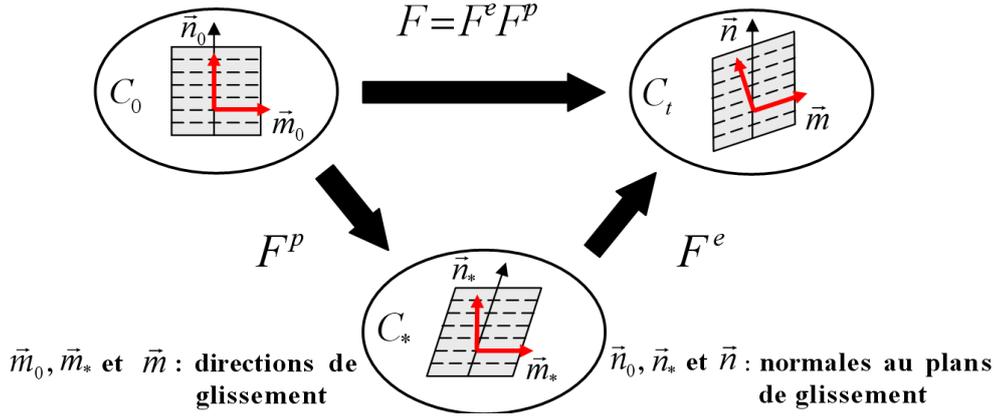


Figure 4.2 – Représentation du principe de décomposition du tenseur $\overline{\overline{F}}$ en partie élastique $\overline{\overline{F^e}}$ et plastique $\overline{\overline{F^p}}$.

Avec cette décomposition, le tenseur du gradient de la vitesse de transformation $\overline{\overline{L}}$ s'exprime :

$$\overline{\overline{L}} = \dot{\overline{\overline{F}}} \cdot \overline{\overline{F}}^{-1} = \dot{\overline{\overline{F^e}}} \cdot \overline{\overline{F^e}}^{-1} + \overline{\overline{F^e}} \cdot \dot{\overline{\overline{F^p}}} \cdot \overline{\overline{F^p}}^{-1} \cdot \overline{\overline{F^e}}^{-1}. \quad (4.20)$$

$\overline{\overline{L}}$ correspond à la somme d'une composante élastique $\overline{\overline{L^e}}$ et d'une composante plastique $\overline{\overline{L^p}}$ définie dans la configuration isocline C_* et transposée dans la configuration actuelle C_t :

$$\overline{\overline{L}} = \overline{\overline{L^e}} + \overline{\overline{L^p}} = \overline{\overline{L^e}} + \overline{\overline{F^e}} \cdot \overline{\overline{L_*^p}} \cdot \overline{\overline{F^e}}^{-1}. \quad (4.21)$$

Soient \vec{m}_*^s et \vec{n}_*^s les vecteurs unitaires définissant respectivement la direction de glissement et la normale au plan de glissement associées à chaque système s dans la configuration C_* (ils correspondent aux vecteurs \vec{m}_0^s et \vec{n}_0^s , ces derniers étant invariants lors d'une transformation $\overline{\overline{F^p}}$). $\overline{\overline{L_*^p}}$ peut s'exprimer en fonction du taux de glissement $\dot{\gamma}^s$ associé à chaque système s :

$$\overline{\overline{L_*^p}} = \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{L_*^s}}, \text{ avec } \overline{\overline{L_*^s}} = \vec{m}_*^s \otimes \vec{n}_*^s, \quad (4.22)$$

où $\overline{\overline{L_*^s}}$ est le tenseur de Schmid du système de glissement s dans la configuration C_* . De la même manière que $\overline{\overline{L}}$, les tenseurs du gradient de la vitesse de déformation $\overline{\overline{D}}$ et du gradient de la vitesse de rotation $\overline{\overline{W}}$ peuvent eux aussi être décomposés en parties élastique et plastique :

$$\begin{cases} \overline{\overline{D}} = \overline{\overline{D^e}} + \overline{\overline{D^p}}, \\ \overline{\overline{W}} = \overline{\overline{W^e}} + \overline{\overline{W^p}}. \end{cases} \quad (4.23)$$

Leur partie plastique peut aussi d'exprimer en fonction du taux de glissement $\dot{\gamma}^s$ associé à chaque système de glissement s :

$$\begin{cases} \overline{\overline{D_*^p}} = \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{D_*^s}}, \text{ avec } \overline{\overline{D_*^s}} = \vec{m}_*^s \otimes_S \vec{n}_*^s, \\ \overline{\overline{W_*^p}} = \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{W_*^s}}, \text{ avec } \overline{\overline{W_*^s}} = \vec{m}_*^s \otimes_A \vec{n}_*^s, \end{cases} \quad (4.24)$$

où $\overline{\overline{D}}_*$ et $\overline{\overline{W}}_*$ représentent respectivement la partie symétrique et antisymétrique du tenseur de Schmid associé au système s dans la configuration C_* . $\overline{\overline{D}}_*$ et $\overline{\overline{W}}_*$ s'expriment dans la configuration actuelle C_t de la manière suivante :

$$\begin{cases} \overline{\overline{D}}^p = \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{D}}^s, \text{ avec } \overline{\overline{D}}^s = \vec{m}^s \otimes_S \vec{n}^s, \\ \overline{\overline{W}}^p = \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{W}}^s, \text{ avec } \overline{\overline{W}}^s = \vec{m}^s \otimes_A \vec{n}^s, \end{cases} \quad (4.25)$$

et :

$$\begin{cases} \vec{m}^s = \overline{\overline{F}}^e \cdot \vec{m}_*^s, \\ \vec{n}^s = \overline{\overline{F}}^e^{-1} \cdot \vec{n}_*^s. \end{cases} \quad (4.26)$$

$\overline{\overline{D}}^s$ et $\overline{\overline{W}}^s$ représentent respectivement la partie symétrique et antisymétrique du tenseur de Schmid associé au système s dans la configuration C_t .

4.2.5 Loi de comportement et prévision de la rotation

Dans la plupart des modèles, les lois de comportement relient la dérivée temporelle des contraintes à celles des déformations. En grandes transformations, c'est le formalisme précédemment décrit qui est utilisé pour écrire et implémenté ces lois. Dans le but de simplifier ce travail, certaines hypothèses peuvent être posées. Cette partie reprend les formulations et les hypothèses émises par Peirce et al. (1983), Tabourot (1992) et Teodosiu et al. (1993). Ces dernières seront décrites, d'une part, à titre d'exemple et, d'autre part, parce qu'elles sont celles sur lesquelles nous nous sommes appuyés, les modèles utilisés dans le cadre de nos travaux étant basés sur ceux de ces auteurs.

Les hypothèses émises sont celles de petites déformations élastiques et de grandes rotations du réseau cristallin.

Le tenseur de déformation de Green Lagrange $\overline{\overline{E}}$ s'exprime de la manière suivante :

$$\overline{\overline{E}} = \frac{1}{2}(\overline{\overline{F}} \cdot \overline{\overline{F}}^T - \overline{\overline{I}}). \quad (4.27)$$

Ce tenseur est lagrangien, puisque étant uniquement défini dans la configuration C_0 . Le comportement élastique du matériau peut être décrit par la loi hyperélastique générale suivante :

$$\overline{\overline{\Pi}} = \frac{\partial \mathcal{W}(\overline{\overline{E}})}{\partial \overline{\overline{E}}}. \quad (4.28)$$

Rappelons que $\overline{\overline{\Pi}}$ est le tenseur des contraintes de Piola Kirchhoff associé à la configuration initiale C_0 . \mathcal{W} est un potentiel d'énergie élastique également défini dans C_0 . À l'aide de la décomposition de Lee (1969), cette expression reste valable pour la transformation élastique reliant C_* à C_t :

$$\overline{\overline{\Pi}}_* = \frac{\partial \mathcal{W}(\overline{\overline{E}}^e)}{\partial \overline{\overline{E}}^e}, \quad (4.29)$$

où $\overline{\overline{\Pi}}_*$ est le tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff transporté dans la configuration isocline C_* et $\mathcal{W}(\overline{\overline{E}}^e)$ la densité d'énergie par unité de volume non déformé. $\overline{\overline{\Pi}}_*$ peut d'ailleurs être lié au tenseur des contraintes de Cauchy $\overline{\overline{\sigma}}$ par la relation suivante :

$$\overline{\overline{\Pi}}_* = \det(\overline{\overline{F}}^e) \overline{\overline{F}}^e{}^{-1} \cdot \overline{\overline{\sigma}} \cdot \overline{\overline{F}}^e{}^{-T}. \quad (4.30)$$

Il résulte de la combinaison de ces deux dernières équations ((4.29) et (4.30)) :

$$\overline{\overline{\sigma}} = \det(\overline{\overline{F}}^e)^{-1} \overline{\overline{F}}^e \cdot \frac{\partial \mathcal{W}(\overline{\overline{E}}^e)}{\partial \overline{\overline{E}}^e} \cdot \overline{\overline{F}}^e{}^T. \quad (4.31)$$

Nous nous plaçons maintenant dans l'hypothèse des petites déformations élastiques et des grandes rotations du réseau cristallin. La décomposition polaire du tenseur du gradient de la transformation élastique $\overline{\overline{F}}^e$ s'écrit :

$$\overline{\overline{F}}^e = \overline{\overline{V}}^e \cdot \overline{\overline{R}}^e, \quad (4.32)$$

où $\overline{\overline{V}}^e$ et $\overline{\overline{R}}^e$ représentent respectivement une dilatation et une rotation du réseau cristallin. L'hypothèse des petites déformations permet d'exprimer $\overline{\overline{V}}^e$ de la manière suivante :

$$\overline{\overline{V}}^e = \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\epsilon}}^e, \text{ avec } \overline{\overline{\epsilon}}^e \ll 1. \quad (4.33)$$

Cette forme particulière de $\overline{\overline{V}}^e$ permet de simplifier la loi de comportement qui lie la dérivée de Jaumann du tenseur des contraintes de Cauchy $\overline{\overline{\sigma}}$ au tenseur du gradient de la vitesse de déformation élastique $\overline{\overline{D}}^e$:

$$\hat{\overline{\overline{\sigma}}} = \overline{\overline{\mathcal{K}}}^e : \overline{\overline{D}}^e. \quad (4.34)$$

En utilisant la dérivée de Jaumann, il nous est également possible d'écrire :

$$\hat{\overline{\overline{\sigma}}} = \dot{\overline{\overline{\sigma}}} - \overline{\overline{W}}^e \cdot \overline{\overline{\sigma}} + \overline{\overline{\sigma}} \cdot \overline{\overline{W}}^e, \quad (4.35)$$

où $\overline{\overline{W}}^e$ est le gradient de la vitesse de rotation élastique entre la configuration isocline C_* et la configuration actuelle C_t .

Dans le cas général, le tenseur $\overline{\overline{\mathcal{K}}}^e$ est symétrique et peut être défini par rapport à la densité d'énergie par unité de volume non déformé $\mathcal{W}(\overline{\overline{E}}^e)$:

$$\overline{\overline{\mathcal{K}}}^e = \det(\overline{\overline{F}}^e)^{-1} \overline{\overline{F}}^e \cdot \left(\overline{\overline{F}}^e \cdot \frac{\partial \mathcal{W}(\overline{\overline{E}}^e)}{\partial \overline{\overline{E}}^e} \cdot \overline{\overline{F}}^e{}^T \right) \cdot \overline{\overline{F}}^e{}^T. \quad (4.36)$$

L'équation (4.33) permet de simplifier l'équation (4.36) en réalisant un développement Taylor. Lorsque $|\overline{\overline{\epsilon}}^e|$ tend vers zéro, Peirce et al. (1983) et Teodosiu et al. (1993) ont montré que :

$$\overline{\overline{\mathcal{K}}}^e = \overline{\overline{C}}^e \text{ avec } C_{ijkl}^e = R_{ip}R_{jq}R_{km}R_{ln}C_{*ijkl}^e, \quad (4.37)$$

où $\overline{\overline{C}}_*^e$ est le tenseur des constantes élastiques dans la configuration C_* . Ainsi comme :

$$\overset{\cdot}{\bar{\sigma}} = \overset{\cdot}{\bar{C}^e} : \bar{D}^e, \quad (4.38)$$

l'équation (4.35) s'écrit :

$$\overset{\cdot}{\bar{\sigma}} = \overset{\cdot}{\bar{C}^e} : \bar{D}^e + \bar{W}^e \cdot \bar{\sigma} - \bar{\sigma} \cdot \bar{W}^e. \quad (4.39)$$

Les équations (4.23) et (4.25) permettent d'exprimer $\overset{\cdot}{\bar{\sigma}}$ sous la forme suivante :

$$\overset{\cdot}{\bar{\sigma}} = \overset{\cdot}{\bar{C}^e} : \bar{D} + \bar{W} \cdot \bar{\sigma} - \bar{\sigma} \cdot \bar{W} - \sum_s \dot{\gamma}^s \bar{R}^s, \quad (4.40)$$

avec :

$$\bar{R}^s = \overset{\cdot}{\bar{C}^e} : \bar{D}^s + \bar{W}^s \cdot \bar{\sigma} - \bar{\sigma} \cdot \bar{W}^s. \quad (4.41)$$

Le tenseur des contraintes de Kirchhoff $\bar{\tau}$ associé à la configuration actuelle C_t est lié au tenseur de Cauchy $\bar{\sigma}$ par la relation suivante :

$$\bar{\tau} = \det(\bar{F}) \bar{\sigma}. \quad (4.42)$$

L'hypothèse émise, à savoir celle des petites déformations élastiques ($\det(\bar{F}) \approx \det(\bar{F}^p) = 1$), permet la réécriture des équations (4.40) et (4.41) comme suit :

$$\overset{\cdot}{\bar{\tau}} = \overset{\cdot}{\bar{C}^e} : \bar{D} + \bar{W} \cdot \bar{\tau} - \bar{\tau} \cdot \bar{W} - \sum_s \dot{\gamma}^s \bar{R}^s, \quad (4.43)$$

avec :

$$\bar{R}^s = \overset{\cdot}{\bar{C}^e} : \bar{D}^s + \bar{W}^s \cdot \bar{\tau} - \bar{\tau} \cdot \bar{W}^s, \quad (4.44)$$

car :

$$\bar{\tau} \approx \bar{\sigma}. \quad (4.45)$$

Cette même hypothèse permet aussi d'accéder à l'évolution des rotations du réseau cristallin :

$$\overset{\cdot}{\bar{R}^e} = \bar{R}^e \cdot \left(\bar{W} - \sum_s \dot{\gamma}^s \bar{W}^s \right). \quad (4.46)$$

4.3 Lois cristallines - Approches locales

Les modèles classiques de plasticité cristalline (ne faisant pas intervenir de dislocations géométriquement nécessaires) sont basés sur la mécanique des milieux continus. Ils s'appuient sur un ensemble de lois qui décrivent la plasticité à l'échelle du micromètre, ce qui correspond pour la plupart des polycristaux à une échelle inférieure à celle du grain. Les mécanismes de déformation sont en effet décrits à l'échelle d'un paquet de systèmes de glissement.

Les lois de comportement utilisées restent des lois phénoménologiques. Elles se placent dans le cadre de la théorie continue des dislocations et adaptent les résultats (expérimentaux ou de simulation) obtenus à l'échelle des dislocations discrètes à un milieu continu. Les modèles classiques de plasticité cristalline se différencient néanmoins selon la manière dont ils décrivent les mécanismes de déformation. Deux grandes familles peuvent être distinguées. La première regroupe des modèles se basant sur des lois très phénoménologiques calquées sur les lois développées à l'échelle macroscopique, comme ceux proposés par Kocks (1976), Peirce et al. (1983) ou encore Cailletaud (1987). Ils décrivent l'écroutissement comme un fonction du glissement cumulé. La seconde catégorie correspond à des modèles faisant intervenir des variables internes et des paramètres matériau ayant plus de sens physique, comme les modèles de Mecking and Kocks (1981), d'Estrin and Mecking (1984), de Tabourot (1992) ou celui de Teodosiu et al. (1993) qui définissent la densité de dislocations comme variable interne du problème et décrivent l'écroutissement comme fonction de cette dernière.

Le développement des codes de calculs utilisant la méthode des éléments finis, dans lesquels peuvent être implémentées les lois de plasticité cristalline, a permis de traiter des agrégats de grains de plus en plus complexes avec une définition toujours plus précise de la microstructure. Peirce et al. (1983) ont été les précurseurs dans ce domaine. Tabourot (1992) et Teodosiu et al. (1993) ont amélioré, pour le monocristal, le modèle de Peirce et al. (1983) en utilisant les lois développées par Kocks (1976), Essmann and Mughrabi (1979), Mecking and Kocks (1981) ou encore Estrin and Mecking (1984). Plus tard, Delaire (1997), Hoc (1999), Eriau (2003) et bien d'autres ont adopté le modèle du monocristal de Tabourot (1992) pour l'appliquer à des microstructures plus précises et plus complexes où les grains de chaque phase sont décrites par leur position dans l'agrégat, leur orientation cristalline et leur morphologie. Libert (2007) a adapté les travaux de Rauch (1993) au changement de comportement lié à la température dans les matériaux à structure CC. Cédart (2008) s'est basé sur ce type de modèle pour étudier les matériaux composites céramique-métal sur des agrégats 3D reconstruits au FIB (Focussed Ion Beam).

Si ces modèles classiques de plasticité cristalline, modèles que nous avons qualifiés d'approche locale, permettent de manière générale une bonne description du comportement des matériaux lors de chargements monotones (comportement macroscopique, champs mécaniques locaux et évolution de texture), ils sont dans le cas des monocristaux comme des polycristaux mis en défaut par les observations expérimentales lorsqu'il s'agit de décrire physiquement les effets d'échelle, comme l'effet de taille de grains, le stade IV de l'écroutissement observé en traction ou encore l'effet Bauschinger (1886) et l'adoucissement cyclique observés en fatigue.

Des propositions ont été faites afin de tenir compte de l'effet de taille de grains. Elles se basent, par exemple, sur l'introduction directe de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) dans la loi d'écroutissement (Weng, 1983). Cette approche donne de bons résultats. Mais la formulation reste insatisfaisante d'un point de vue physique.

Il en est de même pour celles faites pour décrire l'effet Bauschinger (1886). Les modèles de Cailletaud (1987;1987) font intervenir des variables d'écroutissement cinématique directement inspirées des lois utilisées à l'échelle macroscopique. Plus récemment, Le Pécheur (2008) a adapté le modèle de Teodosiu et al. (1993) en y insérant elle aussi une variable d'écroutissement cinématique purement phénoménologique.

Des tentatives ont également été faites pour décrire l'adoucissement cyclique avec des modèles homogénéisés. Citons Évrard (2007) qui a intégré dans le modèle auto-cohérent de Pilvin

(1990) le modèle biphasé proposé par Mughrabi (1981, 1983). Ce dernier suppose l'existence préalable de structures de dislocations. La quantité de phase dure et de phase molle évolue mais leur formation n'est pas décrite.

Afin d'illustrer nos propos, nous présenterons dans cette partie trois exemples de modèles classiques de plasticité cristalline : le modèle de Cailletaud (1987), le modèle d'Estrin and Mecking (1984) et celui de Teodosiu et al. (1993).

4.3.1 Modèle de Cailletaud (1987)

Le modèle de Cailletaud (1987) consiste à transposer à l'échelle microscopique les modèles usuels d'écrouissage utilisés en macroplasticité. Malgré l'absence de relations mettant en jeu des phénomènes physiques, ce dernier est particulièrement adapté pour décrire le comportement cyclique de matériaux lors de chargements complexes. L'écrouissage y est défini comme fonction du glissement cumulé et de deux variables d'écrouissage, l'une isotrope r^s et l'autre cinématique x^s . La loi d'écoulement utilisée est la suivante :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^s = \left(\frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{K} \right)^n \text{sgn}(\tau^s - x^s), & \text{si } |\tau^s - x^s| \geq \tau_c^s, \\ \dot{\gamma}^s = 0, & \text{si } |\tau^s - x^s| < \tau_c^s, \end{cases} \quad (4.47)$$

où $\dot{\gamma}^s$ correspond à la vitesse de glissement, τ^s à la cission résolue, τ_c^s à la cission critique, n et K à deux paramètres matériau. L'écrouissage isotrope est défini par la fonction r^s :

$$r^s = r_0 + q \sum_u h^{su} (1 - e^{-b \int_0^t |\dot{\gamma}^u| dt}). \quad (4.48)$$

r_0 , q et b sont des paramètres matériau. h^{su} est la matrice d'écrouissage introduite par Mandel (1965) :

$$h^{su} = h_2 + (h_1 - h_2) \delta^{su}, \quad (4.49)$$

où h_1 et h_2 désignent deux paramètres matériau. La loi d'évolution de la variable d'écrouissage cinématique x^s s'écrit de la manière suivante :

$$x^s = C \alpha^s, \text{ avec } \dot{\alpha}^s = \dot{\gamma}^s - d \alpha^s |\dot{\gamma}^s|, \quad (4.50)$$

où C_t sont des paramètres matériau.

4.3.2 Modèle d'Estrin and Mecking (1984)

Le modèle d'Estrin and Mecking (1984) est l'un des premiers à utiliser des variables et des paramètres matériau ayant un sens physique. Tout comme le modèle de Mecking and Kocks (1981), dont il est fortement inspiré, il introduit une densité de dislocations comme variable interne et sa loi d'écoulement viscoplastique se base sur la théorie du mouvement thermiquement activé des dislocations dans les matériaux à structure CFC. Cette dernière est décrite, pour un système de glissement s , par la relation suivante :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^s = \rho_m^s b^2 \nu_D e^{-\frac{\Delta G_0}{kT}} \left(\frac{\tau^s}{\tau_\mu^s}\right)^{\frac{\tau_\mu^s V^*}{kT}}, & \text{si } \tau^s \geq \tau_c^s, \\ \dot{\gamma}^s = 0, & \text{si } \tau^s < \tau_c^s. \end{cases} \quad (4.51)$$

$\dot{\gamma}^s$ correspond à la vitesse de glissement, ρ_m^s à la densité de dislocations mobiles, b à la norme de vecteur de Burgers, ν_D à la fréquence de Debye, ΔG_0 à l'énergie d'activation relative au franchissement des obstacles, k à la constante de Boltzmann, T à la température, τ^s à la cis-sion résolue, τ_μ^s à la contrainte athermique (cis-sion de référence dont la valeur dépend de la microstructure) et V^* au volume d'activation. En posant :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_0^s = \rho_m^s b^2 \nu_D e^{-\frac{\Delta G_0}{kT}}, \\ n = \frac{\tau_\mu^s V^*}{kT}, \end{cases} \quad (4.52)$$

cette formule peut se ramener à :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0^s \left(\frac{\tau^s}{\tau_\mu^s}\right)^n, & \text{si } \tau^s \geq \tau_c^s, \\ \dot{\gamma}^s = 0, & \text{si } \tau^s < \tau_c^s, \end{cases} \quad (4.53)$$

où $\dot{\gamma}_0^s$ est la vitesse de glissement initiale et n un coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation. La loi liant la cis-sion critique τ_c à la densité de dislocations totale ρ est la suivante :

$$\tau_c = \tau_0 + \tau_\mu, \text{ avec } \tau_\mu = \alpha \mu b \sqrt{\rho}. \quad (4.54)$$

α est un paramètre matériau (généralement compris entre 0, 1 et 0, 5), μ le coefficient de cisaillement isotrope et b la norme du vecteur de Burgers. Le modèle d'Estrin and Mecking (1984) intègre également une équation différentielle régissant l'évolution de la densité de dislocations totale ρ . Cette dernière est liée à la vitesse de glissement $\dot{\gamma}$:

$$\dot{\rho} = |\dot{\gamma}| (k_1 \sqrt{\rho} - k_2 \rho). \quad (4.55)$$

k_1 et k_2 sont ici des paramètres matériau. Le premier terme $k_1 \sqrt{\rho}$ correspond à la production de dislocations et le second $k_2 \rho$ est lié à l'annihilation des dislocations. Ce modèle permet de prendre en compte l'interaction entre dislocations mobiles et immobiles et décrit l'effet de saturation de l'écroutissage lorsque la déformation augmente.

4.3.3 Modèle de Teodosiu et al. (1993)

Le modèle de Teodosiu et al. (1993) reprend dans les grandes lignes les travaux de Peirce et al. (1983). Il s'appuie pour les lois de comportement et principalement les lois d'écroutissage sur les travaux de Kocks (1976), Mecking and Kocks (1981), Estrin and Mecking (1984) et Franciosi (1984). La loi d'écoulement associée à chaque système de glissement s s'écrit :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0^s \left(\frac{\tau^s}{\tau_c^s}\right)^n, & \text{si } |\tau^s| \geq \tau_c^s, \\ \dot{\gamma}^s = 0, & \text{si } |\tau^s| < \tau_c^s, \end{cases} \quad (4.56)$$

où $\dot{\gamma}^s$ est la vitesse de glissement, $\dot{\gamma}_0^s$ la vitesse de glissement initiale, τ_s la cission résolue, τ_c^s la cission critique et n un coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation.

À la différence des modèles de Mecking and Kocks (1981) et Estrin and Mecking (1984), Teodosiu et al. (1993) introduit des cissions critiques τ_c^s et des densités de dislocations ρ^s propres à chaque système de glissement s . La loi liant ces cissions aux densités de dislocations fait alors intervenir les matrices d'interactions a^{su} établies pour les matériaux à structure CC et CFC dans les travaux de Franciosi (1984). La cission critique associées au système s s'écrit :

$$\tau_c^s = \tau_0 + \mu b \sqrt{\sum_u a^{su} \rho^u}. \quad (4.57)$$

μ est le coefficient de cisaillement isotrope et b la norme du vecteur de burgers. Afin de décrire l'évolution de la densité de dislocations ρ^s associée à chaque système de glissement s , les dislocations mobiles ρ_m^s sont distinguées de celles considérées comme immobiles ρ_i^s :

$$\rho^s = \rho_m^s + \rho_i^s. \quad (4.58)$$

On considère généralement :

$$\rho_m^s \ll \rho_i^s. \quad (4.59)$$

L'équation différentielle définissant l'évolution des densités de dislocations ρ_m^s fait intervenir trois contributions : celle associée à la production r_{mp}^s , celle associée à l'annihilation r_{ma}^s et celle associée à l'immobilisation r_{mi}^s de ces dislocations :

$$\dot{\rho}_m^s = r_{mp}^s - r_{ma}^s - r_{mi}^s. \quad (4.60)$$

L'évolution des densités de dislocations immobiles ρ_i^s est gouvernée par l'immobilisation des dislocations mobiles r_{mi}^s et par l'annihilation des dislocations immobiles r_{ia}^s :

$$\dot{\rho}_i^s = r_{mi}^s - r_{ia}^s. \quad (4.61)$$

La production de dislocations immobiles r_{mi}^s se réfère à la notion de libre parcours moyen λ^s . Une dislocation mobile peut parcourir en moyenne la distance λ^s à la vitesse \vec{v}^s dans le système s avant d'être stoppée par une dislocation immobile :

$$r_{mi}^s = \frac{\rho_m^s |\vec{v}^s|}{\lambda^s}. \quad (4.62)$$

Le libre parcours moyen λ^s peut être relié à la densité de dislocations perçant le plan de glissement associé au système s par la relation suivante :

$$\lambda^s = \frac{K}{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}, \quad (4.63)$$

où K est un paramètre matériau. À l'aide de la formule d'Orowan :

$$|\dot{\gamma}^s| = \rho_m^s b |\vec{v}^s|, \quad (4.64)$$

et de l'expression (4.63), il est possible d'écrire l'équation (4.62) sous la forme suivante :

$$r_{mi}^s = \frac{|\dot{\gamma}^s|}{b \lambda^s} = \frac{|\dot{\gamma}^s| \sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{b K}. \quad (4.65)$$

L'annihilation des dislocations immobiles est décrite par la loi proposée par Essmann and Mugh-rabi (1979) :

$$r_{ia}^s = 2 \frac{y_c}{b} \rho_i^s |\dot{\gamma}^s|. \quad (4.66)$$

y_c correspond à la distance d'annihilation entre deux dislocations. En considérant la relation (4.59) et en combinant les équations (4.58), (4.61), (4.65) et (4.66), il est alors possible d'écrire la loi d'évolution de la densité de dislocations ρ^s comme suit :

$$\dot{\rho}^s = \frac{|\dot{\gamma}^s|}{b} \left(\frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{K} - 2 y_c \rho^s \right). \quad (4.67)$$

À partir de l'expression liant la cission critique τ_c^s aux vitesses de glissement $|\dot{\gamma}^u|$:

$$\dot{\tau}_c^s = \sum_u h^{su} |\dot{\gamma}^u|, \quad (4.68)$$

la matrice d'écroissage h^{su} peut s'écrire :

$$h^{su} = \frac{\partial \dot{\tau}_c^s}{\partial |\dot{\gamma}^u|}, \quad (4.69)$$

En dérivant l'équation (4.57), il est donc possible de retrouver son expression :

$$h^{su} = \frac{\mu a^{su}}{2 \sqrt{\sum_t a^{st} \rho^t}} \left(\frac{\sqrt{\sum_{t \neq s} \rho^t}}{K} - 2 \frac{y_c}{b} \rho^u \right). \quad (4.70)$$

Cette matrice d'écroissage est fortement non linéaire et ne reste pas symétrique au cours de la déformation. La déformation plastique est ainsi décrite de manière anisotrope. Ce modèle reproduit bien les trois premiers stades de déformation du monocristal en traction simple.

Ce modèle repris par Delaire (1997), Hoc (1999) et Eriean (2003) a été adapté par Le Pécheur (2008) pour la modélisation en fatigue du comportement cyclique de l'acier AISI 304L. Notons que par rapport au modèle original, seule la loi d'écoulement a été modifiée par l'ajout d'une variable d'écroissage cinématique x^s :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0 \left(\frac{|\tau^s - x^s|}{\tau_c^s} \right)^n \text{sgn}(\tau^s - x^s), & \text{si } |\tau^s - x^s| \geq \tau_c^s, \\ \dot{\gamma}^s = 0, & \text{si } |\tau^s - x^s| < \tau_c^s, \end{cases} \quad (4.71)$$

Cette variable est phénoménologique. Elle se base sur la loi d'écroissage cinématique non linéaire d'Armstrong and Frederick (1966) et s'écrit :

$$\dot{x}^s = C \dot{\gamma}^s - D |\dot{\gamma}^s| x^s, \quad (4.72)$$

C et D sont ici des paramètres matériau.

4.4 Incompatibilités de la déformation, dislocations géométriquement nécessaires et approches non locales

Si ces modèles classiques de plasticité cristalline sont mis en défaut lorsqu'il s'agit de décrire le stade IV d'écroutissage, l'effet de taille de grain, l'effet Bauschinger (1886) ou encore l'adoucissement cyclique, c'est en grande partie parce que le mouvement des dislocations et leur stockage, c'est-à-dire la variation locale de leur densité, n'est pas suffisamment prise en compte lorsque les dislocations sont soumises aux effets dus aux incompatibilités de déformation générées aux joints de grain, aux joints de macles et aux niveaux des structures organisées de dislocations.

Notons que la méthode des éléments finis appliquée dans le cadre de la plasticité cristalline aux polycristaux métalliques assure automatiquement la compatibilité de la déformation. Elle permet le calcul de la contrainte de Cauchy en chaque point d'intégration, cette contrainte étant la somme de la contrainte macroscopique et de la contrainte interne en ce point. Mais cette prise en compte reste tout de même imparfaite. Ces modèles classiques ne tiennent pas compte de la courbure du réseau cristallin associée à l'évolution des désorientations qui apparaissent à proximité des interfaces (joints de grains ou joints de macles) ou dans le grain au cours d'une déformation, en général, hétérogène. Ils ne peuvent donc décrire le durcissement lié aux dislocations assurant, dans ces conditions, la compatibilité de la déformation. De ce fait, les contraintes internes ne sont donc pas convenablement décrites.

Depuis la moitié du XX^e siècle, de nombreuses études ont été menées dans le cadre de la théorie continue des dislocations sur les incompatibilités de la déformation (Nye, 1953 ; Bilby et al., 1955, 1960 ; Kondo, 1963 ; Kröner, 1959, 1969 ; Ashby, 1970). Ces travaux théoriques ont permis de montrer que les incompatibilités de la déformation dues à la courbure du réseau cristallin peuvent être modélisées par l'intermédiaire de dislocations dites géométriquement nécessaires (Geometrically Necessary Dislocations, GND), dislocations qui, une fois introduites dans les modèles de plasticité cristalline, font apparaître une nouvelle longueur interne.

Directement liées au gradient spatial de la déformation élastique ou plastique, les GND livrent des informations supplémentaires et permettent de traduire le durcissement induit par la courbure du réseau cristallin. Nye (1953) et Kröner (1959) sont parmi les premiers à introduire, dans le cadre des petites déformations et rotations, la notions de tenseur des dislocations géométriquement nécessaires. Ce tenseur est calculé à partir du rotationnel du champ de transformation élastique ou plastique. Cette théorie a été récemment étendue aux grandes transformations par Gurtin (2000).

L'application de ces théories aux calculs Éléments Finis (EF) a débouché sur l'apparition de nouvelles classes de modèles (Dai and Parks, 1997 ; Acharya and Beaudoin, 2000 ; Fleck and Hutchinson, 1997 ; Gurtin, 2000, 2002 ; Labbé et al., 1998 ; Forest et al., 2000). Ces approches sont dites non locales car elles font intervenir en un point du cristal le champ de déformation s'appliquant en son voisinage. Ce voisinage est d'ailleurs plus ou moins proche selon les modèles.

Les modèles intégrant des GNDs donnent de bons résultats en ce qui concerne la prédiction des effets d'échelle comme l'effet de taille de grains et celle du stade IV d'écroutissage. Elles ouvrent également de nouvelles perspectives quant à la formulation physique de l'écroutissage cinématique ou la prise en compte de l'adoucissement cyclique.

Cette partie traitera des dislocations géométriquement nécessaires et plus particulièrement de leur lien avec les incompatibilités de la déformation et leur sens physique. Nous ferons également un bref état des lieux des grandes classes de modèles permettant la prise en compte des efforts dus aux incompatibilités de la déformation.

4.4.1 Incompatibilités de la déformation et dislocations géométriquement nécessaires

4.4.1.1 Notion mathématique de l'incompatibilité

Acharya and Bassani (2000) a exprimé les conditions de compatibilité de la déformation dans le cadre des grandes transformations sur la base d'un problème d'algèbre linéaire. Ce problème correspond à définir quelles sont les conditions pour lesquelles il existe un champ de vecteurs position \vec{y} défini dans un espace \mathfrak{K} simplement connecté (sans discontinuité) tel que son champ de déformation corresponde à un tenseur du second ordre $\overline{\overline{A}}$ inversible et continûment dérivable.

Soient deux champs de vecteurs \vec{x} et \vec{y} définis dans un espace vectoriel \mathfrak{K} simplement connecté (sans discontinuité) et $\{\vec{e}_i\}$ une base cartésienne définie dans ce même espace. \vec{x} et \vec{y} s'expriment alors :

$$\begin{cases} \vec{x} = x^i \vec{e}_i, \\ \vec{y} = y^i \vec{e}_i. \end{cases} \quad (4.73)$$

Soit $\overline{\overline{A}}$ un tenseur du second ordre supposé inversible et continûment dérivable. Les composantes de ce tenseur s'exprime dans la base $\{\vec{e}_i\}$:

$$A_j^i = \vec{e}_i \cdot (\overline{\overline{A}} \cdot \vec{e}_j). \quad (4.74)$$

La base $\{\vec{e}_i\}$ peut être considérée comme les vecteurs de base définissant la maille cristalline et les composantes A_{ij} peuvent être vu comme la i ème composante cartésienne du j ème vecteur déformé de la maille cristalline.

Si le champ de vecteurs \vec{y} est considéré comme l'image du champ de vecteurs \vec{x} par la transformation caractérisée par le tenseur $\overline{\overline{A}}$ et que \vec{y} correspond à des fonctions continûment dérivables alors $\overline{\overline{A}}$ s'écrit :

$$\overline{\overline{A}} = \frac{\partial \vec{y}}{\partial \vec{x}}. \quad (4.75)$$

Dans ce cas, nous avons donc :

$$A_{j,k}^i = (\vec{e}_i \cdot (\overline{\overline{A}} \cdot \vec{e}_j))_{,k} = \left(\vec{e}_i \cdot \left(\frac{\partial \vec{y}}{\partial \vec{x}} \cdot \vec{e}_j \right) \right)_{,k} = (\vec{e}_i \cdot \vec{y}_{,j})_{,k} = y_{,j,k}^i = y_{,k,j}^i = A_{k,j}^i, \quad (4.76)$$

soit : $A_{j,k}^i = A_{k,j}^i$. Considérons à présent la fonction y^i dans \mathfrak{R} donnée par l'intégrale sur un contour tel que :

$$y^i(x^1, x^2, x^3) = \int_{x_0^1, x_0^2, x_0^3}^{x^1, x^2, x^3} A_j^i dx^j, \quad (4.77)$$

où $\vec{x}_0 = x_0^i \vec{e}_i$ est un point arbitrairement fixé et $\vec{x} = x^i \vec{e}_i$ un autre point. L'intégrale est ici aussi évaluée sur un contour lui aussi arbitrairement choisi. Comme $A_{j,k}^i = A_{k,j}^i$ dans \mathfrak{R} par hypothèse, l'application du théorème de Stokes montre que cette intégrale est indépendante du contour. Dans ce cas, il est possible de montrer à partir de la définition de y^i que :

$$y_{,j}^i = A_j^i. \quad (4.78)$$

Si $\bar{\bar{A}}$ est continûment dérivable dans \mathfrak{R} et \mathfrak{R} un espace simplement connecté, la compatibilité de $\bar{\bar{A}}$ est équivalente à ce que $A_{j,k}^i$ soit égal à $A_{k,j}^i$.

La mesure de l'incompatibilité s'écrit quant à elle :

$$\bar{\bar{\alpha}} = \text{rot}(\bar{\bar{A}}), \text{ soit } \alpha_j^i = e^{jkl} A_{l,k}^i, \quad (4.79)$$

où e^{jkl} est le signe de la permutation (i, l, k) . $\bar{\bar{A}}$ est donc compatible si $\bar{\bar{\alpha}} = 0$.

4.4.1.2 Incompatibilités de la déformation

En se plaçant dans le cadre de la théorie des grandes transformations et en utilisant la décomposition de Lee (1969) du gradient de la transformation (figure 4.2), il est possible de définir l'incompatibilité de la transformation $\bar{\bar{F}} = \bar{\bar{F}}^e \cdot \bar{\bar{F}}^p$ et de remonter au tenseur de dislocations géométriquement nécessaires proposé par Nye (1953).

Rappelons que $\bar{\bar{F}}^p$ est un tenseur mixte reliant la configuration initiale C_0 à la configuration isocline C_* et que $\bar{\bar{F}}^e$ en est également un, reliant cette fois ci la configuration isocline C_* à la configuration actuelle C_t .

L'incompatibilité de la transformation $\bar{\bar{F}}$ peut être vue dans la configuration C_* comme la présence d'un défaut de fermeture d'un contour fermé c délimitant un élément de surface ds dans la configuration C_t . Ce défaut est dû à un excès de dislocations, dislocations géométriquement nécessaires, de même signe, qui coupent l'élément de surface ds . Il s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{b}^e = \oint_c \bar{\bar{F}}^e{}^{-1} d\vec{x}. \quad (4.80)$$

\vec{b}^e est ici le vecteur de Burgers cumulé résultant de l'excès de dislocations coupant l'élément de surface ds . En utilisant le théorème de Stokes, il est possible de réécrire l'expression de ce défaut de fermeture comme suit :

$$\vec{b}^e = \oint_c \bar{\bar{F}}^e{}^{-1} d\vec{x} = \int \int_s \text{rot}(\bar{\bar{F}}^e{}^{-1}) \cdot \vec{r} ds, \text{ soit } b_i = \oint_c F_{ij}^{e-1} dx_j = \int \int_s e^{jkl} F_{il,k}^{e-1} r_j ds, \quad (4.81)$$

où \vec{r} est le vecteur unitaire normal à l'élément de surface ds . $\overline{\overline{F^e}}^{-1}$ peut être associé au tenseur $\overline{\overline{A}}$ (équation (4.79)) et la mesure de l'incompatibilité de $\overline{\overline{F^e}}^{-1}$ s'écrit :

$$\overline{\overline{\alpha}} = \text{rot}(\overline{\overline{F^e}}^{-1}), \text{ soit } \alpha_j^i = e^{jkl} F_{il, k}^e, \quad (4.82)$$

$\overline{\overline{\alpha}}$ correspondant au tenseur de dislocations géométriquement nécessaires proposé par Nye.

L'incompatibilité de la transformation $\overline{\overline{F}}$ et donc la présence de dislocations géométriquement nécessaires implique que $\overline{\overline{F^e}}^{-1}$ n'est pas intégrable, ce qui se traduit par :

$$\text{rot}(\overline{\overline{F^e}}^{-1}) \neq 0, \text{ soit } F_{ij, k}^{e-1} \neq F_{ik, j}^{e-1}. \quad (4.83)$$

Dans l'hypothèse des petites déformations élastiques et des grandes rotations du réseau cristallin :

$$\overline{\overline{F^e}} = \overline{\overline{V^e}} \cdot \overline{\overline{R^e}} \approx \overline{\overline{R^e}}, \quad (4.84)$$

car :

$$\overline{\overline{V^e}} = \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\epsilon^e}}, \text{ avec } \overline{\overline{\epsilon^e}} \ll 1. \quad (4.85)$$

Rappelons que $\overline{\overline{V^e}}$ et $\overline{\overline{R^e}}$ représentent respectivement une dilatation et une rotation du réseau cristallin. Le tenseur des dislocations géométriquement nécessaires s'exprime alors :

$$\overline{\overline{\alpha}} = \text{rot}(\overline{\overline{R^e}}^{-1}), \text{ soit } \alpha_j^i = e^{jkl} R_{il, k}^e, \quad (4.86)$$

Notons que le défaut de fermeture généré par les dislocations géométriquement nécessaires peut également s'exprimer dans la configuration C_* à partir de $\overline{\overline{F^p}}$:

$$\vec{b}^p = \oint_{c_0} \overline{\overline{F^p}} d\vec{x}_0 = \int \int_{s_0} \text{rot}(\overline{\overline{F^p}}) \cdot \vec{r}_0 ds_0, \quad (4.87)$$

s_0 est un élément de surface délimité par un contour fermé c_0 dans la configuration initiale C_0 et \vec{r}_0 le vecteur unitaire normal à l'élément de surface s_0 . Cermelli and Gurtin (2001) ont montré que cette approche est équivalente à celle présentée précédemment.

4.4.1.3 Cas d'une déformation compatible et d'une déformation incompatible

Comme le suggèrent Acharya and Bassani (2000), la compatibilité et l'incompatibilité de la déformation peuvent être illustrées simplement par l'intermédiaire de deux exemples :

- le cas d'un monocristal cisailé parallèlement aux plans de glissement (cas d'une déformation compatible),
- le cas d'un monocristal cisailé perpendiculairement aux plans de glissement (cas d'une déformation incompatible).

Prenons un monocristal ne possédant qu'un seul système de glissement défini par les vecteurs \vec{n}_0 et \vec{m}_0 , ces vecteurs correspondant respectivement à la normale du plan de glissement et à la direction de glissement dans la configuration initiale C_0 . Soit $\{\vec{e}_i\}$ la base cartésienne dans

laquelle se positionne ce monocristal et \vec{x}_0 et \vec{x} les vecteurs de coordonnées x_0^i et x^i définissant un point de ce monocristal dans la configuration initiale C_0 et la configuration actuelle C_t .

Dans les deux cas envisagés, le cisaillement appliqué transforme \vec{x}_0 en \vec{x} comme suit :

$$\begin{cases} x^1 = x_0^1 + k(x_0^2, t), \\ x^2 = x_0^2, \\ x^3 = x_0^3, \end{cases} \quad (4.88)$$

et le tenseur gradient de la transformation $\overline{\overline{F}}$ associé à ce cisaillement prend la forme suivante :

$$\overline{\overline{F}} = \overline{\overline{I}} + k, 2 \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2. \quad (4.89)$$

Cas d'une déformation compatible : le monocristal cisailé parallèlement aux plans de glissement

Si le cisaillement est appliqué de manière parallèle aux vecteurs \vec{n}_0 et \vec{m}_0 , tel que :

$$\begin{cases} \vec{m}_0 = \vec{e}_1, \\ \vec{n}_0 = \vec{e}_2, \end{cases} \quad (4.90)$$

alors :

$$\begin{cases} \overline{\overline{F^p}} = \overline{\overline{I}} + \gamma \vec{m}_0 \otimes \vec{n}_0 = \overline{\overline{I}} + \gamma \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2, \\ \overline{\overline{F^e}} = \overline{\overline{F}} \cdot \overline{\overline{F^p}}^{-1} = \overline{\overline{I}} + (k, 2 - \gamma) \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2, \\ \overline{\overline{F^e}}^{-1} = \overline{\overline{I}} + (\gamma - k, 2) \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2. \end{cases} \quad (4.91)$$

$F_{ij, k}^{e-1}$ vaut :

$$F_{ij, k}^{e-1} = F_{12, 2}^{e-1} = (\gamma - k, 2), 2, \quad (4.92)$$

et d'après l'équation (4.82) :

$$\alpha_j^i = e^{jkl} F_{il, k}^e = 0. \quad (4.93)$$

Dans le cas où le cisaillement est appliqué parallèlement au plan de glissement, la transformation $\overline{\overline{F}}$ est bien compatible et le tenseur des dislocations géométriquement nécessaires $\overline{\overline{\alpha}}$ est nul.

Cas d'une déformation incompatible : le monocristal cisailé perpendiculairement aux plans de glissement

Si le cisaillement est appliqué de manière perpendiculaire aux vecteurs \vec{n}_0 et \vec{m}_0 , tel que :

$$\begin{cases} \vec{m}_0 = \vec{e}_2, \\ \vec{n}_0 = -\vec{e}_1, \end{cases} \quad (4.94)$$

alors :

$$\begin{cases} \overline{\overline{F^p}} = \overline{\overline{I}} + \gamma \overline{\overline{m_0}} \otimes \overline{\overline{n_0}} = \overline{\overline{I}} - \gamma \overline{\overline{e_2}} \otimes \overline{\overline{e_1}}, \\ \overline{\overline{F^e}} = \overline{\overline{F}} \cdot \overline{\overline{F^p}}^{-1} = \overline{\overline{I}} + \gamma k_{,2} \overline{\overline{e_1}} \otimes \overline{\overline{e_1}} + k_{,2} \overline{\overline{e_1}} \otimes \overline{\overline{e_2}} + \gamma \overline{\overline{e_2}} \otimes \overline{\overline{e_1}}, \\ \overline{\overline{F^e}}^{-1} = \overline{\overline{I}} + \gamma k_{,2} \overline{\overline{e_2}} \otimes \overline{\overline{e_2}} - k_{,2} \overline{\overline{e_1}} \otimes \overline{\overline{e_2}} - \gamma \overline{\overline{e_2}} \otimes \overline{\overline{e_1}}. \end{cases} \quad (4.95)$$

$F_{ij,k}^{e^{-1}}$ vaut :

$$F_{ij,k}^{e^{-1}} = \begin{cases} F_{12,2}^{e^{-1}} = -k_{,2}, \\ F_{21,2}^{e^{-1}} = \gamma_{,2}, \\ F_{22,2}^{e^{-1}} = (\gamma k_{,2})_{,2}, \end{cases} \quad (4.96)$$

et d'après l'équation (4.82) :

$$\alpha_j^i = e^{jkl} F_{il,k}^e = \alpha_{23} = \gamma_{,2}. \quad (4.97)$$

Dans le cas où le cisaillement est appliqué perpendiculaire au plan de glissement, la transformation $\overline{\overline{F}}$ est donc incompatible et le tenseur des dislocations géométriquement nécessaires $\overline{\overline{\alpha}}$ n'est pas nul.

4.4.2 Sens physique des dislocations géométriquement nécessaires

4.4.2.1 Incompatibilité intergranulaire

Dans son modèle de déformation du polycristal (figure 4.3), Ashby (1970) fait bien la différence entre les dislocations qu'il nomme statistiquement stockées ou statistiquement distribuées et les dislocations géométriquement nécessaires.

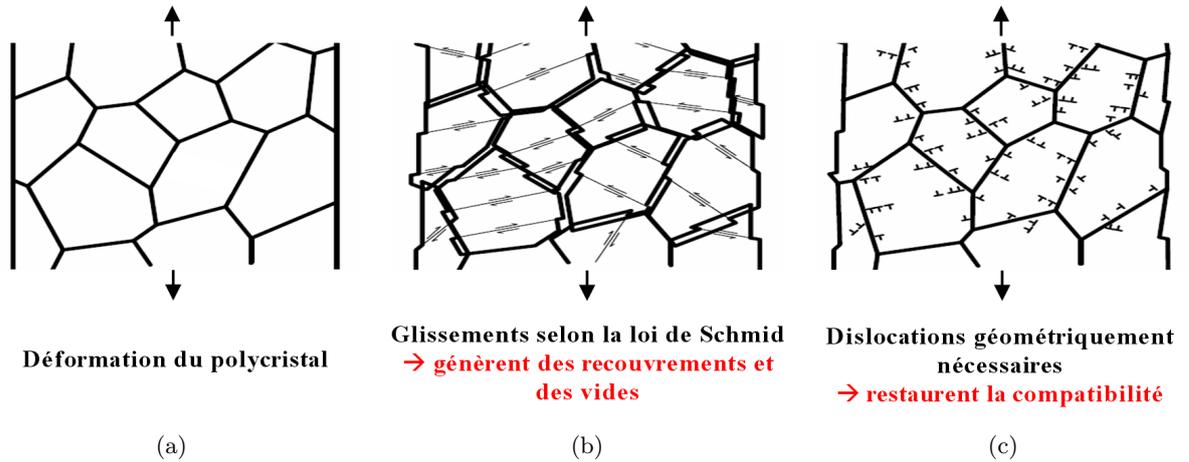


Figure 4.3 – Représentation du modèle de déformation du polycristal proposé par d'Ashby (1970).

Lorsqu'un polycristal est soumis à une déformation macroscopique (figure 4.3a), la déformation plastique se fait par le mouvement des dislocations sur un ou plusieurs systèmes de glissement. L'écroutissage est alors associé à l'interaction entre les dislocations propres à chaque

système. Ces dislocations sont celles qu’Ashby définit comme statistiquement stockées. Mais si chaque grain se déforme selon ce mécanisme sans voir les autres grains, ceci conduit à des recouvrement de matière ainsi qu’à la formation de vides (figure 4.3b). Le polycristal perd donc sa continuité. Afin de restaurer la compatibilité géométrique, d’autres dislocations doivent être introduites au niveau des joints de grains (figure 4.3c), ce sont les dislocations géométriquement nécessaires. Leur structure est par construction polarisée. Elle résulte de l’accumulation de dislocations d’un même signe. Cette polarisation doit pouvoir s’inverser lorsque le sens de sollicitation change. Les GND s’apparentent donc aux dislocations des empilements et créent des contraintes internes intergranulaires à longue portée. Elles se distinguent des dislocations formant des structures de dipôles ou de multipôles qui n’engendrent que des contraintes à courte portée.

4.4.2.2 Incompatibilité intragranulaire

Si les dislocations géométriquement nécessaires sont en effet présentes au niveau des joints de grains afin assurer la compatibilité géométrique du polycristal, elles sont également présentes au niveau intragranulaire.

Sous l’effet de la sollicitation (qu’elle soit monotone ou cyclique), les dislocations s’agencent pour former des structures hétérogènes. Ces dernières présentent des zones dures à forte densité de dislocations constituées de dipôles ou de multipôles et des zones molles à faible densité de dislocations correspondant à des canaux au sein desquels les dislocations peuvent se déplacer facilement. Les bandes persistantes de glissement ou encore les cellules en sont des exemples. Si contrairement à la phase molle, la phase dure ne se déforme quasiment pas, la restauration de la compatibilité géométrique de la déformation entre ces deux phases nécessite la création de dislocations à l’intérieur du grain. Ces dislocations sont elles aussi des dislocations géométriquement nécessaires. Tout comme celles présentes aux joints de grains, elles ont un caractère polarisé. Mughrabi (1975, 1981 et 1983) et bon nombre d’autres auteurs s’accordent à dire qu’elles sont sources de contraintes internes intragranulaires à longue distance. Leur polarité doit aussi pouvoir s’inverser lorsque le sens de sollicitation change. Ces GND pourraient constituer l’une des causes physiques de l’effet Bauschinger (1886). Se basant sur son modèle biphasé, Mughrabi (2001a) donne une expression permettant le calcul de la densité de GND associées à la formation de structures hétérogènes de dislocations ρ_G :

$$\rho_G = \frac{2\alpha}{\lambda} (\sqrt{\rho_w} - \sqrt{\rho_c}). \quad (4.98)$$

α est un paramètre matériau et λ une longueur interne du cristal liée à l’hétérogénéité de la microstructure. ρ_w et ρ_c correspondent respectivement aux densités de dislocations associées à la phase dure et à la phase molle.

Cette hypothèse conforte les résultats expérimentaux qui montrent l’existence d’une relation inverse (Kuhlmann-Wilsdorf, 1989) entre la contrainte d’écoulement et la taille des structures hétérogènes de dislocations (taille des cellules, espacement entre les murs de dislocations, etc.). Cela suggère d’ailleurs que l’introduction d’une longueur interne associée aux GND dans les calculs permettrait une meilleure représentation des phénomènes physiques.

4.4.2.3 Bilan

Si l'on dresse le bilan des travaux relatifs aux dislocations géométriquement nécessaires, il semble maintenant bien accepté, d'un point de vue théorique et d'un point de vue expérimental, que ces dernières sont la conséquence directe des conditions de compatibilité inter- et intragranulaires :

- À l'échelle du polycristal, à cause des multiples orientations, les grains ne se déforment pas tous de la même quantité. La relaxation des contraintes intergranulaires dues à l'incompatibilité de la déformation est alors prise en charge par les GND.
- À l'échelle du grain, les dislocations s'organisent sous l'effet du chargement formant des structures hétérogènes composées de zones dures et de zones molles. Les zones dures se caractérisent par une forte densité de dislocations et un mouvement restreint de ces dislocations. Les zones molles forment des canaux au sein desquels les dislocations se déplacent aisément portant ainsi la majeure partie de la déformation. La compatibilité entre ces deux phases est assurée par les GND.
- Leur structure semble polarisée et cette polarité semble pouvoir s'inverser lorsque le sens de chargement s'inverse.

4.4.3 Approches non locales

4.4.3.1 Modèles faisant intervenir les dislocations géométriquement nécessaires comme variable interne

Ce type de modèles correspond à une extension des modèles de plasticité cristalline basés sur le milieu continu classique, dit milieu de Cauchy. Par l'intermédiaire du tenseur de Nye, ils intègrent, d'une manière pouvant varier d'un modèle à l'autre, les dislocations géométriquement nécessaires en tant que variable interne.

Lorsqu'un calcul éléments finis (EF) est réalisé sur un monocristal ou un agrégat polycristallin à l'aide d'un modèle de plasticité cristalline classique, le champ de déformation obtenu est, en règle générale, hétérogène. En chaque instant (à la fin de chaque incrément), le tenseur de dislocations géométriquement nécessaires peut ainsi être évalué par un travail de post-traitement à partir du champ de déformation élastique ou plastique. Une fois calculé, ce tenseur est utilisé directement dans les lois d'érouissage. Cette manière de procéder a été initialement proposée par Dai and Parks (1997).

Ces modèles font l'économie de degrés de liberté additionnels dans la représentation du milieu. Concernant les équations d'équilibre, cette approche peut être mise en œuvre sans l'introduction de contraintes d'ordre supérieur ou de conditions limites supplémentaires. Ce dernier point est d'ailleurs critiqué, la substitution des lois de comportement dans les équations d'équilibre faisant souvent apparaître dans les équations aux dérivées partielles des termes d'ordre supérieur associés au déplacement.

4.4.3.2 Modèles basés sur les milieux de Cosserat

Ces modèles sont à la différence des modèles précédemment décrits basés sur les milieux continus généralisés. Les milieux de Cosserat font intervenir en plus des degrés de translation (déplacement classique du point matériel) des micro-rotations indépendantes de la rotation matérielle.

Le lien entre les dislocations géométriquement nécessaires et les milieux de Cosserat se fait par l'intermédiaire de la courbure du réseau cristallin (Günther, 1958). C'est en effet le gradient de la micro-rotation qui la décrit. La résistance du milieu à la courbure du réseau cristallin est due aux couples de contraintes décrits par Mc Clintock et al. (1958) ou Kröner (1963). Le modèle développé par Forest (1997 ; 2000) illustre bien cette approche. Il fait appel à une loi de Schmid généralisée en présence de couples de contraintes et l'écroutissage γ est décrit comme fonction non seulement du glissement plastique mais aussi de la courbure plastique du réseau cristallin, courbure exprimée à partir du tenseur de dislocations géométriquement nécessaires proposé par Nye (1953).

Ces modèles se basent sur une formulation thermomécanique rigoureuse et font intervenir le champ de rotation du réseau cristallin, paramètre directement observable expérimentalement.

4.4.3.3 Modèles du second gradient

Ce type d'approches intègre le tenseur de dislocations géométriquement nécessaires par l'intermédiaire du gradient de la déformation élastique ou plastique ou d'une partie de ces gradients.

Elles s'apparentent aux modélisations de type second gradient initiées par les travaux de Mindlin and Eshel (1968) et Germain (1973). Le modèle de plasticité cristalline proposé par Fleck and Hutchinson (1997) et Shu and Fleck (1999) en est un bon exemple. La mesure de la déformation γ fait intervenir en plus du terme de déformation classique un tenseur calculé à partir du second gradient du champ de déplacement. Sa partie plastique s'intègre aux lois d'écoulement. L'utilisation de ce tenseur nécessite l'introduction d'une grandeur duale dans l'expression de la puissance des efforts intérieurs, le tenseur d'hypercontraintes.

Ces modèles font apparaître comme ceux basés sur les milieux de Cosserat des longueurs internes associées aux mécanismes élastiques et plastiques.

4.4.3.4 Modèles à gradient de variables internes

Ces approches font appel aux dislocations géométriquement nécessaires. Elles consistent à introduire des gradients de variables internes telles que le glissement ou encore les densités de dislocations dans les lois de comportement.

Ces variables sont alors élevées au rang de degré de liberté. À la différence de modèles faisant simplement intervenir les dislocations géométriquement nécessaires dans les lois de comportement, ces modèles font intervenir des contraintes généralisées associées au gradient des variables retenues dans l'expression de la puissance des efforts intérieurs. Ce type de formulation a notamment été initié par Aifantis (1987 ; 1999) et reprise par Fleck and Hutchinson (2001). C'est également dans ce courant que s'inscrivent les modèles de Gurtin (2002) et ceux qui en découlent (Lele and Anand, 2009).

4.5 Lois cristallines - Approches non locales

Parmi les différents modèles traitant des incompatibilités de la déformation, nous avons fait le choix de nous intéresser à ceux dans lesquels les dislocations géométriquement nécessaires sont introduites en tant variables internes dans les lois de comportement, soit ceux présentés

dans le premier paragraphe de la partie 4.4.3. C'est un modèle de ce type que nous proposerons et que nous mettrons en œuvre lors des simulations réalisées au cours notre étude numérique.

Nous décrirons dans cette partie trois modèles : le modèle de Déprés (2004), le modèle de Acharya and Beaudoin (2000) et enfin celui de Busso et al. (2000).

4.5.1 Modèle de Déprés (2004)

Si le modèle de Déprés (2004) intègre bien des dislocations géométriquement nécessaires en tant que variables internes dans les lois de comportement, il ne fait pas, à la différence des autres modèles que nous présenterons dans la suite, intervenir le tenseur de Nye (1953). Il n'entre donc pas réellement dans la catégorie de modèles dans laquelle s'inscrit celui que nous proposerons. Mais il donne un aperçu du potentiel qu'offre l'introduction de GND pour la formulation physique de l'érouissage cinématique. Il est basé sur des résultats issus de simulations en dynamique des dislocations discrètes (DDD).

Déprés reprend le modèle de Peirce et al. (1983) modifié par Teodosiu et al. (1993) et l'enrichit en y introduisant une variable d'érouissage cinématique. Cette dernière se différencie de celles utilisées par Cailletaud (1987) ou encore Le Pécheur (2008) par le fait qu'elle n'est pas une variable phénoménologique. La loi d'écoulement utilisée fait apparaître une décomposition de la contrainte en contraintes effective et interne :

$$\dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0 \left(\frac{|\tau^s - \tau_i^s|}{\tau_c^s} \right)^n \operatorname{sgn}(\tau^s - \tau_i^s), \text{ si } |\tau^s - \tau_i^s| \geq \tau_c^s, \quad (4.99)$$

$$\dot{\gamma}^s = 0, \text{ si } |\tau^s - \tau_i^s| < \tau_c^s. \quad (4.100)$$

τ_i^s est la cission associée aux contraintes internes.

Déprés (2004) décompose ensuite la contrainte interne de la manière suivante :

$$\tau_i^s = \tau_{i \text{ intra}}^s + \tau_{i \text{ inter}}^s, \quad (4.101)$$

$\tau_{i \text{ intra}}^s$ et $\tau_{i \text{ inter}}^s$ correspondant respectivement aux contraintes internes intra- et intergranulaires.

D'après cet auteur, ces contraintes peuvent être associées à l'activité de deux familles de dislocations :

- les dislocations statistiquement stockées ρ_{STA}^s , reliées à $\tau_{i \text{ intra}}^s$, qui, par interaction avec des obstacles, sont retenues à l'intérieur du grain et ne parviennent ni à en sortir, ni à atteindre les joints de grains,
- les dislocations géométriquement nécessaires ρ_{GND}^s , associées à $\tau_{i \text{ inter}}^s$, qui ont pour rôle d'accommoder les efforts dus aux incompatibilités de la déformation au niveau intergranulaire.

Parmi les dislocations statistiquement stockées ρ_{STA}^s , deux sous-familles sont distinguées :

- les dislocations véritablement stockées ρ_{sta}^s qui sont piégées dans les structures de dislocations et sont non polarisées,
- les dislocations récupérables lors de la décharge ρ_{gnd}^s qui correspondent également à des dislocations géométriquement nécessaires.

À la différence des dislocations ρ_{GND}^s , les dislocations ρ_{gnd}^s ont pour rôle d'accommoder les contraintes intragranulaires créées à l'interface entre les phases dures et les phases molles

de structures de dislocations (exemples : bandes persistantes de glissement ou cellules). Ces dislocations sont considérées comme polarisées.

Les cissions critiques $\tau_{i\ intra}^s$ et $\tau_{i\ inter}^s$ dépendent ainsi de ces deux familles de dislocations :

$$\begin{cases} \tau_{i\ intra}^s = \mu b \frac{K}{\sqrt{\rho_{sta}^s}} \rho_{gnd}^s, \\ \tau_{i\ inter}^s = n_{dmax}^{pu} \frac{\mu}{k_1 (1-\nu)} \frac{b^2}{\delta\gamma^s} \rho_{GND}^s. \end{cases} \quad (4.102)$$

k_1 est un coefficient dépendant de l'orientation et de la morphologie du grain, n_{dmax}^{pu} le nombre maximal de dislocations contenues dans un empilement et $\delta\gamma^s$ l'incrément de glissement.

La densité totale de dislocations s'écrit :

$$\rho^s = \rho_{sta}^s + |\rho_{gnd}^s| + |\rho_{GND}^s|, \quad (4.103)$$

et sa loi d'évolution :

$$\dot{\rho}^s = \dot{\rho}_{sta}^s + \dot{\rho}_{gnd}^s + \dot{\rho}_{GND}^s - r_{ia}, \quad (4.104)$$

avec :

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{sta}^s = \frac{16\pi(1-\nu)h_d}{\mu} \frac{k_1}{k_2} \frac{\tau_{i\ intra}^s}{b^2} \frac{\sqrt{\rho_{sta}^s}}{K} |\dot{\gamma}^s|, \\ \dot{\rho}_{gnd}^s = \frac{k_1}{k_2} \frac{\sqrt{\rho_{sta}^s}}{b K} \dot{\gamma}^s - \rho_{sta}^s - r_{ia}, \\ \dot{\rho}_{GND}^s = A_g^s \frac{\epsilon_p}{b D_g} = \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{b D_g} \dot{\gamma}^s, \\ r_{ia} = 2 \frac{y_c}{b} \rho_{sta}^s |\dot{\gamma}^s|. \end{cases} \quad (4.105)$$

h_d est la hauteur moyenne des dipôles de la microstructure, k_2 un coefficient faisant intervenir l'orientation et la morphologie du grain, A_g^s une constante qui dépend également l'orientation et la morphologie du grain mais aussi du système considéré, ϵ_p la déformation plastique appliquée au niveau macroscopique et D_g la taille de grains.

Des simulations de cisaillement en fatigue ont été réalisées à l'aide de ce modèle. Les résultats de ces simulations ont été comparés à des résultats issus de simulations en DDD ainsi qu'à des résultats d'essais avec une bonne concordance. L'évolution de la densité de dislocations associée au système primaire est similaire à celle observée en DDD. L'érouissage cyclique décrit par ce modèle se stabilise comme lors des essais. Mais les contraintes sont sous-estimées et l'effet de taille de grains est surestimé.

4.5.2 Modèle de Acharya and Beaudoin (2000)

Le modèle de Acharya and Beaudoin (2000) se base sur le modèle de Estrin and Mecking (1984). Ces auteurs y introduisent dans la loi d'évolution des densités de dislocations, un terme supplémentaire associé à la production de dislocations géométriquement nécessaires. Plutôt que de faire apparaître directement le tenseur de Nye, ils définissent des scalaires λ^s associés à chaque système de glissement s qui découlent de ce tenseur.

Le calcul de ce terme se base sur les travaux d'Acharya and Bassani (2000). Il se fait à partir l'expression du défaut de fermeture \vec{b}^e :

$$\vec{b}^e = \oint_c \overline{\overline{F^e}}^{-1} d\vec{x}. \quad (4.106)$$

En appliquant le théorème de Stokes, cette expression s'écrit :

$$\vec{b}^e = \oint_c \overline{\overline{F^e}}^{-1} d\vec{x} = \int \int_s \overline{\overline{\Lambda}} : \vec{r} ds. \quad (4.107)$$

$\overline{\overline{\Lambda}}$ est l'unique tenseur antisymétrique défini tel que, pour tout vecteur \vec{a} , $\overline{\overline{\Lambda}} \cdot \vec{a} = \frac{1}{2} \vec{r} \wedge \vec{a}$, avec \vec{r} le vecteur normal à l'élément de surface s . Cette équation fait apparaître le tenseur $\overline{\overline{\Lambda}}$ correspondant à la partie antisymétrique de la dérivée spatiale de $\overline{\overline{F^e}}^{-1}$:

$$\overline{\overline{\Lambda}} = \left(\frac{\partial \overline{\overline{F^e}}^{-1}}{\partial \vec{x}} \right)_A, \text{ soit } \Lambda_{jk}^i = F_{ij,k}^{e-1} - F_{ik,j}^{e-1}. \quad (4.108)$$

Ce tenseur peut être vu comme une mesure de l'incompatibilité de la déformation. Il est lié au tenseur de Nye (1953) $\overline{\overline{\alpha}}$ que l'on retrouve dans l'équation suivante :

$$\vec{b}^e = \oint_c \overline{\overline{F^e}}^{-1} d\vec{x} = \int \int_s \text{rot}(\overline{\overline{F^e}}^{-1}) \cdot \vec{r} ds = \int \int_s \overline{\overline{\alpha}} \cdot \vec{r} ds, \quad (4.109)$$

par :

$$\overline{\overline{\Lambda}} : \vec{r} = \overline{\overline{\alpha}} \cdot \vec{r}, \text{ soit } \alpha_j^i = -\frac{1}{2} e^{ikl} \Lambda_{l,k}^i. \quad (4.110)$$

La quantité $\overline{\overline{\Lambda}} : \vec{r}$ est interprétée comme le vecteur de Burgers cumulé par unité de surface. Le scalaire λ^s est défini :

$$\lambda^s = \sqrt{(\overline{\overline{\Lambda}} : \vec{n}^s) \cdot (\overline{\overline{\Lambda}} : \vec{n}^s)}. \quad (4.111)$$

\vec{n}^s le vecteur unitaire normal au système de glissement s . Ce scalaire correspond à l'incompatibilité associé au plan de glissement considéré et $\frac{\lambda^s}{b}$ (où b est la norme du vecteur de Burgers) à la densité de dislocations géométriquement nécessaires créée par un incrément glissement. Cette densité de GND est introduite dans la loi d'évolution des densités de dislocations proposée par Estrin and Mecking (1984) comme suit :

$$\dot{\rho} = \sum_s |\dot{\gamma}^s| k_0 \frac{\lambda^s}{b} + k_1 \sqrt{\rho} - k_2 \rho. \quad (4.112)$$

Le terme $k_0 \frac{\lambda^s}{b}$ se réfère à la production de dislocations géométriquement nécessaires et peut être associé au libre parcours moyen de ces dislocations soit :

$$L_G = \frac{1}{k_0 \lambda^s}. \quad (4.113)$$

Le choix d'exprimer ce libre parcours moyen en $\frac{1}{\lambda^s}$ se justifie par le fait qu'Acharya and Beaudoin (2000) considèrent les dislocations géométriquement nécessaires comme agencées de manière linéaire, suivant ainsi la forme des joints de grains ou encore celles des structures organisées de dislocations comme les cellules. L_G se différencie ainsi du libre parcours moyen associé aux dislocations statistiquement stockées. En effet, du fait de la distribution aléatoire des obstacles, le libre parcours moyen associé aux dislocations statistiquement stockées s'exprime classiquement en $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$.

Ce modèle a été appliqué à la simulation d'essais de traction sur des agrégats multicristallins. De bons résultats ont été obtenus pour la description de l'effet de taille de grains et celle du stade IV d'érouissage.

4.5.3 Modèle de Busso et al. (2000)

Le modèle de Busso et al. (2000) intègre les dislocations géométriquement nécessaires en faisant intervenir la partie plastique $\overline{F^p}$ du gradient de la transformation.

En plus des dislocations statistiquement stockées ρ_{STA}^s , Busso et al. (2000) distinguent parmi les dislocations géométriquement nécessaires ρ_{GND}^s trois familles :

- celles de type vis $\rho_{gnd_v}^s$ dont la ligne de dislocation est orientée selon la direction de glissement \vec{m}_0^s ,
- celles de type coin $\rho_{gnd_{cn}}^s$ dont la ligne de dislocation est orientée selon la direction normale au plan de glissement \vec{n}_0^s ,
- celles de type coin $\rho_{gnd_{ct}}^s$ dont la ligne de dislocation est orientée selon la direction \vec{t}_0^s , avec $\vec{t}_0^s = \vec{m}_0^s \wedge \vec{n}_0^s$.

La loi d'évolution des dislocations géométriquement nécessaires est liée au tenseur de Nye (1953) par l'intermédiaire du vecteur de Burgers cumulé \vec{b}^p exprimé à partir de $\overline{F^p}$:

$$\vec{b}^p = \oint_{c_0} \overline{F^p} d\vec{x}_0 = \int \int_{s_0} \text{rot}(\overline{F^p}) \cdot \vec{r}_0 ds_0 = \int \int_{s_0} \overline{\alpha} \cdot \vec{r}_0 ds_0. \quad (4.114)$$

Le tenseur de Nye (1953) peut être décomposé de la manière suivante :

$$\overline{\alpha} = \sum_s \overline{\alpha}^s, \quad (4.115)$$

où $\overline{\alpha}^s$ est le tenseur de dislocations géométriquement nécessaires associé au système de glissement s . Le vecteur de Burgers cumulé $\vec{b}^{p\ s}$ lié à chaque tenseur $\overline{\alpha}^s$ s'exprime, quant à lui, comme suit :

$$\vec{b}^{p\ s} = \int \int_{s_0} \overline{\alpha}^s \cdot \vec{r}_0 ds_0, \quad (4.116)$$

et :

$$\vec{b}^p = \sum_s \vec{b}^{p\ s}. \quad (4.117)$$

En intégrant le gradient de la vitesse de transformation plastique $\overline{L^p}$ dans la configuration isocline C_* :

$$\overline{F^p} = \int_0^t \overline{L_*^p}^{-1} \dot{\overline{F^p}} dt \quad (4.118)$$

avec :

$$\overline{L_*^p} = \sum_s \dot{\gamma}^s \vec{m}_*^s \otimes \vec{n}_*^s = \sum_s \dot{\gamma}^s \vec{m}_0^s \otimes \vec{n}_0^s, \quad (4.119)$$

et en différenciant l'équation (4.114) :

$$\dot{\vec{b}}^p = \int \int_{s_0} \dot{\vec{\alpha}} \cdot \vec{r}_0 \, ds_0 = \int \int_{s_0} \sum_s \dot{\vec{\alpha}}^s \cdot \vec{r}_0 \, ds_0, \quad (4.120)$$

il est possible d'écrire la relation suivante :

$$\dot{\vec{\alpha}}^s = \text{rot}(\dot{\gamma}^s \vec{m}_0^s \otimes \vec{n}_0^s) \cdot \overline{\vec{F}^p}. \quad (4.121)$$

Selon les travaux de Nye (1953), chaque tenseur $\overline{\vec{\alpha}}^s$ peut être relié à des groupes de dislocations par l'intermédiaire d'un vecteur densité de dislocations $\vec{\rho}_{GND}^s$ et du vecteur de Burgers \vec{b}_{GND}^s associé à chaque type de dislocation. Dans ce cas, le vecteur de Burgers cumulé \vec{b}^p s'exprime :

$$\vec{b}^p = \int \int_{s_0} (\vec{\rho}_{GND}^s \cdot \vec{r}_0) \cdot \vec{b}_{GND}^s \, ds_0 = \int \int_{s_0} (\vec{b}_{GND}^s \otimes \vec{\rho}_{GND}^s) \cdot \vec{r}_0 \, ds_0, \quad (4.122)$$

et sa dérivée vaut :

$$\dot{\vec{b}}^p = \int \int_{s_0} (\vec{b}_{GND}^s \otimes \dot{\vec{\rho}}_{GND}^s) \cdot \vec{r}_0 \, ds_0. \quad (4.123)$$

En décomposant $\vec{\rho}_{GND}^s$ et $\dot{\vec{\rho}}_{GND}^s$ selon les différentes familles de dislocations vis et coin précédemment décrites :

$$\begin{cases} \vec{\rho}_{GND}^s = \rho_{gnd_v}^s \vec{m}_0^s + \rho_{gnd_{cn}}^s \vec{n}_0^s + \rho_{gnd_{ct}}^s \vec{t}_0^s, \\ \dot{\vec{\rho}}_{GND}^s = \dot{\rho}_{gnd_v}^s \vec{m}_0^s + \dot{\rho}_{gnd_{cn}}^s \vec{n}_0^s + \dot{\rho}_{gnd_{ct}}^s \vec{t}_0^s, \end{cases} \quad (4.124)$$

la loi d'évolution des densités de dislocations de chaque famille s'écrit :

$$\dot{\rho}_{gnd_v}^s (\vec{b}_{GND}^s \otimes \vec{m}_0^s) + \dot{\rho}_{gnd_{cn}}^s (\vec{b}_{GND}^s \otimes \vec{n}_0^s) + \dot{\rho}_{gnd_{ct}}^s (\vec{b}_{GND}^s \otimes \vec{t}_0^s) = \text{rot}((\dot{\gamma}^s \vec{m}_0^s \otimes \vec{n}_0^s) \cdot \overline{\vec{F}^p}), \quad (4.125)$$

soit :

$$\vec{b}_{GND}^s (\dot{\rho}_{gnd_v}^s \vec{m}_0^s + \dot{\rho}_{gnd_{cn}}^s \vec{n}_0^s + \dot{\rho}_{gnd_{ct}}^s \vec{t}_0^s) = \text{rot}(\dot{\gamma}^s \vec{n}_0^s \cdot \overline{\vec{F}^p}). \quad (4.126)$$

Notons qu'une approche similaire est adoptée par Dai and Parks (1997) et Ma et al. (2006a ; 2006b ; 2006c). Mais à la différence du modèle de Dai and Parks (1997) et de celui de Busso et al. (2000), celui de Ma et al. (2006a ; 2006b ; 2006c) se place dans la catégorie des modèle à gradient de variables internes, les densités de dislocations statistiquement stockées et géométriquement nécessaires étant élevées au rang de degrés de liberté.

La loi proposée par Busso et al. (2000) pour décrire la cission critique τ_c^s associée à chaque système de glissement s est de la forme :

$$\tau_c^s = \tau_0^s + \frac{\mu}{\mu_0} S^\alpha, \quad (4.127)$$

avec :

$$S^s = \mu b_{STA}^s \left(\lambda_{STA}^2 \rho_{STA}^s + \sum_{i=v, cn, ct} \left(\left(\lambda_{gnd_i} \frac{b_{GND}^s}{b_{STA}^s} \right)^2 \sum_u \delta_{GND}^{su} \rho_{gnd_i}^u \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.128)$$

$\frac{\mu}{\mu_0}$ est le rapport entre le coefficient de cisaillement isotrope à la température étudiée et celui à 0 K, b_i^s (avec $i = [STA, GND]$) les normes des vecteur de Burgers associés aux dislocations statistiquement stockées et géométriquement nécessaires, λ_i^s (avec $i = [STA, gnd_v, gnd_{cn}, gnd_{ct}]$) les libres parcours moyens associés à chaque famille de dislocations et δ^{su} une matrice d'interaction entre dislocations.

La lois d'écoulement utilisée s'écrit quant à elle :

$$\dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0 \exp \left(-\frac{F_0}{k \Theta} \left\langle 1 - \left\langle \frac{|\tau^s| - S^s \mu / \mu_0}{\tau_{0K} \mu / \mu_0} \right\rangle^p \right\rangle^q \right) \text{sgn}(\tau^s), \quad (4.129)$$

avec :

$$\begin{cases} \langle x \rangle = x \text{ si } x > 0, \\ \langle x \rangle = 0 \text{ si } x \leq 0. \end{cases} \quad (4.130)$$

Θ est la température absolue, k la constante de Boltzmann, F_0 l'énergie libre d'activation nécessaire pour vaincre la friction de réseau τ_{0K} à 0 K, et p et q des constantes à déterminer.

Ce modèle a été appliqué dans le cas de monocristaux de superalliage à base nickel dont la diminution de la taille des particules induit un effet durcissant. Il a également été utilisé dans le cas de polycristaux de cuivre (Cheong et al., 2005). Bien que des résultats assez satisfaisants aient été obtenus dans les deux cas, ce modèle est difficile à mettre en œuvre, compte tenu de sa formulation relativement complexe et de ses paramètres matériau difficilement identifiables. La distinction des différents types de dislocations géométriquement nécessaires rend d'ailleurs cette identification d'autant plus complexe.

Présentation des modèles mis en œuvre et identification des paramètres matériau

Afin de modéliser le comportement cristallin en fatigue de l'acier AISI 316LN et d'observer les phénomènes de localisation de champs mécaniques signes précurseurs de l'amorçage des fissures, nous avons fait le choix d'utiliser deux modèles de plasticité cristalline :

- Le premier est un modèle classique de plasticité cristalline, basé sur le modèle de Teodosiu et al. (1993). Ce modèle que nous appellerons modèle local sera utilisé comme référence et permettra d'évaluer les performances du modèle non local que nous proposons.*
- Le second, le modèle non local, a été développé à partir du modèle de Teodosiu et al. (1993) et intègre des dislocations géométriquement nécessaires (Geometrically Necessary Dislocations, GND).*

Le développement de ce second modèle a été motivé par le fait que les modèles classiques ne prennent qu'imparfaitement compte du durcissement lié à l'incompatibilité de la déformation. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent (chapitre 4), la méthode des éléments finis (EF) assure les conditions de compatibilité. Mais l'intégration de lois cristallines classiques dans les codes de calculs EF ne permet, en revanche, pas la prise en compte de l'écroutissement dû à ces incompatibilités liées à la courbure du réseau cristallin. Cette limitation explique, en partie, l'incapacité des modèles classiques à décrire les effets d'échelles comme l'effet de taille de grains. La prise en compte de GND dans les modèles cristallins permet de traduire cette courbure et s'avère également être une base intéressante de travail pour une description plus physique de l'effet Bauschinger (1886). Notons que l'effet de taille de grains et que l'effet Bauschinger (1886) sont des phénomènes qu'il est important de décrire lorsqu'il s'agit de réaliser des simulations de fatigue et d'étudier l'amorçage de fissures.

Ce chapitre aura pour but :

- de présenter les deux modèles utilisés ainsi que leur implémentation dans les codes de calcul EF AbaqusTM et Cast3mTM,*

- de décrire la procédure d'identification des paramètres matériau intervenant dans ces deux modèles,
- d'évaluer au niveau macroscopique la capacité de ces deux modèles à décrire le comportement monotone et cyclique de l'acier AISI 316LN.

Dans ce chapitre, seuls les résultats de calculs issus des simulations réalisées avec le code de calcul AbaqusTM seront présentés.

5.1 Modèles utilisés

Les deux modèles que nous nous proposons d'utiliser ont été implémentés dans le code EF AbaqusTM, mais aussi dans le code EF Cast3mTM développé au CEA, par l'intermédiaire de la subroutine utilisateur UMAT (User Material) et des subroutines associées.

Dans cette partie, nous présenterons respectivement pour chaque modèle les lois de comportement utilisées ainsi que la manière dont elles ont été implémentées. Ces deux modèles sont basés sur l'hypothèse formulée par Peirce et al. (1983), Tabourot (1992) et Teodosiu et al. (1993), à savoir celle des petites déformations élastiques et des grandes rotations du réseau cristallin.

5.1.1 Modèle local

Le modèle local *Cristal_ECP_Loc* ne fait pas intervenir de dislocations géométriquement nécessaires et correspond au modèle proposé par Peirce et al. (1983), lequel intègre les lois de comportement de Teodosiu et al. (1993). Son implémentation de les codes de calcul EF AbaqusTM et Cast3mTM est le fruit des travaux menés au laboratoire LMSSMat de l'École Centrale Paris (Hoc, 1999 ; Eriau, 2003 ; Sekfali, 2004 ; Delfosse, 2005 ; Libert, 2007 ; Le Pécheur, 2008 ; Cédât, 2008 ; Thébault, 2009) et de la collaboration entre ce laboratoire et le laboratoire LM2S du CEA de Saclay (O. Fandeur).

5.1.1.1 Description du modèle local

Le modèle local *Cristal_ECP_Loc* décrit à l'échelle cristalline le comportement élastovisco-plastique du matériau.

Comportement élastique

Le comportement élastique est décrit par le tenseur de rigidité du matériau C^e . Dans le cas de matériau à symétrie cubique (phase austénitique et phase ferritique de l'acier AISI 316LN), il peut être décrit dans la notation de Voigt par les trois constantes C_{11}^e , C_{12}^e et C_{44}^e :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11}^e & C_{12}^e & C_{12}^e & 0 & 0 & 0 \\ C_{12}^e & C_{11}^e & C_{12}^e & 0 & 0 & 0 \\ C_{12}^e & C_{12}^e & C_{11}^e & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44}^e & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44}^e \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^e \\ \epsilon_{22}^e \\ \epsilon_{33}^e \\ 2\epsilon_{23}^e \\ 2\epsilon_{31}^e \\ 2\epsilon_{12}^e \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

Lorsque l'élasticité est supposée isotrope (soit un coefficient d'anisotropie : $\alpha = \frac{2 C_{44}^e}{C_{11}^e + C_{12}^e} = 1$), C_{11}^e , C_{12}^e et C_{44}^e peuvent être directement reliés au module d'Young E et au coefficient de Poisson ν :

$$\begin{cases} C_{11}^e = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \\ C_{12}^e = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \\ C_{44}^e = \frac{E}{2(1+\nu)}. \end{cases} \quad (5.2)$$

Comportement viscoplastique

La loi de Schmid donne la condition générale d'écoulement. Il y a écoulement plastique si la cission réduite τ^s sur un système de glissement s est égale à la cission critique τ_c^s associée à ce système :

$$|\tau^s| - \tau_c^s = 0, \quad (5.3)$$

avec :

$$\tau^s = (\bar{\sigma} \cdot \vec{n}^s) \cdot \vec{m}^s. \quad (5.4)$$

\vec{n}^s est la normale au plan de glissement, \vec{m}^s le vecteur unitaire colinéaire au vecteur de Burgers \vec{b} et $\bar{\sigma}$ la contrainte macroscopique appliquée.

L'évolution de la cission critique τ_c^s associé à chaque système s fait intervenir les densités de dislocations ρ^u propres à chaque système u et les matrices d'interaction a^{su} des matériaux à structure CFC et CC proposées par Franciosi (1984) :

$$\tau_c^s = \tau_0 + \mu b \sqrt{\sum_u a^{su} \rho^u}. \quad (5.5)$$

μ est le coefficient de cisaillement isotrope et b la norme du vecteur de Burgers.

La loi d'écoulement s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0^s \left(\frac{\tau^s}{\tau_c^s} \right)^n, & \text{si } |\tau^s| \geq \tau_c^s, \\ \dot{\gamma}^s = 0, & \text{si } |\tau^s| < \tau_c^s. \end{cases} \quad (5.6)$$

Elle fait intervenir la vitesse de glissement initiale $\dot{\gamma}_0^s$ de chaque système s et un coefficient de sensibilité à la vitesse n .

La loi suivante décrit l'évolution des densités de dislocations ρ^s associées à chaque système s :

$$\rho^s = \frac{|\dot{\gamma}^s|}{b} \left(\frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{K} - 2 y_c \rho^s \right), \quad (5.7)$$

K étant un paramètre matériau lié à la production de dislocations et y_c la distance d'annihilation.

5.1.1.2 Implémentation du modèle local

Le modèle local *Crystal_ECP_Loc* étend ces lois monocristallines au cas des polycristaux. Ce passage et l'intégration de ces lois dans le code de calculs EF AbaqusTM ont fait l'objet de plusieurs thèses (Delaire, 1997 ; Hoc, 1999 ; Eriéau, 2003 ; Sekfali, 2004 ; Delfosse, 2005 ; Libert,

2007 ; Le Pécheur, 2008 ; Cédât, 2008 ; Thébault, 2009). Le modèle de base a ainsi été modifié et adapté pour l'étude de différentes problématiques comme le forgeage à chaud, la recristallisation, le comportement à basses températures, l'endommagement des matériaux composites métal/céramique ou encore la fatigue.

Le schéma d'intégration utilisé reprend le schéma semi-implicite de type Forward Gradient mis en œuvre par Teodosiu et al. (1993). Tous les incréments sont calculés de manière implicite et les autres grandeurs dont l'évolution est supposée linéaire au cours d'un pas de temps Δt sont calculées explicitement. L'implémentation du modèle local *Cristal_ECP_Loc* est présentée de manière détaillée dans l'annexe C.

5.1.2 Modèle non local

Le modèle non local *Cristal_ECP_NLoc* que nous avons développé se base sur le modèle local *Cristal_ECP_Loc*. Ce dernier a été enrichi par l'insertion d'une densité de dislocations géométriquement nécessaires dans la loi d'évolution des densités de dislocations. *Cristal_ECP_NLoc* entre dans la catégorie des modèles faisant intervenir les GND comme variables internes et s'inspire des travaux de Acharya and Beaudoin (2000). Son implémentation a été réalisée dans les codes de calcul AbaqusTM et Cast3mTM. Elle est le fruit d'une étroite collaboration avec le laboratoire LM2S du CEA de Saclay (O. Fandeur).

5.1.2.1 Description de l'approche non locale

Comme Acharya and Beaudoin (2000), nous avons opté pour une mesure de l'incompatibilité de la déformation basée sur le calcul du défaut de fermeture \vec{b}^e en fonction du gradient de la transformation élastique $\overline{\overline{F}}^e$. Rappelons que \vec{b}^e s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{b}^e = \oint_c \overline{\overline{F}}^e{}^{-1} d\vec{x} = \int \int_s \text{rot}(\overline{\overline{F}}^e{}^{-1}) \cdot \vec{r} ds = \int \int_s \overline{\overline{\alpha}} \cdot \vec{r} ds, \quad (5.8)$$

et que $\overline{\overline{\alpha}}$ correspond au tenseur de dislocations géométriquement nécessaires de Nye (1953). $\overline{\overline{\alpha}} \cdot \vec{r}$ peut être vu comme le vecteur de Burgers cumulé par unité de surface. Ce défaut de fermeture est dû à l'excès de GND perçant ds . En appliquant les hypothèses sur lesquelles nous nous sommes basés pour l'implémentation du modèle local, à savoir celles des petites déformations élastiques et des grandes rotations du réseau cristallin, nous avons :

$$\overline{\overline{F}}^e = \overline{\overline{V}}^e \cdot \overline{\overline{R}}^e = (\overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\epsilon}}^e) \cdot \overline{\overline{R}}^e, \text{ avec } \overline{\overline{\epsilon}}^e \ll 1, \text{ soit } \overline{\overline{F}}^e \approx \overline{\overline{R}}^e, \quad (5.9)$$

où $\overline{\overline{V}}^e$ et $\overline{\overline{R}}^e$ correspondent respectivement à la dilatation élastique et la rotation du réseau cristallin. En considérant ces hypothèses, le tenseur $\overline{\overline{\alpha}}$ s'exprime alors :

$$\overline{\overline{\alpha}} = \text{rot}(\overline{\overline{R}}^e). \quad (5.10)$$

L'obtention de la densité de dislocations géométriquement nécessaires associée à chaque système de glissement s s'effectue par le calcul du scalaire α^s :

$$\alpha^s = \sqrt{((\overline{\overline{\alpha}} \cdot \vec{n}^s) \cdot (\overline{\overline{\alpha}} \cdot \vec{n}^s))}, \quad (5.11)$$

où \vec{n}^s le vecteur unitaire normal au système de glissement s . Ce scalaire correspond à l'incompatibilité du plan de glissement considéré et $\frac{\alpha^s}{b}$ (où b est la norme du vecteur de Burgers) à la densité de dislocations géométriquement nécessaires. Cette dernière est ajoutée dans la loi d'évolution des densités de dislocations proposée par Teodosiu et al. (1993) comme suit :

$$\rho^s = \frac{|\dot{\gamma}^s|}{b} \left(k_0 \alpha^s + \frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u}}{K} - 2 y_c \rho^s \right). \quad (5.12)$$

Le paramètre k_0 est un paramètre sans dimension associé à la production de GND. Il dépend du matériau étudié et doit être identifié. Nous l'appellerons, dans la suite de ce mémoire, le paramètre « non local ».

5.1.2.2 Implémentation de l'approche non locale

Le calcul du scalaire α^s passe par la détermination d'un gradient spatial de $\overline{\overline{F^e}} : \text{rot}(\overline{\overline{F^e}}) \approx \text{rot}(\overline{\overline{R^e}})$. Il est réalisé de manière explicite via une routine de post-traitement appelée à la fin de chaque pas de temps pour le pas de temps suivant. Cette routine nécessite l'utilisation d'éléments linéaires, cubiques, à intégration totale. Ils sont composés de huit noeuds et contiennent huit points d'intégration. Dans le code de calcul AbaqusTM, ces éléments sont référencés comme étant des éléments C3D8.

Le principe de calcul est illustré dans la figure 5.1.

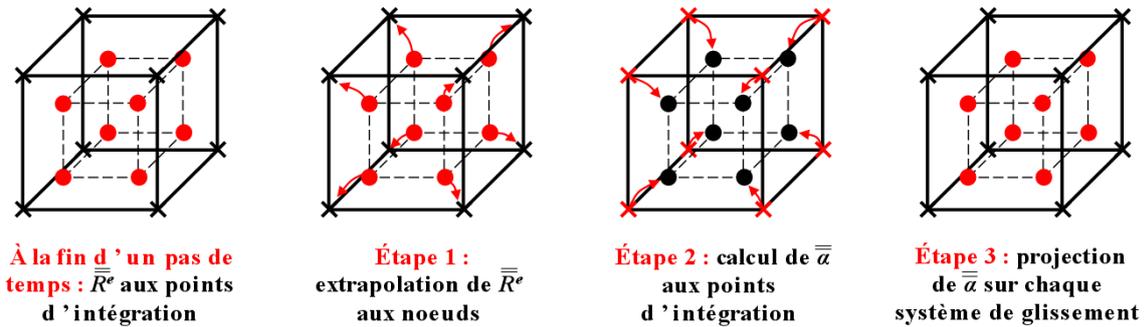


Figure 5.1 – Calcul de la densité de dislocations géométriquement nécessaires via le scalaire α^s .

Le calcul de α^s fait appel aux dérivées des fonctions de forme. Il est interne à un élément et s'effectue en trois temps :

- Les rotations du réseau cristallin $\overline{\overline{R^e}}$ calculées au cours d'un pas de temps aux points d'intégration de chaque élément sont extrapolées aux noeuds de chaque élément.
- De la même manière que le champ de déformation est calculé aux points d'intégration à partir du champ de déplacement aux noeuds, le tenseur de dislocations géométriquement nécessaires $\overline{\overline{\alpha}} = \text{rot} \overline{\overline{R^e}}$ est exprimé aux points d'intégration à partir des rotations $\overline{\overline{R^e}}$ précédemment extrapolées aux noeuds,
- Le tenseur de dislocations géométriquement nécessaires $\overline{\overline{\alpha}}$ est enfin projeté sur chaque système de glissement s afin d'obtenir le scalaire α^s .

Notons que d'autres méthodes sont également envisageables. L'une d'entre elles serait par exemple de conserver les rotations aux points d'intégration et de calculer les gradients au centre

de gravité de chaque élément. Les champs ainsi calculés seraient alors constants par éléments.

5.2 Identification des lois de comportement

Le type de modèles que nous avons choisi de mettre en œuvre fait intervenir un grand nombre de paramètres matériau. L'identification de ces derniers est une étape importante du processus de modélisation. Elle influe notamment sur les performances des modèles quant à la description du comportement mécanique du matériau dans une gamme importante de sollicitation. La difficulté est de trouver le jeu de paramètres accordant au mieux les résultats de simulations aux résultats expérimentaux.

L'utilisation de modèles faisant intervenir des paramètres physiques présente, à ce titre, quelques avantages. Parmi tous les paramètres à identifier, certains peuvent être directement déterminés par l'intermédiaire de mesures réalisées à l'échelle macroscopique, l'échelle du grain et à l'échelle de l'atome ou par l'intermédiaire de simulations DDD. Par contre, d'autres sont plus difficilement accessibles par une approche expérimentale. Parmi ces derniers, ceux ayant sens physique peuvent être bornés et les autres, n'en ayant pas réellement, peuvent prendre des valeurs très différentes les unes des autres.

Dans cette partie, nous nous attacherons à décrire la démarche utilisée pour l'identification des paramètres de nos deux modèles et nous présenterons les résultats de cette identification. Pour la validation des calculs, seuls les résultats issus de simulations réalisées avec le code de calcul AbaqusTM seront présentés.

5.2.1 Paramètres à identifier

Les différents paramètres à identifier sont répertoriés dans le tableau 5.1. Rappelons que par rapport au modèle local, le modèle non local ne fait intervenir qu'un paramètre supplémentaire conditionnant la quantité de dislocations géométriquement nécessaires produites à chaque instant du chargement.

Tableau 5.1 – Paramètres matériaux des modèles cristallins mis en œuvre.

Paramètres élastiques			Paramètres viscoplastiques								Paramètre non local
C_{11}^e	C_{12}^e	C_{44}^e	a^{su}	τ_0	b	ρ_0^s	K	y_c	$\dot{\gamma}_0$	n	k_0
[GPa]	[GPa]	[GPa]	[-]	[MPa]	[m]	[m ²]	[-]	[m]	[s ⁻¹]	[-]	[-]

L'acier AISI 316LN ayant une structure biphasée composée majoritairement d'austénite et de quelques nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle, nous avons fait le choix de tenir compte de ces deux phases pour les simulations réalisées dans le chapitre 6. Un jeu de paramètres matériau doit donc être déterminé pour chacune des phases.

La phase ferritique n'étant présente qu'en très faible quantité dans l'acier AISI 316LN, il est donc difficile de recueillir des données expérimentales concernant son comportement mécanique. De plus, son influence sur le comportement global de cet acier semble être relativement restreinte (chapitre 2 et 3). Aussi, avons nous choisi pour la modélisation de cette phase d'emprunter les paramètres identifiés par Eriau (2003) pour un acier IF (Interstitial Free). L'acier IF

est un acier faiblement allié qui comme son nom l'indique ne comporte pas d'éléments interstitiels. Il est composé de ferrite α et son comportement devrait se rapprocher de celui de la ferrite δ contenue dans l'acier AISI 316LN. Afin de ne pas se lancer dans une identification hasardeuse du paramètre non local k_0 , ce dernier sera fixé à 0. Les paramètres de la ferrite δ résiduelle sont récapitulés dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 – Paramètres matériaux de la ferrite *delta* résiduelle (Erieau, 2003).

C_{11}^e [GPa]	C_{12}^e [GPa]	C_{44}^e [GPa]	a^{su} [-]	τ_0 [MPa]	b [m]	ρ_0^s [m ²]	K [-]	y_c [m]	$\dot{\gamma}_0$ [s ⁻¹]	n [-]
269	115	77	0,25	20	$2,5 \times 10^{-10}$	$1,5 \times 10^{10}$	41,2	4×10^{-9}	10^{-11}	100

En ce qui concerne les paramètres de la phase austénitique, ces derniers ont fait l'objet d'une identification pour l'approche locale et pour l'approche non locale. Ceux pouvant être déterminés directement par l'intermédiaire de mesures ou de données issues de la littérature ont été fixés. Pour les autres, des bornes physiques ont été définies et leur valeur a été déterminée en utilisant un logiciel d'identification de paramètres par méthode inverse. Le processus mise en œuvre pour déterminer ces paramètres et les résultats que nous avons obtenus sont détaillés dans les parties suivantes.

5.2.2 Principe d'identification par méthode inverse : mise en œuvre d'un couplage entre SiDoLoTM et AbaqusTM

Le principe d'identification par méthode inverse consiste à comparer certaines variables observables obtenues à l'aide de mesures expérimentales à celles calculées par l'intermédiaire de lois de comportement données et d'un jeu de paramètres fixé. Les déformations et les contraintes sont des exemples de variables observables. Les paramètres offrant la meilleure adéquation entre simulations et expériences sont alors obtenus en minimisant l'écart entre les variables observables simulées et les variables observables expérimentales.

Le logiciel d'identification par méthode inverse que nous avons utilisé est le logiciel SiDoLoTM développé par P. Pilvin (Cailletaud and Pilvin, 1993 ; Pilvin, 1998). Il offre la possibilité d'implémenter directement des lois de comportement sous forme explicite ou différentielle. Dans ce cas, le logiciel réalise à la fois les calculs et identifie le bon jeu de paramètres en minimisant de manière itérative l'écart évalué entre les grandeurs calculées numériquement et les grandeurs mesurées expérimentalement. Ce logiciel peut également être interfacé avec un code de calcul externe (AbaqusTM par exemple). Dans ce cas, son rôle se résume uniquement au travail d'identification, les calculs étant pris en charge par l'autre code de calcul.

La procédure d'identification utilisée dans SiDoLoTM consiste à minimiser une fonctionnelle $L(A)$ qui mesure l'écart entre les variables observables simulées à l'aide d'un jeu de paramètres A , $Z_s(A)$, et les variables observables expérimentales, Z_s^* . De nouvelles itérations sur les jeux de paramètres sont lancées jusqu'à ce qu'un minimum local soit atteint. La base expérimentale utilisée peut être constituée de N essais correspondant à différentes conditions expérimentales : différents types de chargement, différentes vitesses de sollicitation ou encore différentes températures d'essai. La fonctionnelle $L(A)$ s'écrit :

$$L(A) = \sum_{n=1}^N L_n(A), \quad (5.13)$$

où $L_n(A)$ est la fonctionnelle associée à l'essai n :

$$L_n(A) = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} (Z_s(A) - Z_s^*)^T D_n (Z_s(A) - Z_s^*) dt, \quad (5.14)$$

avec :

- $(t_1 - t_0)$: la durée de l'essai n ,
- $Z_s(A)$: les variables observables associées à la simulation de l'essai n à l'aide du jeu de paramètres A ,
- Z_s^* : les variables observables mesurées lors de l'essai n ,
- D_n : une matrice de pondération.

La matrice D_n est une matrice diagonale qui permet de prendre en compte l'incertitude de mesure dans la procédure d'identification. En effet, chaque coefficient de D_n est associé à une variable observable et égal au carré de l'inverse de l'erreur de mesure. La matrice de pondération permet ainsi de donner plus de poids aux variables mesurées avec une incertitude faible.

Notons qu'en réalité les fonctionnelles $L_n(A)$ sont approchées par une somme finie où l'écart n'est calculé qu'aux M_n instants t_i de mesure de la variable Z_s^* :

$$L_n(A) = \frac{1}{M_n} \sum_{i=1}^{M_n} (Z_s(A, t_i) - Z_s^*(t_i))^T D_n (Z_s(A, t_i) - Z_s^*(t_i)). \quad (5.15)$$

Pour déterminer les paramètres de la phase auténitique de l'acier AISI 316LN, nous avons choisi d'interfacer SiDoLoTM avec le code de calcul AbaqusTM dans lequel nos modèles sont déjà implémentés. Cette interface s'inspire des travaux de Libert (2007) et Cédât (2008). Son fonctionnement est explicité dans les points suivants :

- Les calculs sont réalisés sur un agrégat modèle de forme cubique composé de 512 grains dont les orientations, distribuées spatialement de manière aléatoires, sont représentatives de la texture isotrope de l'acier AISI 316LN. Chaque grain est maillé par 8 éléments linéaires, cubiques, à intégration totale (notation AbaqusTM : C3D8). L'agrégat est ainsi constitué de 4096 éléments. Il est présenté dans la figure 5.2a. Les conditions aux limites qui lui ont été appliquées sont détaillées dans la figure 5.2b. Le déplacement est imposé selon la direction 1.
- Lors de la première itération, des données de mesures et un jeu de paramètres initial sont entrés dans SiDoLoTM. L'interface génère ensuite des fichiers d'entrée au format imposé par AbaqusTM et lance le nombre de simulations nécessaires au calcul des grandeurs que l'on souhaite comparer aux grandeurs expérimentales. Une fois les simulations terminées, les grandeurs calculées sont automatiquement extraites des fichiers de sortie du code AbaqusTM via des sous-routines développées en langage PythonTM et transmises à SiDoLoTM qui calcule une première fonctionnelle $L(A)$.
- Au cours des N itérations suivantes, les N paramètres à identifier sont successivement perturbés et N nouvelles fonctionnelles $L(A)$ sont calculées.
- En fonction des erreurs estimées, SiDoLoTM évalue l'influence des différents paramètres sur la réponse du modèle et propose un nouveau jeu de paramètres.

- L'amélioration de ce nouveau jeu de paramètres se fait ensuite en répétant les étapes précédentes jusqu'à ce qu'un minimum local soit trouvé ou jusqu'à ce que le nombre maximal d'itérations admises soit dépassé.

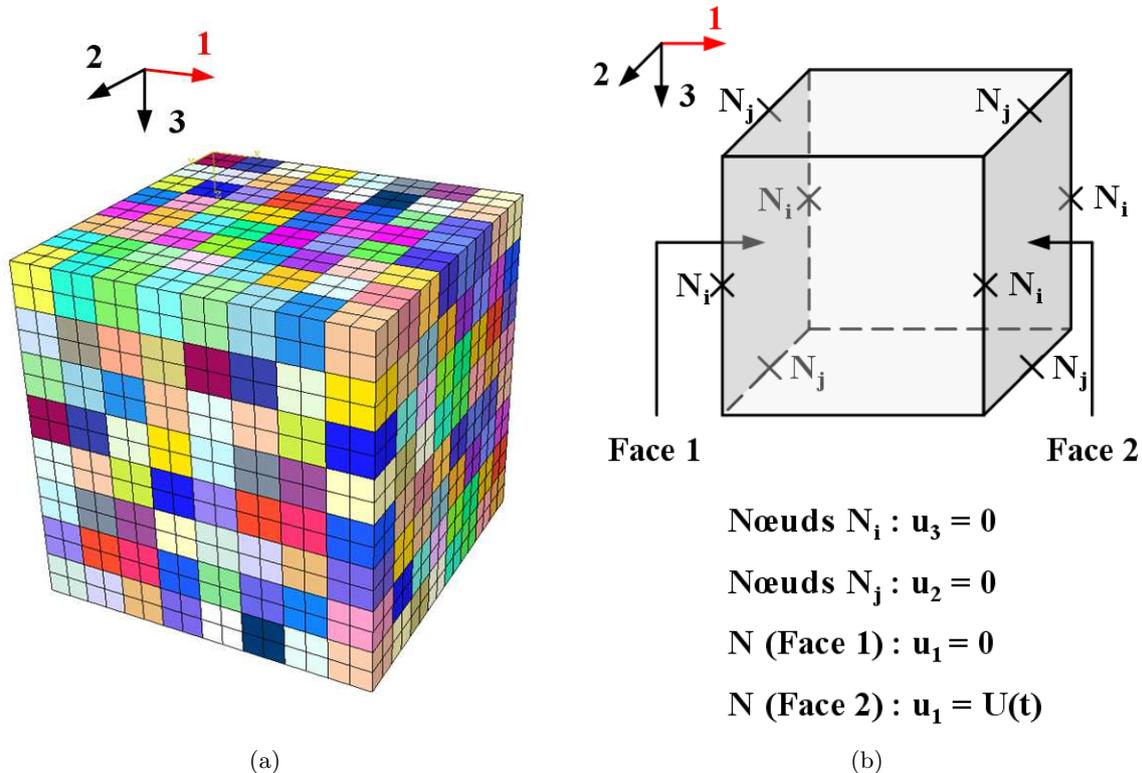


Figure 5.2 – a) Agrégat multicristallin modèle utilisé pour l'identification par méthode inverse des paramètres matériau de la phase austénitique. b) Conditions aux limites appliquées à l'agrégat multicristallin modèle utilisé pour l'identification des paramètres. (axe 1 : axe de sollicitation, N : noeuds)

5.2.3 Identification des paramètres matériau pour l'approche locale

Dans cette partie, nous détaillerons comment les différents paramètres de la phase austénitique ont été déterminés pour le modèle local. Les résultats de cette identification en terme de comportement macroscopique y seront également présentés.

5.2.3.1 Paramètres du modèle local

Les paramètres des modèles local et non local ont pour la plupart un sens physique. Il nous a donc été possible d'en déterminer certains directement à partir de mesures ou de données issues de la littérature. Ceux plus difficilement accessibles ou n'ayant pas de réel sens physique ont néanmoins pu être bornés afin de faciliter leur identification par méthode inverse.

Les paramètres directement identifiés et bornés pour le processus d'identification sont les suivants :

- La phase austénitique est une phase à symétrie cubique. Sa matrice de raideur (matrice d'élasticité) prend la forme décrite dans la partie 5.1.1.1 et les paramètres à déterminer pour décrire le comportement élastique sont les coefficients C_{11}^e , C_{12}^e et C_{44}^e . L'acier AISI 316LN étant un matériau à structure CFC à faible énergie de faute d'empilement, il exhibe au niveau cristallin un comportement élastique anisotrope. La détermination expérimentale des coefficients est dans ce cas relativement difficile et nécessite par exemple des mesures ultrasons. Les travaux de Huntington (1958) ont conduit à l'identification de ces derniers. La précision de ces mesures n'étant pas donnée, nous avons choisi d'établir un second jeu de paramètres élastiques en faisant l'hypothèse d'un comportement isotrope. Les coefficients C_{11}^e , C_{12}^e et C_{44}^e ont été calculés par l'intermédiaire des formules présentées dans la partie 5.1.1.1 et du module de Young E et du coefficient de Poisson ν que nous avons mesurés (chapitre 2). Ces coefficients seront notés $EIso$ et ceux rendant compte de l'anisotropie élastique $EAni$.
- Les coefficients de la matrice d'interaction a^{su} caractérisant les interactions entre les densités de dislocations propres à chaque système de glissement peuvent être identifiés en se basant sur les travaux expérimentaux de Franciosi (1984) ou sur ceux réalisés en DDD par Madec et al. (2003), Kubin et al. (2008) et Devincere et al. (2008). Nous avons fait le choix de tester ces deux approches. Pour les coefficients répondant au classement établi par Franciosi (1984), nous avons choisi ceux identifiés par Medina Almazan (2008) pour un acier AISI 316L. Les coefficients associés à cette matrice seront notés $PExp$. Afin de ne pas compliquer d'avantage les modèles, nous avons choisi pour la matrice issue de travaux DDD de conserver les coefficients constants en fonction de la déformation. Ces derniers ont été calculés à partir de la formule (4.5) (chapitre 4), des coefficients a_{ref}^{su} (tableau 4.3, chapitre 4), du coefficient d'interaction $a_{ref} = 0,35$, de la norme du vecteur de Burgers de l'acier AISI 316LN et de la densité de dislocations totale déterminée pour l'acier AISI 316LN non déformé (chapitre 2). Le jeu de paramètres associé à cette matrice sera noté $PSim$.
- La cission initiale τ_0 a été déterminée directement à partir de la formule (5.5). En début de chargement, la cission réduite τ^s associée à chaque système peut être vue comme la limite d'élasticité associée à chaque système de glissement s . Elle peut être reliée à la limite d'élasticité macroscopique par le facteur de Taylor. Si la cission réduite est égale à la cission critique τ_c^s alors τ_0 a été calculée à partir de la limite d'élasticité de l'acier AISI 316LN déterminée dans le chapitre 2, des coefficients de cisaillement C_{44} , de la norme du vecteur de Burgers de l'acier AISI 316LN, des coefficients a^{su} et des densités de dislocations initiales ρ_0^s associées à chaque système de glissement.
- La norme du vecteur de Burgers que nous avons choisie de prendre est celle de l'acier AISI 316L déterminée en microscopie à transmission par Robertson et al. (2001).
- Les densités de dislocations initiales ρ_0^s associées à chaque système de glissement ont été déterminées à partir de la densité de dislocations totale mesurée pour l'acier AISI 316LN non déformé (chapitre 2), en supposant qu'elle était également répartie sur les douze systèmes.
- Le paramètre K a un sens physique relativement limité. Il peut néanmoins être relié par

la formule 4.63 au libre parcours moyen des dislocations statistiquement stockées. Si l'on considère que ce dernier n'excède pas la taille de grains (les joints représentant des barrières empêchant le déplacement de dislocations d'un grain à l'autre), le paramètre K peut être borné. En utilisant la taille de grains mesurée dans le chapitre 2 pour la phase austénitique (en considérant les joints de macles comme joints de grains) et les densités de dislocations initiales déterminées pour chaque système de glissement, cette borne supérieure a été évaluée à 119.

- La distance d'annihilation y_c est paramètre difficilement accessible. Elle correspond à la distance à partir de laquelle deux dislocations de signes opposés s'annihilent lorsqu'elles se croisent. Cette distance varie selon les matériaux et selon le type de dislocations considéré (vis ou coin). Pour l'acier AISI 316L, la distance d'annihilation des dislocations vis a été évaluée expérimentalement en microscopie électronique à transmission par Gaudin (2002). Elle est d'environ 15 nm, soit $60 b$. La distance d'annihilation des dislocations coin au sein des murs de dislocations a été mesurée en microscopie électronique à transmission par Essmann and Mughrabi (1979). Elle est de 1,5 nm, soit $6 b$. Les simulations DDD utilisent des distances allant de 0,25 nm (Devincre et al., 2008) à 18 nm (Déprés, 2004). En l'absence de valeur unique pour ce paramètre, nous avons choisi de le borner entre 1,27 et 10,16 nm, soit entre 5 et $40 b$.
- La vitesse de glissement initiale $\dot{\gamma}_0$ est un paramètre de viscosité. Les valeurs que nous avons pu trouvées dans la littérature sont très différentes les unes et des autres. Elles varient entre 10^{-11} (Erieau, 2003) et 10^{-3} (Monnet, 2009). Aussi avons nous choisi de reprendre le paramètre déterminé par Medina Almazan (2008) pour l'acier AISI 316L, soit $\dot{\gamma}_0 = 4,00 \times 10^{-11}$.
- Le coefficient de sensibilité à la vitesse est également un paramètre de viscosité. Ce dernier a été relié au paramètre N de la loi de Lemaitre and Chaboche (2009) identifié dans le chapitre 2.

En résumé, quatre jeux de paramètres sont à déterminer pour la phase austénitique :

- un noté $EIsoPExp$ faisant intervenir la matrice $EIso$ et la matrice $PExp$,
- un noté $EIsoPSim$ faisant intervenir la matrice $EIso$ et la matrice $PSim$,
- un noté $EAniPExp$ faisant intervenir la matrice $EAni$ et la matrice $PExp$,
- un noté $EAniPSim$ faisant intervenir la matrice $EAni$ et la matrice $PSim$.

Parmi les différents paramètres matériau à identifier, C_{11}^e , C_{12}^e , C_{44}^e , a^{su} , τ_0 , ρ_0^s , $\dot{\gamma}_0$ et n sont fixés. Deux paramètres, K et y_c , doivent être déterminés par méthode inverse. Ils ont respectivement été bornés entre 0 et 119 et entre 1,27 et 10,16 nm. Les valeurs initiales fixées pour K et y_c sont celles identifiées par Medina Almazan (2008) pour un acier AISI 316L, soit 7 et 8,25 nm.

L'identification par méthode inverse de K et y_c a été réalisée à partir de la courbe de contrainte/déformation rationnelles moyennes issue des essais de traction pilotés à une vitesse de déformation imposée de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Ces essais correspondent à ceux présentés dans le chapitre 2. 25 points de mesures ont été comparés entre 0 et 15 % de déformation rationnelle. Le nombre d'itérations maximal a été fixé dans SiDoLoTM à 50.

Tableau 5.3 – Paramètres d'élasticité *EIso* et *EAni* de la phase austénitique pour le modèle local.

Paramètres <i>EIso</i>			Paramètres <i>EAni</i>		
C_{11}^e [GPa]	C_{12}^e [GPa]	C_{44}^e [GPa]	C_{11}^e [GPa]	C_{12}^e [GPa]	C_{44}^e [GPa]
244	96	74	198	125	122

Tableau 5.4 – Paramètres des matrices d'interaction *PExp* et *PSim* de la phase austénitique pour le modèle local.

Paramètres <i>PExp</i>						Paramètres <i>PSim</i>					
a_0^{aut}	a_1^{col}	a_1^{cop}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_3^{ses}	a_0^{aut}	a_1^{col}	a_1^{cop}	a_1^{ort}	a_2^{gli}	a_3^{ses}
0,02	0,08	0,08	0,08	0,18	0,30	0,1236	0,6330	0,1236	0,0709	0,1388	0,1236

Tableau 5.5 – Paramètres matériaux *EIso PExp* de la phase austénitique pour le modèle local.

τ_0 [MPa]	b [m]	ρ_0^s [m ²]	K [-]	y_c [m]	$\dot{\gamma}_0$ [s ⁻¹]	n [-]
46,82	$2,54 \times 10^{-10}$	$1,77 \times 10^{12}$	26,15	$2,08 \times 10^{-9}$	$4,00 \times 10^{-11}$	73,50

Tableau 5.6 – Paramètres matériaux *EIso PSim* de la phase austénitique pour le modèle local.

τ_0 [MPa]	b [m]	ρ_0^s [m ²]	K [-]	y_c [m]	$\dot{\gamma}_0$ [s ⁻¹]	n [-]
44,90	$2,54 \times 10^{-10}$	$1,77 \times 10^{12}$	37,14	$1,33 \times 10^{-9}$	$4,00 \times 10^{-11}$	73,50

Tableau 5.7 – Paramètres matériaux *EAni PExp* de la phase austénitique pour le modèle local.

τ_0 [MPa]	b [m]	ρ_0^s [m ²]	K [-]	y_c [m]	$\dot{\gamma}_0$ [s ⁻¹]	n [-]
25,46	$2,54 \times 10^{-10}$	$1,77 \times 10^{12}$	42,00	$1,93 \times 10^{-9}$	$4,00 \times 10^{-11}$	73,50

Tableau 5.8 – Paramètres matériaux *EAni PSim* de la phase austénitique pour le modèle local.

τ_0 [MPa]	b [m]	ρ_0^s [m ²]	K [-]	y_c [m]	$\dot{\gamma}_0$ [s ⁻¹]	n [-]
22,30	$2,54 \times 10^{-10}$	$1,77 \times 10^{12}$	59,97	$1,29 \times 10^{-9}$	$4,00 \times 10^{-11}$	73,50

Les paramètres d'élasticité (C_{11}^e , C_{12}^e et C_{44}^e) *EIso* et *EAni* sont données dans le tableau 5.3 et les paramètres des matrices d'interaction (a_0^{aut} , a_1^{col} , a_1^{cop} , a_1^{ort} , a_2^{gli} et a_3^{ses}) *PExp* et *PSim* dans le tableau 5.4. Les autres paramètres des quatre jeux déterminés sont présentés dans les tableaux 5.5, 5.6, 5.7 et 5.8.

Remarque

Les paramètres identifiés à partir de l'essai de traction uniaxial piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ seront utilisés pour simuler des trajets de chargement monotone uniaxial pour différentes vitesses de déformation et différentes tailles de grains. Ils seront également mis en œuvre lors de simulations de trajets de chargement cyclique. Pour ces simulations, ils ne seront pas ajustés afin de décrire le cycle stabilisé comme cela est fait dans de nombreux travaux que l'on peut trouver dans la littérature. Le but est ici de pouvoir apprécier la capacité des modèles à décrire le comportement monotone et cyclique (au cours des premiers cycles de fatigue) de l'acier AISI 316LN.

5.2.3.2 Résultats de l'identification des paramètres du modèle local

L'identification des paramètres de la phase austénitique pour le modèle local a été évaluée et validée en comparant les courbes macroscopiques obtenues par simulations à celles mesurées expérimentalement. Cette comparaison a été effectuée pour des trajets de chargement monotone et cyclique.

Évaluation des paramètres identifiés : trajets de chargement monotone

Pour les trajets de chargement monotones, l'évaluation des paramètres a été faite sur la base de trois courbes expérimentales :

- la courbe de contrainte/déformation rationnelles à partir de laquelle K et y_c ont été identifiés à l'aide de SiDoLoTM (essai piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$),
- la courbe d'écrouissage ($\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$) associée à cet essai,
- la courbe représentant l'évolution du coefficient de Poisson apparent ν_{ap} associée à cet essai.

Ces courbes proviennent toutes des essais de caractérisation du comportement mécanique en traction simple de l'acier AISI 316LN (chapitre 2).

Les courbes de contrainte/déformation correspondant à l'essai utilisé pour l'identification des paramètres *EIso PExp*, *EIso PSim*, *EAni PExp* et *EAni PSim* sont respectivement données dans les figures 5.3a, 5.3b, 5.3c et 5.3d. L'identification par méthode inverse a conduit à d'excellents résultats. Les courbes simulées correspondent quasi parfaitement aux courbes expérimentales. Cette correspondance varie néanmoins d'un jeu de paramètres à l'autre. Ils peuvent être classés comme suit : $EIso PExp > EIso PSim = EAni PExp > EAni PSim$, le jeu de paramètres *EIso PExp* offrant la meilleure correspondance et *EAni PSim* la plus mauvaise. Les paramètres *EIso* conduisent à une moins bonne description du comportement élastique et de l'entrée en plasticité de l'acier AISI 316LN que les paramètres *EAni*. La matrice d'interaction *PSim* décrit de manière générale moins bien les interactions entre les densités de dislocations à associées à chaque système que la matrice *PExp*. Ce dernier point peut être lié au

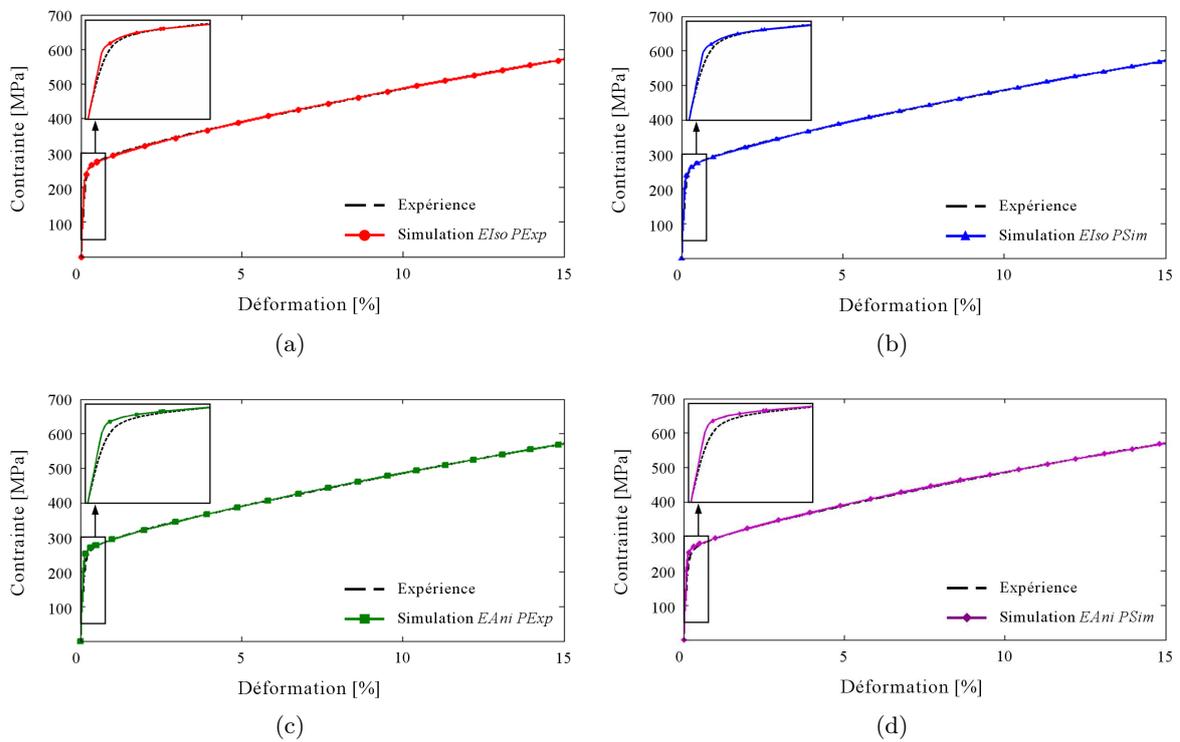


Figure 5.3 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles associées aux simulations de l’essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$: a) *EIso PExp*, b) *EIso PSim*, c) *EAni PExp*, d) *EAni PSim*.

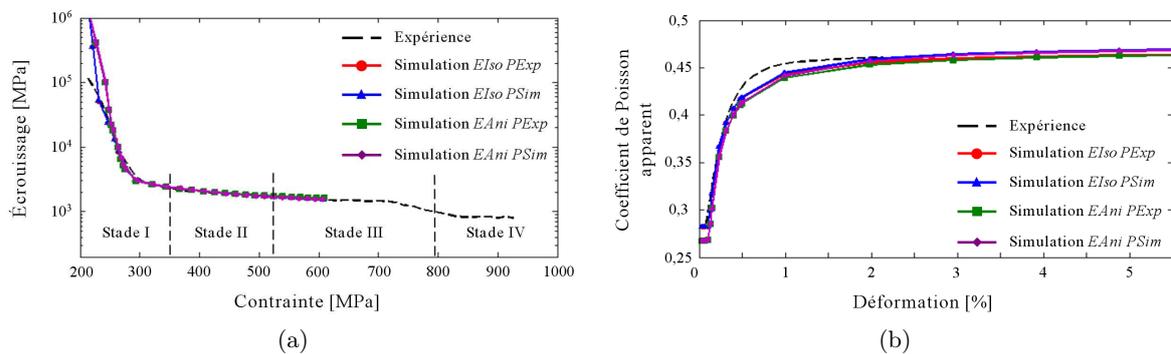


Figure 5.4 – a) Courbes d’écrouissage associées aux simulations de l’essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. b) Courbes d’évolution du coefficient de Poisson apparent ν_{ap} associées aux simulations de l’essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

fait que nous avons choisi de conserver cette matrice constante alors que les travaux réalisés en DDD proposent de la faire évoluer en $\log(\rho_{tot})$, fonction dont l'influence serait plus importante en début de plasticité.

Les courbes d'écroutissage associées aux précédentes simulations sont présentées sur la figure 5.4a. De manière globale, les quatre jeux de paramètres décrivent convenablement l'écroutissage. En début de stade I, les simulations réalisées avec les paramètres *EAni* conduisent à une surestimation plus importante de θ que les paramètres *EIso*. La correspondance entre les courbes simulées et les courbes expérimentales est ensuite bonne pour les stades II et III et équivalente selon les jeux de paramètres utilisés.

La figure 5.4b décrit les évolutions du coefficient de Poisson apparent au cours des précédentes simulations. La correspondance entre simulations et expériences est bonne. La stabilisation du ν_{ap} est toutefois plus lente dans le cas des simulations. Dans le domaine élastique, la valeur expérimentale du coefficient de Poisson est de 0,28. Les paramètres *EIso* donnent une valeur égale à 0,2823 et les paramètres *EAni* une valeur égale à 0,2673. Lors de l'entrée en plasticité, les courbes obtenues à partir des simulations *EIso* correspondent d'avantage à la courbe déterminée expérimentalement que celles issues des simulations *EAni*. Ces deux points rejoignent les observations précédentes.

Validation des paramètres identifiés : trajets de chargement monotone

Pour les trajets de chargement monotones, la validation des paramètres a été faite sur la base de deux courbes expérimentales :

- la courbe de contrainte/déformation rationnelles associée à un essai piloté à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$,
- les courbes de contrainte/déformation associées aux essais réalisés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour les tailles de grains de 26 μm (taille de grains initiale), 17 μm (taille de grains après traitement d'écroutissage-recristallisation à 25 % de déformation) et 13 μm (taille de grains après traitement d'écroutissage-recristallisation à 50 % de déformation).

Ces courbes proviennent également des essais de caractérisation du comportement mécanique en traction simple de l'acier AISI 316LN (chapitre 2).

Les courbes de contrainte/déformation associées à l'essai et aux simulations pilotées à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ sont présentées sur la figure 5.5. Elles traduisent la bonne sensibilité du modèle à la vitesse de déformation. Les courbes obtenues à l'aide des quatre jeux de paramètres correspondent en effet à celle obtenue expérimentalement. Notons que les paramètres *EAni* permettent une meilleure description du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN lorsque la vitesse de déformation imposée est modifiée.

Les simulations réalisées pour les tailles de grains de 26, 17 et 13 μm à l'aide des quatre jeux de paramètres identifiés montrent que : le modèle local n'est pas capable de reproduire l'effet de taille de grains. La figure 5.6 présente les résultats des simulations *EIso PExp*. Les trois courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues sont identiques.

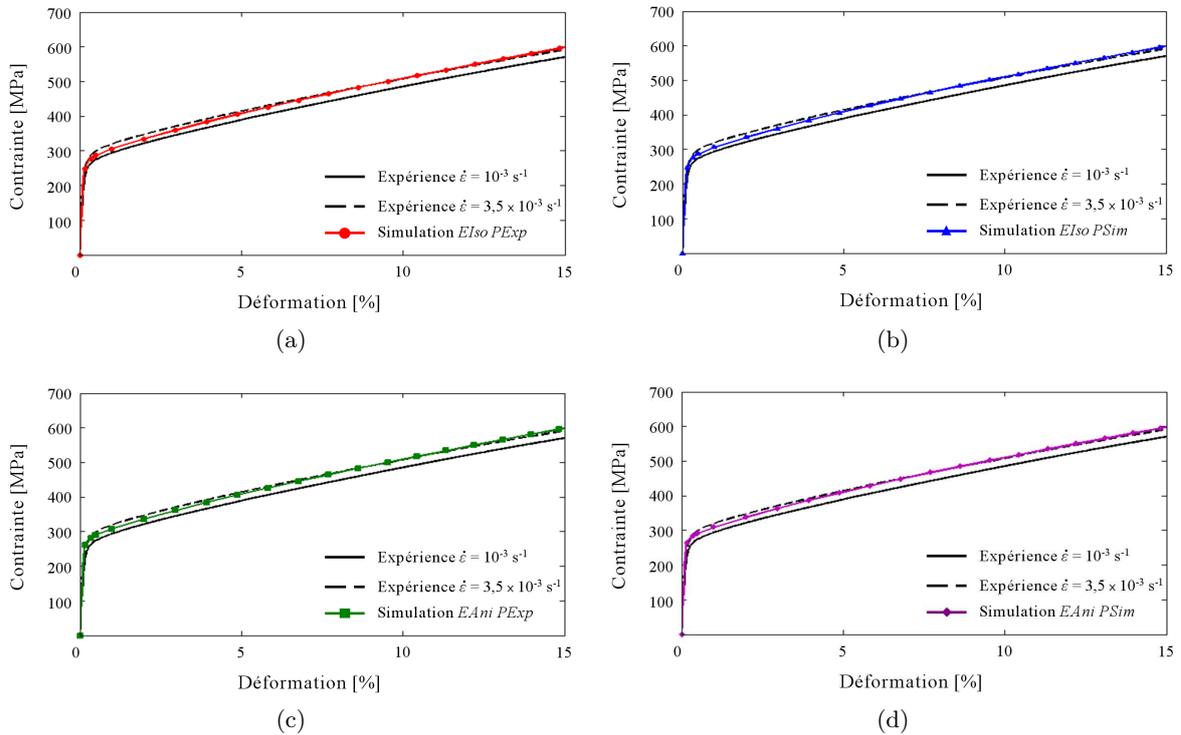


Figure 5.5 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles associées aux simulations de l’essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$: a) *EIso PExp*, b) *EIso PSim*, c) *EAni PExp*, d) *EAni PSim*.

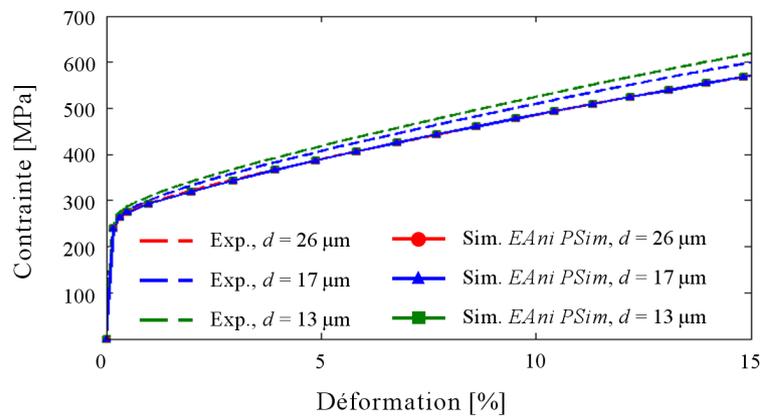


Figure 5.6 – Courbes de contrainte/déformation rationnelle associées aux simulations *EIso PExp* d’essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles de grains (d) : 26, 17 et $13 \mu\text{m}$.

Validation des paramètres identifiés : trajets de chargement cyclique

Pour les trajets de chargement cycliques, la validation des paramètres a été faite sur la base de simulations de 50 cycles de fatigue menés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. La vitesse de déformation imposée est de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les courbes simulées comparées aux courbes expérimentales sont les suivantes :

- les boucles d'hystérésis,
- les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ en fonction du nombre de cycles N ,
- les courbes d'évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction du nombre de cycles N .

Les courbes expérimentales sont issues d'essais présentés dans le chapitre 3. Les résultats obtenus pour les deux niveaux de déformation appliquée sont similaires. Nous présenterons dans cette partie uniquement ceux relatifs aux simulations menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Ceux relatifs aux simulations menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ figurent dans l'annexe D.

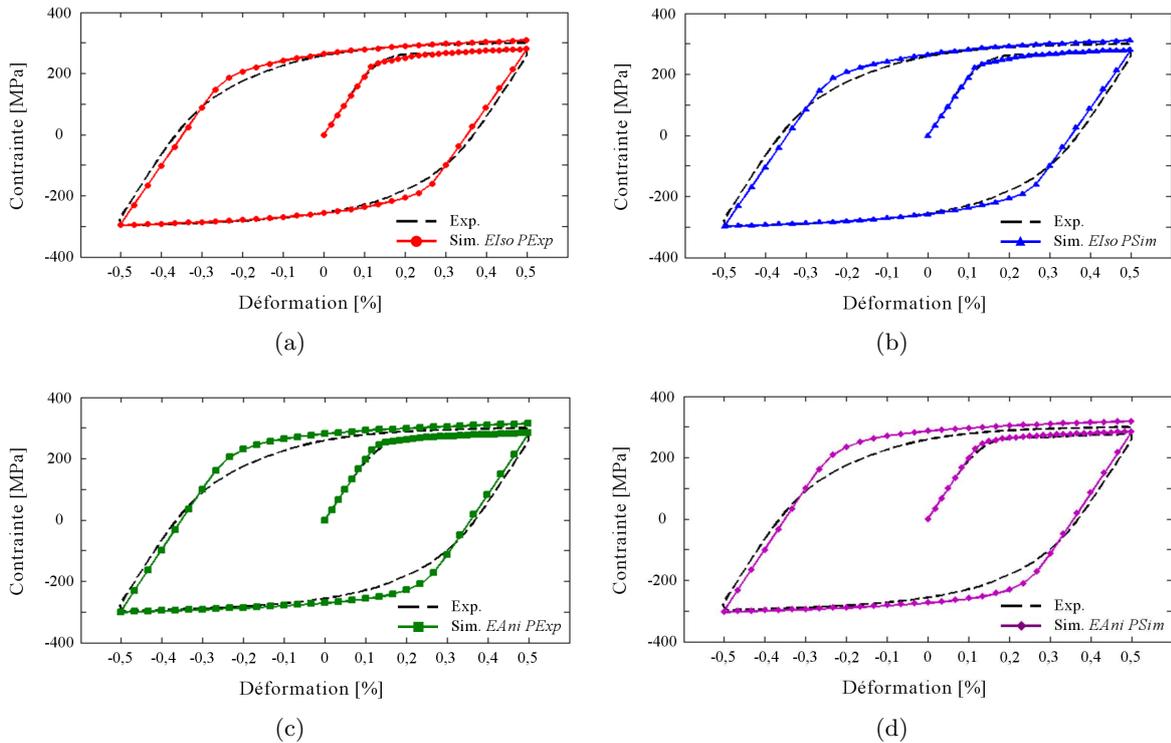


Figure 5.7 – Boucles d'hystérésis du cycle 1 associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$: a) *EIso PExp*, b) *EIso PSim*, c) *EAni PExp*, d) *EAni PSim*.

Les boucles d'hystérésis du premier cycle associées aux simulations *EIso PExp*, *EIso PSim*, *EAni PExp* et *EAni PSim* sont présentées sur la figure 5.7 et celles du cycle 20 et du cycle 50 sur les figures 5.8a et 5.8b.

La boucle d'hystérésis du cycle 1 est bien reproduite par les simulations et ce peu importe le jeu de paramètres utilisé. Nous pouvons noter que les simulations réalisées à l'aide de la matrice d'interaction *PSim* conduisent au durcissement cyclique le plus important. En effet, la

contrainte à la fin du premier cycle est, pour les simulations *PSim*, supérieure à celle obtenue avec les simulations *PExp*.

L'analyse des cycles 20 et 50 nous montre que les boucles d'hystérésis simulées s'écartent de celles mesurées lorsque le nombre de cycles augmente. Le durcissement cyclique décrit par les simulations est surestimé. Comme nous l'avons constaté lors du premier cycle, les courbes obtenues à l'aide de la matrice *PSim* présente un durcissement cyclique supérieur aux autres.

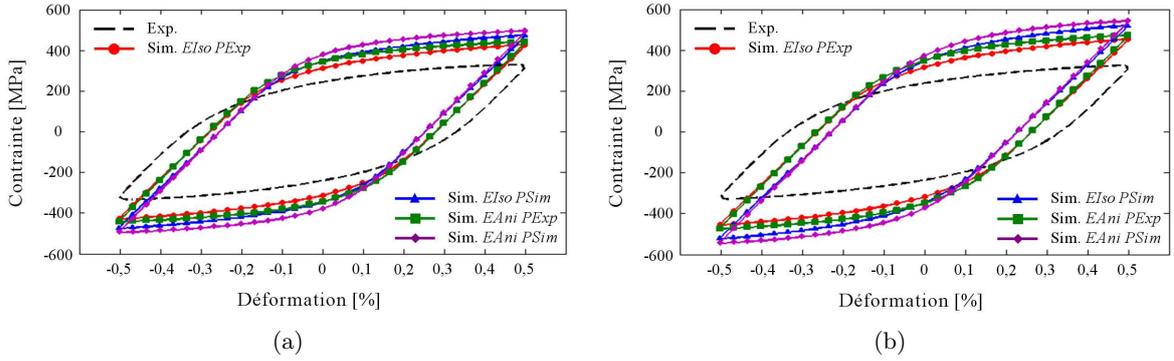


Figure 5.8 – Boucles d'hystérésis associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$: a) cycle 20, b) cycle 50.

La courbe 5.9a décrit l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour les différents jeux de paramètres utilisés. Cette courbe confirme les observations précédentes. Le modèle surestime le durcissement cyclique. L'amplitude des contraintes augmente de manière plus importante lorsque les paramètres *PSim* sont utilisés que lorsque les paramètres *PExp* le sont. Contrairement à ce que l'on observe expérimentalement, elle ne se stabilise pour aucun de ces jeux de paramètres.

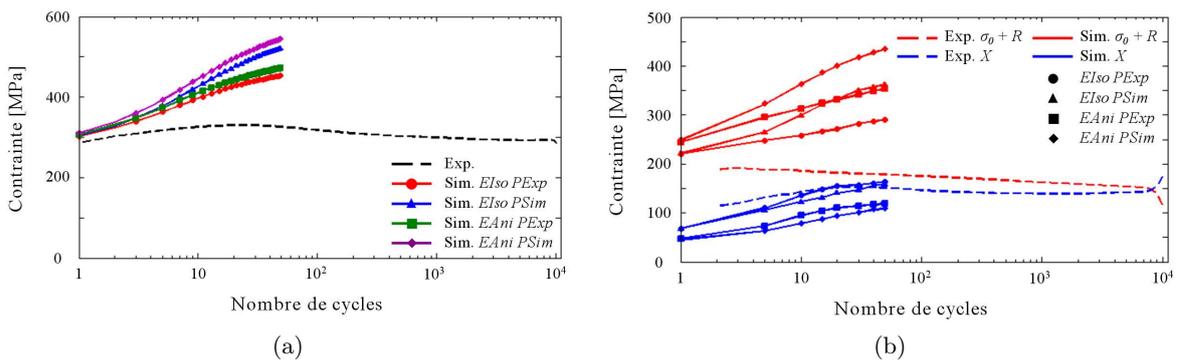


Figure 5.9 – a) Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour les simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombre de cycles d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

L'évolution de la contrainte macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et de la contrainte cinématique X en fonction du nombre de cycles est présentée dans la figure 5.9b.

La contrainte macroscopique effective obtenue par simulation est plus importante que la contrainte déduite des essais. Pour les quatre jeux de paramètres identifiés, elle croît lorsque le nombre de cycles augmente. Expérimentalement, la contrainte macroscopique effective diminue tout au long de l'essai. L'évolution de $\sigma_0 + R$ décrite par le modèle diffère donc de l'évolution réellement observée. Sa valeur au premier cycle dépend des paramètres d'élasticité utilisés. Elle est de 211 MPa pour les simulations *EIso* et de 248 MPa pour les simulations *EAni*. Son évolution est en revanche conditionnée par les matrices d'interaction choisies. La contrainte macroscopique effective évolue de manière identique pour les simulations *PExp* et pour les simulations *PSim*. Elle augmente de façon plus importante lorsque la matrice d'interaction *PSim* est utilisée.

Pour les quatre jeux de paramètres identifiés, la contrainte cinématique déterminée à partir des simulations est non nulle. Ceci montre que l'effet Bauschinger (1886) peut être partiellement décrit à l'aide du modèle local. La contrainte cinématique simulée est inférieure à celle mesurée expérimentalement. Ceci s'explique par le fait que la contrainte cinématique liée à la microstructure de dislocations n'est pas prise en compte. En revanche, les contraintes cinématiques simulée et mesurée expérimentalement suivent la même évolution lorsque le nombre de cycles augmente. Comme pour la contrainte macroscopique effective, ce sont les paramètres d'élasticité utilisés qui influent sur la valeur de X au premier cycle et les matrices d'écrouissage choisies qui conditionnent son évolution. Au cycle 1, X vaut 68 MPa pour les simulations *EIso*, et 45 MPa pour les simulations *EAni*. La contrainte cinématique augmente lorsque le nombre de cycles augmente pour les simulations *PExp* et les simulations *PSim*. Lorsque la matrice d'interaction *PSim* est utilisée, l'augmentation observée est plus importante.

5.2.3.3 Bilan de l'identification des paramètres du modèle local

Quatre jeux de paramètres ont été identifiés pour l'approche locale : le jeu *EIso PExp*, le jeu *EIso PSim*, le jeu *EAni PExp* et le jeu *EAni PSim*. Ces derniers se différencient selon qu'ils fassent intervenir une matrice d'élasticité isotrope *EIso* ou anisotrope *EAni* et une matrice d'interaction dont les coefficients ont été caractérisés expérimentalement *PExp* ou par l'intermédiaire de simulations DDD *PSim*.

Pour les trajets de chargement monotone, l'identification des paramètres de la phase austénitique donne de bons résultats. Les quatre jeux de paramètres déterminés permettent une description très satisfaisante du comportement macroscopique de l'acier AISI 316LN :

- Quels que soient les paramètres mis en œuvre, la courbe de traction utilisée pour l'identification des paramètres K et y_c est bien reproduite. Le jeu *EIso PExp* décrit le mieux le comportement élastique, l'entrée en plasticité et les interactions entre les densités de dislocations du matériau étudié.
- La courbe correspondant à l'essai piloté à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ est néanmoins mieux reproduite lorsque les paramètres *EAni* sont utilisés. Ces derniers offrent une meilleure prise en compte du changement de la vitesse de déformation.
- Le modèle local n'est pas capable de décrire l'effet de taille de grains.

Pour les trajets de chargement cyclique, les résultats sont moins probants :

- Les boucles d'hystérésis simulées du cycle 1 correspondent à celles déterminées expéri-

mentalement.

- Le modèle surestime le durcissement cyclique quel que soit le jeu de paramètres mis en œuvre. L’amplitude des contraintes augmente lors des 50 cycles de simulation et ne semble pas se stabiliser comme lors des essais.
- Les courbes d’évolution de l’amplitude des contraintes obtenues pour les simulations réalisées à l’aide des paramètres *PSim* exhibent un durcissement cyclique moins important que les autres.
- La contrainte macroscopique effective observée lors des simulations est surestimée et son évolution ne suit pas celle observée expérimentalement.
- La contrainte cinématique observée lors des simulations est non nulle, traduisant ainsi la capacité du modèle local à décrire l’effet Bauschinger (1886) (cette description reste néanmoins imparfaite). X est sous-estimée mais suit l’évolution observée expérimentalement.
- La valeur au cycle 1 des deux composantes de la contrainte dépend de la matrice d’élasticité utilisée et leur évolution de la matrice d’interaction mise en œuvre.
- Les paramètres *PExp* conduisent de manière générale à une meilleure description du comportement cyclique de l’acier AISI 316LN.

Dans la suite de nos travaux (chapitre 6), nous utiliserons les paramètres *EAni PSim* comme paramètres de la phase austénitique pour le modèle local. Bien que les performances de ces paramètres en terme de comportement macroscopique soit en dessous de celles des autres jeux identifiés, il nous a semblé intéressant de traiter le cas de l’anisotropie élastique et de tester la matrice d’interaction proposée par les récents travaux menés en DDD. Afin de simplifier les notations utilisées, ce jeu de paramètres sera à présent désigné par la lettre L (pour local).

5.2.4 Identification des paramètres matériau pour l’approche non locale

Dans cette partie, nous présenterons comment les paramètres de la phase austénitique ont été déterminés pour le modèle non local. Les résultats de cette identification en terme de comportement macroscopique y seront également détaillés. L’objectif est de pouvoir apprécier les apports du modèle non local par rapport au modèle local.

5.2.4.1 Paramètres du modèle non local pour les trajets de chargement monotone

Les paramètres déterminés pour le modèle non local font uniquement intervenir la matrice d’élasticité *EAni* et la matrice d’interaction *PSim*. Ces paramètres seront notés dans la suite de ce manuscrit NL (pour non local).

Dans le modèle non local, la prise en compte des dislocations géométriquement nécessaires (GND) passe par l’ajout d’un terme supplémentaire dans la loi d’évolution des densités de dislocations. L’évolution de la densité de dislocations totale est conditionnée par un terme de production de GND, un terme de production de dislocations statistiquement stockées et un terme traduisant l’annihilation de dislocations.

La loi d’évolution des densités de dislocations étant ainsi modifiée, il s’avère donc nécessaire d’identifier pour le modèle non local le paramètre k_0 qui conditionne la quantité de GND produite. Par rapport au modèle local, les paramètres K et y_c doivent être ajustés afin de tenir

compte des GND. Les autres paramètres n'ont, quant à eux, pas lieu d'être réidentifiés.

En résumé, C_{11}^e , C_{12}^e , C_{44}^e , a^{su} , τ_0 , ρ_0^s , $\dot{\gamma}_0$ et n sont fixés et seront repris du jeu de paramètres L . k_0 , K et y_c doivent, par contre, être déterminés par méthode inverse. Si k_0 peut être relié au libre parcours moyen des GND, ce paramètre n'a pourtant pas de réel sens physique et ne peut être mesuré expérimentalement. Nous avons donc choisi, pour l'identification, de le laisser libre. Notre modèle intégrant les GND de la même manière que celui proposé par Acharya and Beaudoin (2000), la valeur initiale que nous nous sommes donnée pour k_0 est celle identifiée par ces auteurs au cours de leur travaux sur la modélisation de l'effet de taille de grains dans le nickel, soit 20, 2. En ce qui concerne K et y_c , nous reprendrons les bornes que nous avons fixées lors de l'identification des paramètres du modèle local, à savoir 0 et 119, et 1, 27 et 10, 16 nm. Nous reprendrons également les mêmes valeurs initiales, soit 7 et 8, 25 nm.

Les dislocations géométriquement nécessaires traduisent en théorie les incompatibilités de la déformation liées à la courbure du réseau cristallin. Cette courbure se manifeste au niveau intra et intergranulaire. En ce qui concerne les incompatibilités intragranulaire, nous ne pensons pas être à la bonne échelle pour pouvoir en rendre compte. En revanche, la quantité de GND produite au niveau des joints de grains par le modèle non local, quantité liée à l'incompatibilité intergranulaire, doit permettre la description du durcissement lié à la réduction de la taille de grains. L'identification des paramètres k_0 , K et y_c a donc été réalisée à partir des trois courbes de contrainte/déformation rationnelles correspondant aux courbes d'essais de traction réalisés sur l'acier AISI 316LN pour trois tailles de grains différentes :

- 26 μm (taille de grains initiale),
- 17 μm (taille de grains après traitement d'écroutissage-recristallisation à 25 % de déformation),
- 13 μm (taille de grains après traitement d'écroutissage-recristallisation à 50 % de déformation).

Ces essais ont été effectués à une vitesse de déformation imposée de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et sont présentés dans le chapitre 2. 25 points de mesures ont été comparés entre 0 et 15 % de déformation rationnelle. Le nombre d'itérations maximal a été fixé dans SiDoLoTM à 50.

Les paramètres NL (k_0 , K et y_c) que nous avons déterminés sont présentés dans le tableau 5.9. Les coefficients de la matrice d'élasticité $EAni$, ceux de la matrice d'interaction $PSim$ et les autres paramètres repris du jeu de paramètres L ($EAni$ $PSim$) sont donnés dans la partie 5.2.3.1.

Tableau 5.9 – Paramètres matériaux NL (k_0 , K et y_c) de la phase austénitique pour le modèle non local.

k_0 [-]	K [-]	y_c [m]
8, 25	47, 00	$4, 45 \times 10^{-9}$

5.2.4.2 Résultats de l'identification des paramètres du modèle non local pour des trajets de chargement monotone

L'identification du jeu de paramètres non local NL de la phase austénitique a été évaluée et validée sur la base de courbes macroscopiques obtenues via différentes simulations de traction. Ces courbes ont été comparées avec des courbes mesurées expérimentalement et les courbes obtenues à l'aide du jeu de paramètres local L .

Évaluation des paramètres identifiés

Pour l'évaluation des paramètres identifiés, les courbes analysées proviennent des simulations utilisées pour l'identification des paramètres NL (k_0 , K et y_c) à savoir : les trois simulations de traction effectuées pour des tailles de grains de $26 \mu\text{m}$ (taille de grains initiale), $17 \mu\text{m}$ et $13 \mu\text{m}$ (vitesse de déformation imposée : $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). Les courbes comparées aux mesures expérimentales sont les suivantes :

- les courbes de contrainte/déformation rationnelles,
- les courbes d'écrouissage ($\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$),
- la courbe décrivant l'évolution du coefficient de Poisson apparent ν_{ap} pour une taille de grains de $26 \mu\text{m}$.

Rappelons que ces courbes sont issus des essais présentés dans le chapitre 2.

Les courbes de contrainte/déformation et les courbes d'écrouissage associées aux essais utilisés pour l'identification des paramètres NL sont présentés sur la figure 5.10. De manière générale, l'identification par méthode inverse donne de bons résultats et le modèle non local permet la description de l'effet de taille de grains.

L'analyse des courbes de contrainte/déformation comme celles des courbes d'écrouissage révèle que l'effet de taille de grains est moins bien reproduit lorsque le niveau de déformation appliqué est faible. Ce phénomène est particulièrement observable sur les courbes obtenues pour $d = 17 \mu\text{m}$ et $d = 13 \mu\text{m}$. En dessous de 2 % de déformation, ces courbes sont quasiment identiques à celle obtenue pour $d = 26 \mu\text{m}$. L'incompatibilité de déformation ne suffit pas à générer suffisamment de GND pour décrire le durcissement lié à la réduction de la taille de grains avec les paramètres NL identifiés. En revanche lorsque le niveau de déformation est suffisant, les courbes de contrainte/déformation simulées rejoignent les courbes d'essais et les courbes d'écrouissage se superposent aux courbes d'écrouissage expérimentales.

Comme le jeu de paramètres L , le jeu de paramètres NL a quelques difficultés à décrire convenablement le comportement élastique et l'entrée en plasticité de l'acier AISI 316LN.

La figure 5.11a décrit l'évolution du coefficient de Poisson apparent lors de la simulation de l'essai de traction piloté à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour $d = 26 \mu\text{m}$. La correspondance entre simulations et expérience est relativement bonne. La courbe obtenue à l'aide du jeu de paramètres NL se superpose à celle obtenue à l'aide du jeu L . La stabilisation de ν_{ap} est plus lente dans le cas des simulations. Dans le domaine élastique, la valeur du coefficient de Poisson apparent est sous-estimée (0,2673 au lieu de 0,28).

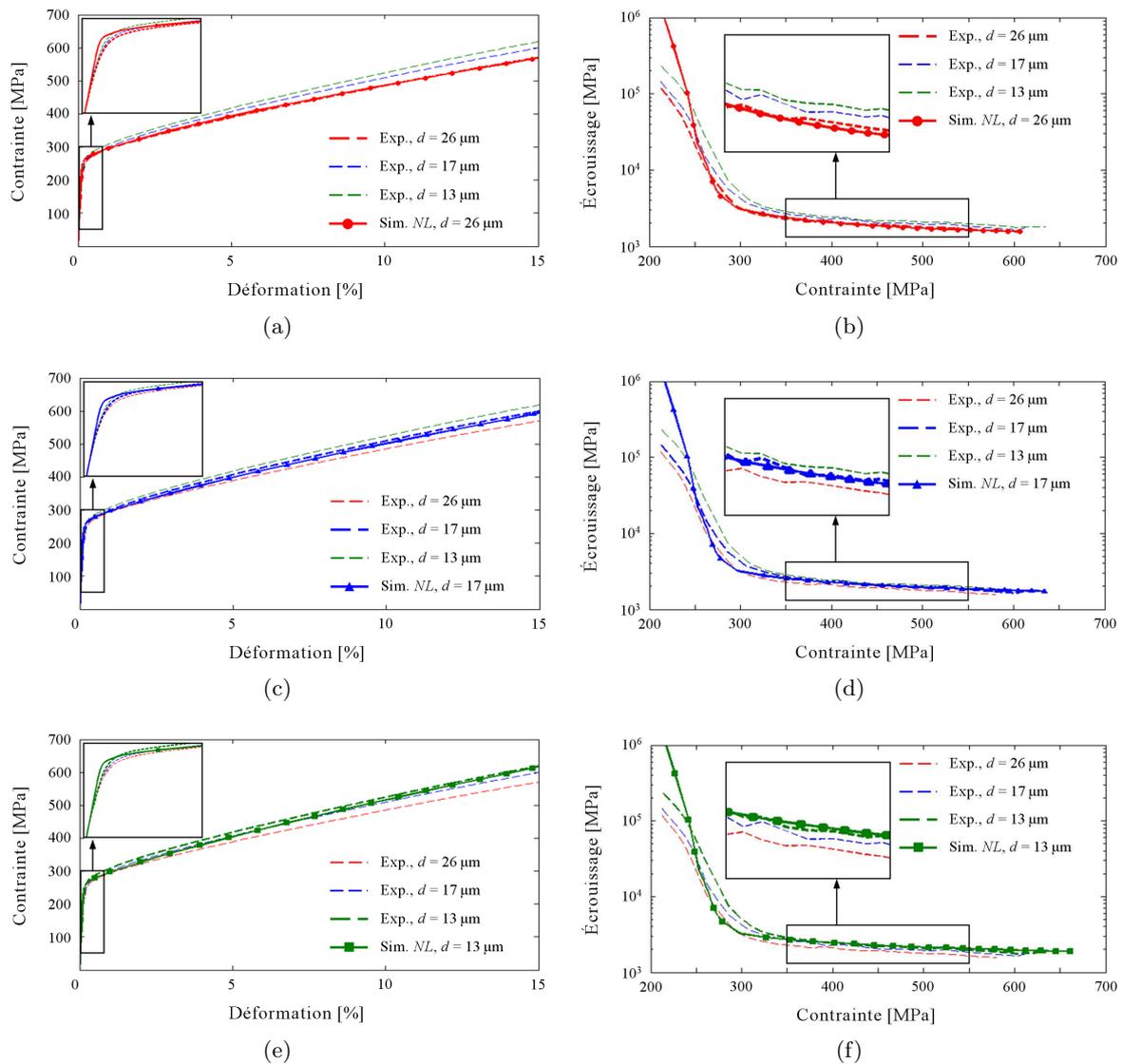


Figure 5.10 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles et courbes d’écrouissage associées aux simulations des essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles de grains : a) courbe de contrainte/déformation pour la simulation $d = 26 \mu\text{m}$, b) courbe d’écrouissage pour la simulation avec $d = 26 \mu\text{m}$, c) courbe de contrainte/déformation pour la simulation avec $d = 17 \mu\text{m}$, d) courbe d’écrouissage pour la simulation avec $d = 17 \mu\text{m}$, e) courbe de contrainte/déformation pour la simulation avec $d = 13 \mu\text{m}$, f) courbe d’écrouissage pour la simulation avec $d = 13 \mu\text{m}$,

Validation des paramètres identifiés

Pour la validation des paramètres identifiés, une simulation de traction a été réalisée pour une taille de grains de $26 \mu\text{m}$ à une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. La courbe de contrainte/déformation rationnelles a été analysée et comparée aux mesures expérimentales (données provenant des essais présentés dans le chapitre 2).

La figure 5.11b présente la courbe de contrainte/déformation obtenue à partir de la simulation de l'essai de traction pilotée à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour $d = 26 \mu\text{m}$. La sensibilité à la vitesse de déformation du modèle non local est bonne et identique à celle du modèle local. Les contraintes sont légèrement sous-estimées entre 0 et 5 % et légèrement surestimées entre 10 et 15 %.

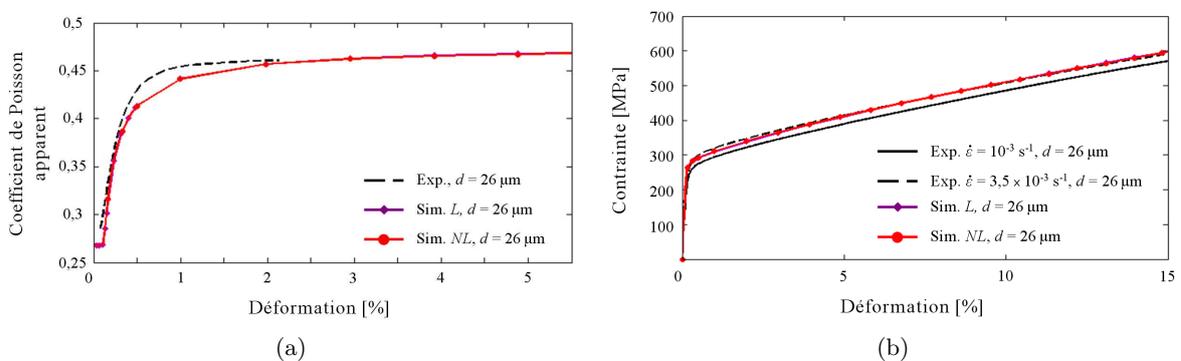


Figure 5.11 – a) Courbe d'évolution du coefficient de Poisson apparent ν_{ap} associée à la simulation de l'essai de traction pilotée à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour $d = 26 \mu\text{m}$. b) Courbe de contrainte/déformation rationnelles associée à la simulations l'essai de traction pilotée à $\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour $d = 26 \mu\text{m}$.

Description de l'effet de taille de grains

Afin d'étudier plus précisément la capacité du modèle non local à décrire l'effet de taille de grains, des simulation de traction ont été effectuées pour des tailles de grains de 5, 10, 20, 50, 100, 200 et $500 \mu\text{m}$ à une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Nous nous sommes concentrés sur l'analyse :

- des courbes de contrainte/déformation rationnelles,
- de la courbe décrivant l'évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la grandeur $1/\sqrt{d}$ (d : taille de grains) pour différents niveaux de déformation (0, 2, ,1, 2, 5, 10 et 15 %),
- des courbes décrivant l'évolution en fonction de la déformation imposée des coefficients σ_0 et k_0 de la loi de Hall (1951) - Petch (1953).

Ces différentes courbes ont été comparée à celle déterminée expérimentalement dans le chapitre 2.

Les courbes de contrainte/déformation pour les simulations d'essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour des tailles de grains de 5, 10, 20, 50, 100, 200 et $500 \mu\text{m}$ sont données dans la figure 5.12a. L'évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains ($1/\sqrt{d}$) pour différents niveaux de déformation est décrite sur la figure 5.12b. L'évolution des coefficients σ_0

et k_0 de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) en fonction de la déformation est présentée dans la figure 5.13.

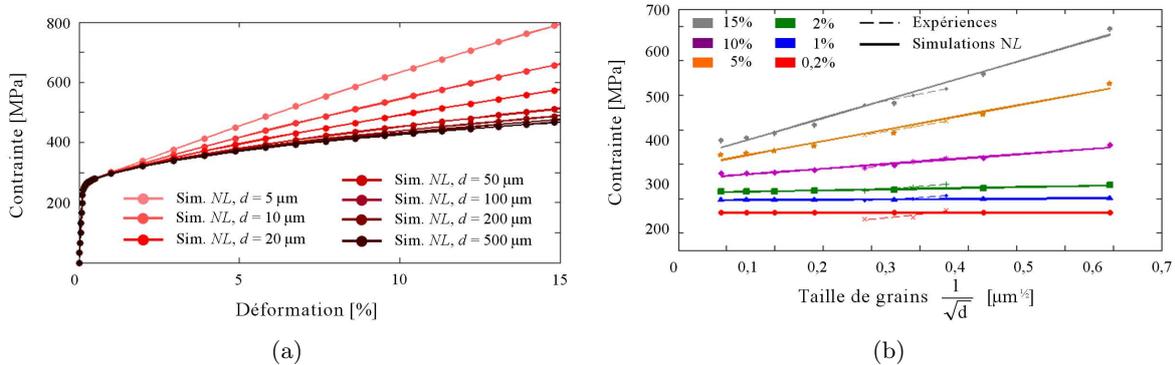


Figure 5.12 – a) Courbe de contrainte/déformation rationnelle associées aux simulations d’essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour des tailles de grains de 5, 10, 20, 50, 100, 200 et 500 μm . b) Évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains pour différents niveaux de déformation.

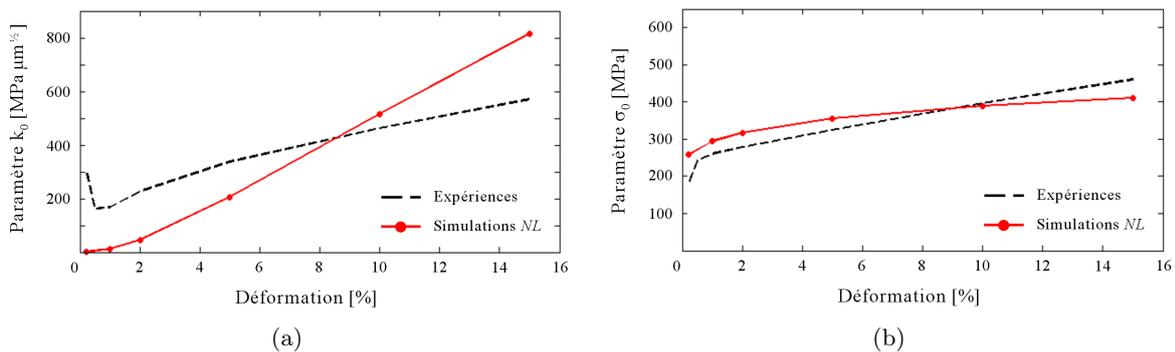


Figure 5.13 – Courbes d’évolution des paramètres de la loi de Hall (1951) - Petch (1953) en fonction de la déformation : a) σ_0 , b) k_0 .

Les courbes de contrainte/déformation obtenues à partir de ces simulations confirment la capacité du modèle non local à décrire l’effet de taille de grains. Mais comme le suggèrent nos précédentes observations, cet effet n’est pas convenablement décrit pour de faibles niveaux de déformation. En effet, nous pouvons constater que les courbes se superposent toutes lorsque le niveau de déformation est inférieur à 2 %.

La courbe d’évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains confirme d’ailleurs cette tendance. Les pentes observées pour les niveaux de déformation de 0, 2, 1 et 2 % sont extrêmement faibles et inférieures aux pentes expérimentales. Nous pouvons également constater que la pente associée au niveau de déformation de 15 % est plus importante que la pente expérimentale.

L’évolution du paramètre σ_0 associé aux simulations est relativement similaire à celle identifiée lors des essais. Il n’en est pas de même pour le paramètre k_0 . En effet, ce dernier prend des valeurs nettement inférieures aux valeurs expérimentales lorsque les déformations sont faibles

(< 5 %) et des valeurs nettement supérieures aux valeurs expérimentales lorsque les déformations sont importantes (> 12 %). Ceci rejoint les observations faites à partir de la courbe d'évolution de la contrainte rationnelle en fonction de la taille de grains. Le durcissement lié à la réduction de la taille de grains est sous-estimé par le modèle non local pour de petits niveaux de déformation imposée et surestimé lorsque le niveau de déformation imposée devient important.

Bilan de l'identification des paramètres du modèle non local pour des trajets de chargement monotone

Pour une taille de grain fixée (26 μm), les modèles local et non local décrivent de manière équivalente le comportement mécanique de l'acier AISI 316LN. En revanche, par rapport au modèle local, le modèle non local permet la prise en compte de l'effet de taille de grains :

- Cet effet est sous-estimé lorsque le niveau de déformation est faible et même inexistant lorsque les déformations sont inférieures à 2 %. Ce n'est qu'à partir de ce seuil que l'incompatibilité de la déformation est suffisante pour générer des GND avec le jeu de paramètres NL que nous avons identifié.
- Pour des niveaux de déformation supérieurs à 12 % le durcissement lié à la réduction de la taille de grain est légèrement surestimé.

La mauvaise prise en compte de l'effet de taille de grains pour de faibles niveaux de déformation peut être liée :

- d'une part, aux hypothèses que nous avons posées,
- d'autre part, à la manière dont nous calculons le gradient spatial $rot(\overline{F^e})$ nécessaire à l'évaluation de la densité de GND produite par l'incompatibilité de la déformation.

L'hypothèse des petites déformations élastiques et des grandes rotations du réseau cristallin nous conduit à négliger la dilatation élastique. Les GND ne sont alors produites qu'à partir des rotations de réseau, rotations qui ne se font sentir qu'à partir d'un certain seuil de déformation.

Le choix de réaliser le calcul du gradient spatial de manière interne à un élément peut conduire à négliger, totalement ou en partie, l'influence des éléments voisins. L'incompatibilité due au changement d'orientation cristalline d'un élément à l'autre et donc d'un grain à l'autre pourrait donc ne pas être prise en compte et pourrait, par exemple, expliquer le fait que la limite d'élasticité à proprement dite n'évolue pas lorsque la taille de grains change.

5.2.4.3 Paramètres du modèle non local pour les trajets de chargement cyclique

Les paramètres NL que nous venons d'identifier ne permettent pas la prise en compte de l'effet de taille de grains pour des niveaux de déformation inférieurs à 2 %. Or les amplitudes de déformation imposée lors d'essais de fatigue oligocyclique sont en général inférieures à ce niveau. Pour la réalisation de trajets de chargement cyclique avec le modèle non local, nous avons donc choisi d'identifier de nouveaux paramètres capables cette fois-ci de décrire le durcissement lié à l'effet de taille de grains pour de faibles niveaux de déformation.

Ces nouveaux ont été obtenus en identifiant à nouveau les paramètres k_0 , K et y_c par méthode inverse. Les trois courbes ayant servi à la précédente identification ont été réutilisées.

Les comparaisons simulation/expérience réalisées par SiDoLoTM n'ont été effectuées que sur le premier pourcent de déformation. Les bornes et les valeurs initiales des paramètres ont été conservées. 25 points de mesures ont été comparés entre 0 et 1 % et le nombre maximal d'itérations a été fixé dans SiDoLoTM à 50.

Les paramètres NL (k_0 , K et y_c) que nous avons ainsi déterminés pour les trajets de chargement cyclique sont présentés dans le tableau 5.10. Notons que la valeur du nouveau paramètre non local k_0 (150) est plus importante à celle du paramètre précédemment identifié (8, 25).

Tableau 5.10 – Paramètres matériaux NL (k_0 , K et y_c) de la phase austénitique pour les trajets de chargement cyclique.

k_0 [-]	K [-]	y_c [m]
150	88,00	$9,14 \times 10^{-9}$

5.2.4.4 Résultats de l'identification des paramètres du modèle non local pour les trajets de chargement cyclique

L'identification des nouveaux paramètres NL a été évaluée comme les précédentes identifications sur la base de courbes macroscopiques obtenues par simulations à celles mesurées expérimentalement.

Évaluation des paramètres identifiés

L'évaluation s'est faite à partir de simulations d'essais de traction. Ces essais correspondent aux essais de traction réalisés pour différentes tailles de grains, ceux-même utilisés pour l'identification (trois tailles de grains : 26 μm , 17 μm et 13 μm ; vitesse de déformation imposée : $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). Les courbes de contrainte/déformation rationnelles simulées ont été comparées aux courbes expérimentales, courbes présentées dans le chapitre 2.

Les courbes de contrainte/déformation issues des simulations de traction pour trois tailles de grains différentes sont présentées sur la figure 5.14. La figure 5.14a décrit ces courbes entre 0 et 1 % de déformation, plage utilisée pour la comparaison des données simulées et des données expérimentales dans SiDoLoTM. La figure 5.14b décrit ces courbes entre 0 et 15 % de déformation.

À 1 % de déformation, les contraintes obtenues lors des simulations pour les trois tailles de grains correspondent à celles mesurées expérimentalement. L'effet de taille de grains est, par contre, plus difficilement décrit lorsque le niveau de déformation est inférieur à cette valeur. La limite d'élasticité reste, par exemple, identique pour les trois simulations réalisées. Le nouveau jeu de paramètres identifié permet une meilleure prise en compte de l'effet de taille de grains pour de faibles niveaux de déformation. Mais l'augmentation de k_0 et donc celle de la quantité de GND produite lors de la déformation ne suffit pas à décrire le durcissement lié à la réduction de la taille de grains lorsque les déformations sont trop faibles.

Au-delà de 2 % de déformation, les contraintes obtenues par simulation augmentent de manière importante et le comportement macroscopique simulé ne correspond rapidement plus au comportement macroscopique de l'acier AISI 316LN. À partir de ce seuil, les effets dus à la rotation du réseau cristallin deviennent conséquents et l'augmentation de la valeur de k_0 conduit alors à une augmentation brutale de l'érouissage.

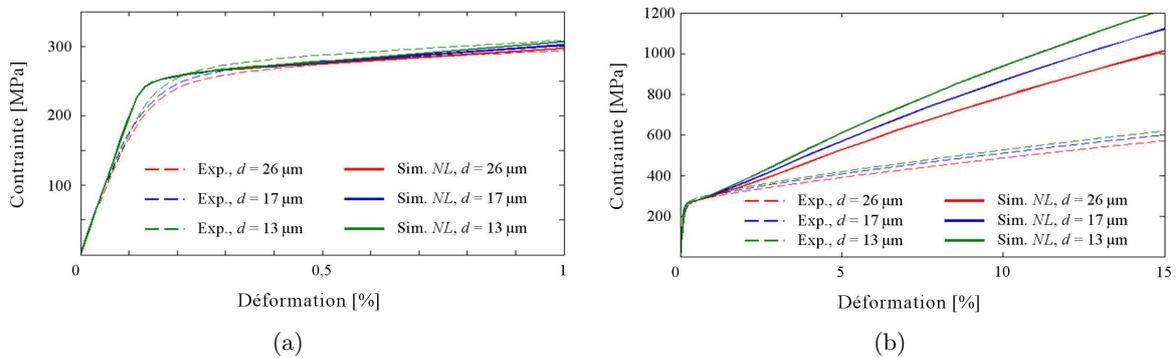


Figure 5.14 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles associées aux simulations des essais de traction pilotés à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour différentes tailles de grains : a) Zone d'identification ($0\% < \epsilon < 1\%$), b) Simulation jusqu'à 15 % de déformation.

Validation des paramètres identifiés

La validation des paramètres identifiés a été effectuée en réalisant des simulations de 50 cycles de fatigue menés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. La vitesse de déformation imposée est de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les courbes simulées comparées aux courbes expérimentales, courbes présentées dans le chapitre 3, sont les suivantes :

- les boucles d'hystérésis,
- les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ en fonction du nombre de cycles N ,
- les courbes d'évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction du nombre de cycles N .

Les résultats obtenus pour les deux niveaux de déformation appliquée étant similaires, nous présenterons dans cette partie uniquement ceux relatifs aux simulations menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Ceux relatifs aux simulations menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ figurent dans l'annexe D.

Les boucles d'hystérésis des cycles 1, 10, 20 et 50 associées à la simulation et à l'essai de fatigue mené $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ sont présentées dans la figure 5.15. Dans l'ensemble, la correspondance simulation/expérience est plutôt satisfaisante. Le modèle non local décrit, d'ailleurs, plus fidèlement le durcissement cyclique de l'acier AISI 316LN que le modèle local.

La figure 5.16a décrit l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour la simulation de l'essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Le durcissement cyclique reproduit par le modèle non local est plus faible que celui observé expérimentalement lors des 20 premiers cycles. Il est en revanche plus important lors des cycles suivants et l'amplitude des contraintes semble ne pas tendre à se stabiliser. Malgré ces insuffisances, le modèle non local

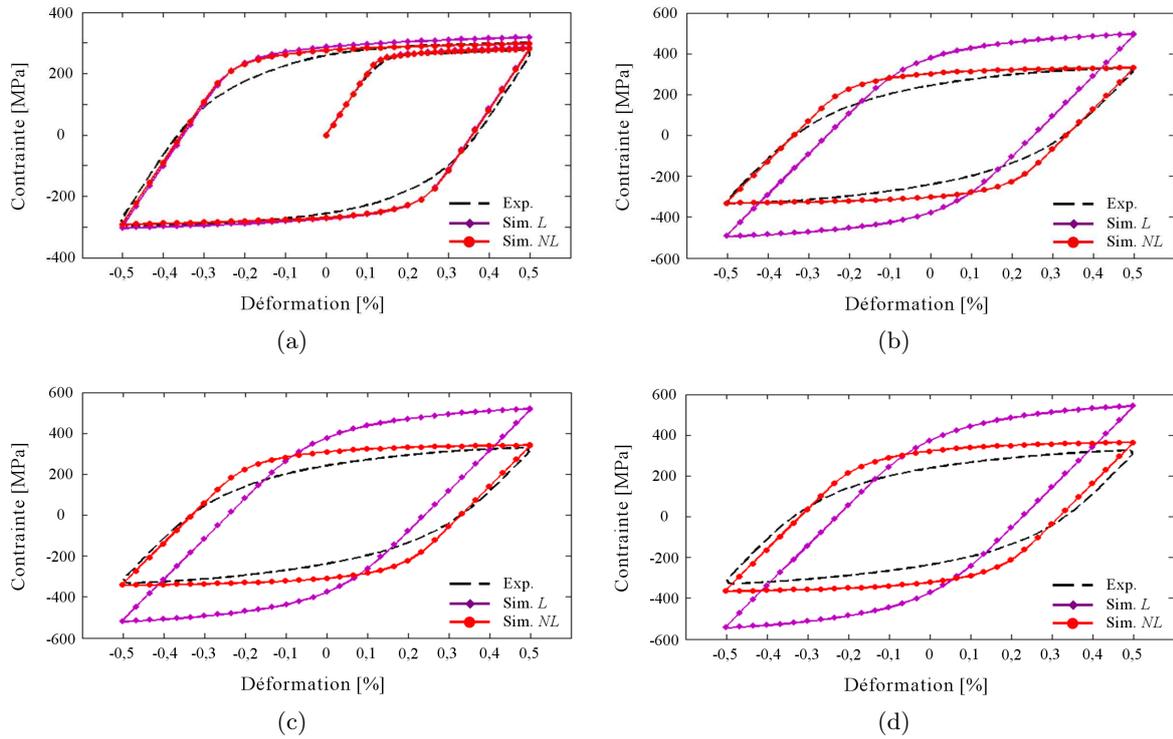


Figure 5.15 – Boucles d’hystérésis associées aux simulations d’un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$: a) cycle 1, b) cycle 10, b) cycle 20, b) cycle 50.

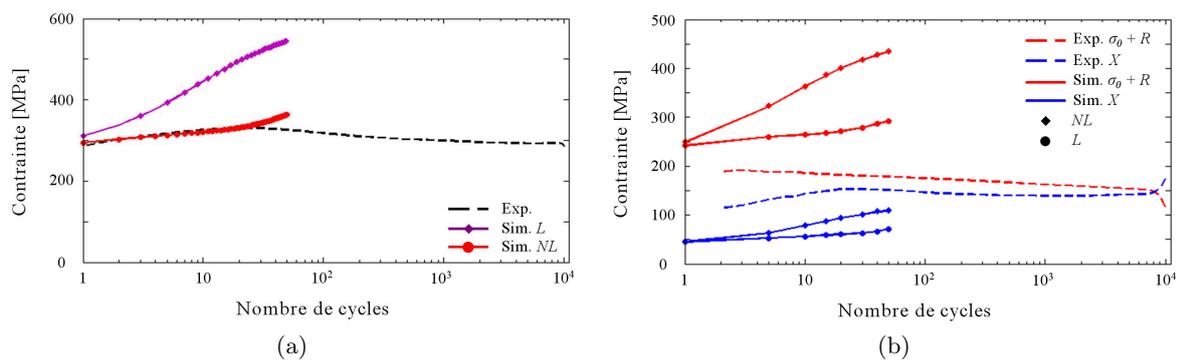


Figure 5.16 – a) Évolution de l’amplitude des contraintes en fonction du nombres de cycles pour les simulations d’un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombres de cycles d’un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

donne une meilleure description du comportement cyclique de l'acier AISI 316LN que le modèle local.

L'évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction nombre de cycles est présentée dans la figure 5.16b.

La contrainte macroscopique effective obtenue à partir du modèle non local est supérieure à celle de l'essai. Comme lors des simulations réalisées avec le modèle local, elle croît lorsque le nombre de cycles augmente et ne décrit donc pas l'évolution observée expérimentalement. Les valeurs de $\sigma_0 + R$ au cycle 1 sont identiques pour les modèles local et non local. Elles augmentent de manière moins importante pour le modèle local que pour le modèle non local.

La contrainte cinématique obtenue à partir du modèle non local est non nulle. Comme le modèle local, le modèle non local semble donc être en mesure de reproduire en partie l'effet Bauschinger (1886). La contrainte cinématique simulée est inférieure à la contrainte cinématique expérimentale mais suit la même évolution lorsque le nombre de cycles augmente. Elle croît durant les 50 premiers cycles. Les valeurs de X au cycle 1 sont identiques pour les modèles local et non local. Elles augmentent de manière moins importante pour le modèle non local que pour le modèle local.

Bilan de l'identification des paramètres du modèle non local pour des trajets de chargement cyclique

Les nouveaux paramètres NL identifiés pour la réalisation de simulations de trajets de chargement cyclique permet une meilleure prise en compte de l'effet de taille de grains pour les faibles niveaux de déformation :

- Par rapport au premier jeu de paramètres NL , le durcissement lié à la réduction de la taille de grains est mieux décrit pour des niveaux de déformation inférieurs à 1 %.
- L'augmentation de la quantité de GND produite n'est néanmoins pas suffisante pour reproduire convenablement ce durcissement lorsque le niveau de déformation est trop faible.
- Pour des niveaux de déformation supérieurs à 2 %, seuil à partir duquel les incompatibilités dues aux rotations de réseau deviennent importantes, la quantité de GND générée est trop importante et conduit à une surestimation de l'écrouissage.

La comparaison simulation/expérience en fatigue montre que le modèle non local donne une description plus fidèle du comportement cyclique de l'acier AISI 316LN que le modèle local. Les points suivants résument les principales observations réalisées lors de la comparaison des résultats obtenus en fatigue avec les modèles local et non local :

- Les deux modèles reproduisent de manière équivalente le premier cycle.
- Le durcissement cyclique obtenu à l'aide du modèle non local n'est pas surestimé et correspond à celui observé expérimentalement. En revanche, l'amplitude des contraintes simulées ne tend pas à se stabiliser comme lors de l'essai.
- La contrainte macroscopique effective obtenue à l'aide du modèle non local est surestimée et son évolution ne correspond pas à celle observée expérimentalement. Elle est néanmoins inférieure à celle obtenue à l'aide du modèle local.
- La contrainte cinématique obtenue à l'aide du modèle non local est non nulle, traduisant ainsi la capacité de ce modèle à décrire l'effet Bauschinger (1886) (cette description reste

néanmoins imparfaite). Elle est sous-estimée mais suit l'évolution observée expérimentalement. Elle est inférieure à celle obtenue à l'aide du modèle local.

5.2.4.5 Bilan de l'identification des paramètres du modèle non local

Pour le modèle non local, deux jeux de paramètres ont été identifiés : l'un pour la réalisation de trajets de chargement monotone (pour de forts niveaux de déformation imposée, $> 10\%$) et l'autre pour la réalisation de trajets de chargement cyclique. Les différentes simulations effectuées ont montré que le modèle non local est, à la différence du modèle local, capable de rendre compte de l'effet de taille de grains.

Le premier jeu de paramètres décrit de manière satisfaisant le durcissement lié à la réduction de la taille de grains lorsque le niveau de déformation est important. Lorsque le niveau de déformation est faible, inférieur à 2% , les effets dues aux rotations du réseau cristallin sont, par contre, trop faibles pour que ce durcissement soit correctement reproduit. Pour une taille de grains fixée, le comportement mécanique de l'acier AISI 316LN est décrit de manière équivalente par les modèles local et non local.

Pour le second jeu de paramètres, le coefficient non local k_0 identifié est plus important que celui du premier jeu de paramètres. L'augmentation de la quantité de GND produite permet ainsi une meilleure description de l'effet de taille de grains pour les faibles niveaux de déformations. Ce jeu de paramètres est donc particulièrement bien adapté aux simulations de fatigue. À l'aide de ce jeu de paramètres, le modèle non local décrit de manière plus fidèle le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN que le modèle local. Néanmoins lorsque ce jeu est utilisé pour la réalisation de trajets de chargement monotones, il conduit à une surestimation de l'érouissage à partir de 2% de déformation, seuil à partir duquel les incompatibilités dues aux rotations du réseau cristallin deviennent importantes.

Dans la suite de nos travaux, nous utiliserons pour les simulations réalisées à l'aide du modèle non local le premier jeu de paramètres pour la réalisation de trajets de chargement monotone et le second jeu de paramètres pour la réalisation de trajets de chargement cyclique.

CONCLUSION

Pour l'étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN, un nouveau modèle de plasticité cristalline a été proposé. Il intègre des dislocations géométriquement nécessaires (Geometrically Necessary Dislocations), ces dislocations ayant pour but d'améliorer le traitement des incompatibilités de la déformation.

Ce modèle a été développé à partir du modèle monocristallin de Teodosiu et al. (1993) et implémenté dans les codes de calcul éléments finis AbaqusTM et Cast3mTM par l'intermédiaire d'un schéma d'intégration implicite. Son écriture s'est basée sur les hypothèses formulées par Peirce et al. (1983), Tabourot (1992) et Teodosiu et al. (1993), à savoir celles des petites déformations élastiques et des grandes rotations du réseau cristallin. La prise en compte des GND s'inspire des travaux d'Acharya and Bassani (2000) et d'Acharya and Beaudoïn (2000). Ces dislocations sont obtenues à partir du gradient spatial de la rotation élastique. Le calcul du gradient est réalisé de manière explicite à la fin de chaque pas de temps pour le pas de temps suivant. Il est interne à chaque élément.

Afin d'apprécier les apports qu'offrent la prise en compte des GND, nous avons choisi d'utiliser le modèle de Teodosiu et al. (1993), noté modèle local, et le nouveau modèle que nous proposons, noté modèle non local, pour la réalisation de nos simulations.

Des paramètres matériau ont été déterminés pour ces deux modèles. Certains ont été directement fixés à partir de données bibliographiques, d'essais mécaniques ou encore d'observations. Les autres ont été identifiés par méthode inverse à l'aide d'un couplage réalisé entre le logiciel d'identification SiDoLoTM et le code de calcul AbaqusTM. Cette identification a été réalisée à partir de courbes macroscopiques provenant d'essais de traction. Les paramètres déterminés n'ont pas été ajustés de manière à décrire le cycle stabilisé, le but étant de pouvoir apprécier la capacité des modèles à décrire le comportement monotone et cyclique (au cours des premiers cycles de fatigue) de l'acier AISI 316LN.

Pour le modèle local, quatre jeux de paramètres ont été identifiés. Ces derniers se différencient selon qu'ils fassent ou non intervenir :

- des matrices d'élasticité isotrope (E_{Iso}) ou anisotrope (E_{Ani}),*
- des matrices d'interaction déterminées sur la base des travaux expérimentaux de Franciosi (1984) (P_{Exp}) ou des récents travaux de simulations réalisés en Dynamique de Dislocations Discrètes (P_{Sim}).*

Des simulations de trajets de chargement monotone et cyclique ont été réalisées à l'aide de ces différents jeux de paramètres. Leur capacité à rendre compte du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN a été évaluée en comparant les courbes macroscopiques simulées aux courbes expérimentales des essais présentés dans les chapitres 2 et 3.

Pour une taille de grains fixée, le comportement du matériau étudié est bien reproduit lors des simulations de traction réalisées. En revanche, le modèle local ne rend pas compte de l'effet de taille de grains.

Le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN n'est qu'approximativement décrit. Le durcissement cyclique est largement surestimé et après 50 cycles de fatigue l'amplitude des contraintes ne semble pas se stabiliser. Lors des simulations de fatigue, le contrainte macroscopique

pique effective $\sigma_0 + R$ et la contrainte cinématique X ont été déterminées. $\sigma_0 + R$ est surestimée et ne suit pas l'évolution observée expérimentalement. La contrainte X est non nulle, traduisant ainsi la capacité du modèle local à décrire l'effet Bauschinger (1886) mais cette composante est sous-estimée bien que suivant l'évolution observée expérimentalement.

Le comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN est, de manière générale, mieux décrit par le jeu de paramètres $E_{Iso} P_{Exp}$. Pour la suite de nos travaux, nous utiliserons les paramètres $E_{Ani} P_{Sim}$ comme paramètres du modèle local. Bien que les performances de ces paramètres en terme de comportement macroscopique soient en dessous de celles des autres jeux identifiés, il nous a semblé intéressant de traiter le cas de l'anisotropie élastique et de tester la matrice d'interaction proposée par les récents travaux menés en DDD.

Pour le modèle non local, deux jeux de paramètres ont été identifiés. Ces derniers font intervenir la matrice d'élasticité E_{Ani} et la matrice d'interaction P_{Sim} .

Le premier jeu de paramètres nous a permis de montrer que le modèle permet de reproduire l'effet de taille de grains. Cet effet n'est bien décrit qu'à partir d'un certain niveau de déformation. Lorsque ce dernier est inférieur à 2 %, le durcissement lié à la réduction de la taille de grains n'est pas reproduit, les effets dus aux rotations du réseau cristallin n'étant pas assez importants pour générer suffisamment de GND. Ce phénomène est lié aux hypothèses que nous avons posées et à la manière dont nous calculons le gradient spatial à partir duquel sont exprimées les GND.

Lorsque des simulations de fatigue oligocyclique sont réalisées, le niveau de déformation appliquée est en règle générale faible. Un second jeu de paramètres a donc été déterminé de manière à améliorer la description de l'effet de taille de grains pour de petites déformations. La valeur du paramètre non local k_0 qui conditionne la quantité de GND produite a ainsi été augmentée. Les nouveaux paramètres identifiés permettent de reproduire le durcissement lié à la réduction de la taille de grains pour des déformations appliquées de l'ordre de 1 %. Mais l'augmentation de la quantité de GND reste insuffisante pour décrire ce durcissement quand le niveau de déformation est trop faible. Lorsque ce jeu de paramètres est utilisé pour la réalisation de trajets de chargement monotone supérieurs 2 %, il conduit à une surestimation importante de l'écroutissage, la quantité de GND alors produite par les rotations du réseau cristallin étant trop importante.

À l'aide de ce second jeu de paramètres, le modèle non local décrit plus fidèlement que le modèle local le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN. Bien que l'amplitude des contraintes ne semble pas se stabiliser, le durcissement cyclique reproduit décrit convenablement celui observé lors des essais. Les contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X obtenues à l'aide du modèle non local sont égales celles obtenues à l'aide du modèle local au cycle 1 mais augmentent de manière moins rapide au cours du cyclage. L'évolution de $\sigma_0 + R$ ne correspond pas à celle observée expérimentalement. Le fait que la contrainte X soit non nulle montre que le modèle non local est lui aussi capable de décrire l'effet Bauschinger (1886).

Dans le chapitre suivant, nous utiliserons pour le modèle non local le premier jeu de paramètres, noté NL_1 , lors des simulations de trajets de chargement monotone et le second jeu de paramètres, noté NL_2 , lors des simulations de trajets de chargement cyclique.

Application du modèle non local à la modélisation du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN

À l'échelle macroscopique, nous venons de voir que l'introduction de dislocations géométriquement nécessaires dans le modèle de Teodosiu et al. (1993) permet de reproduire l'effet de taille de grains de l'acier AISI 316LN. Elle conduit également à une meilleure description de son comportement cyclique lors de simulations de fatigue.

Afin de préciser les apports qu'offre le nouveau modèle que nous proposons par rapport au modèle de départ, nous nous intéresserons dans ce chapitre :

- aux effets macroscopiques d'un changement de conditions aux limites,*
- à l'étude des champs mécaniques locaux lors de simulations d'un trajet de chargement monotone uniaxial sur un agrégat 2D extrudé,*
- à l'étude des champs mécaniques locaux lors de simulations d'un trajet de chargement cyclique uniaxial sur un agrégat 2D extrudé,*
- à l'étude des champs mécaniques locaux lors de simulations de trajets de chargement monotone et cyclique aniaxiaux sur un agrégat 3D.*

Pour les différentes simulations que nous présenterons, les paramètres matériaux utilisés pour modéliser la phase austénitique à l'aide du modèle local sont les paramètres que nous avons précédemment notés L ($EAni$ $PSim$). Ceux mis en œuvre pour modéliser cette phase à l'aide du modèle non local sont les paramètres NL_1 lorsque des trajets de chargement monotone sont réalisés et les paramètres NL_2 pour des trajets de chargement cyclique. Au cours des différentes études présentées dans ce chapitre, nous désignerons sans distinction ces deux jeux de paramètres par les lettres NL . Lorsque la phase ferritique est prise en compte, les paramètres utilisés sont ceux présentés dans le tableau 5.2 (chapitre 5).

Notons que seuls les résultats de calculs issus des simulations réalisées avec le code de calcul AbaqusTM seront présentés.

6.1 Effet sur le comportement mécanique macroscopique des conditions aux limites appliquées

Nous avons pu voir dans le chapitre précédent les apports qu'offre le modèle non local en ce qui concerne la modélisation du comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN. Toujours au niveau macroscopique, nous nous concentrerons dans cette partie à la réaction du modèle non local lors d'un changement de conditions aux limites.

Cette étude a été réalisée à l'aide de l'agrégat multicristallin modèle utilisé lors de la phase d'identification des paramètres matériau (chapitre 5, figure 5.2a). Quatre types de conditions aux limites différentes ont été appliquées lors :

- d'une simulation de traction pilotée à $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,
- d'une simulation de fatigue menée à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ avec une vitesse de déformation imposée de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Pour ces simulations, seule la phase austénitique a été modélisée.

6.1.1 Description des conditions aux limites appliquées

Les quatre conditions aux limites appliquées à l'agrégat modèle sont notées *CL1*, *CL2*, *CL3* et *CL4*. La condition *CL1* correspond à celle mise en œuvre lors de la phase d'identification. Ces différentes conditions, *CL1*, *CL2*, *CL3* et *CL4*, sont présentées dans la figure 6.1.

Les différentes conditions aux limites appliquées peuvent être classées de la manière suivante : $CL4 > CL3 > CL2 > CL1$, *CL4* étant la condition limitant le plus fortement les degrés de liberté de l'agrégat et *CL1* celle les limitant le moins.

6.1.2 Comportement mécanique macroscopique pour différentes conditions aux limites

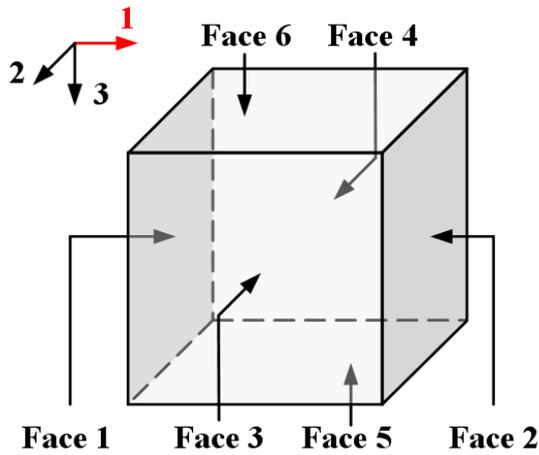
6.1.2.1 Influence des conditions aux limites lors d'un trajet de chargement monotone

Les figures 6.2a et 6.2b présentent respectivement les courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes obtenues à l'aide des modèles local et non local pour les quatre conditions aux limites appliquées et les figures 6.3a et 6.3b les courbes d'écrouissage ($\theta = d\sigma/d\epsilon_p = f(\sigma)$) associées.

Les courbes de contrainte/déformation nous montrent que plus les conditions aux limites sont restrictives :

- plus les limites d'élasticité sont grandes,
- plus les contraintes sont grandes pour un niveau de déformation fixé dans le domaine de plasticité.

Sur ces courbes, le comportement mécanique obtenu avec *CL1* est strictement identique pour les deux modèles. Ceci s'explique par le fait que ces conditions aux limites ont été utilisées lors de la phase d'identification. En revanche, pour *CL2*, *CL3* et *CL4*, les contraintes moyennes obtenues avec le modèle non local sont légèrement inférieures à celles obtenues avec le modèle local. Elles le sont d'ailleurs d'autant plus que les conditions aux limites sont restrictives. À



CL2 :

- N (Face 1) : $\mathbf{u}_1 = \mathbf{0}$
- N (Face 2) : $\mathbf{u}_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $\mathbf{u}_2 = \mathbf{0}$
- N (Face 4) : $\mathbf{u}_2(N_i) = \mathbf{u}_2(N_j), i \neq j$
- N (Face 5) : $\mathbf{u}_3 = \mathbf{0}$
- N (Face 6) : libres

CL3 :

- N (Face 1) : $\mathbf{u}_1 = \mathbf{0}$
- N (Face 2) : $\mathbf{u}_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $\mathbf{u}_2 = \mathbf{0}$
- N (Face 4) : $\mathbf{u}_2(N_i) = \mathbf{u}_2(N_j), i \neq j$
- N (Face 5) : $\mathbf{u}_3 = \mathbf{0}$
- N (Face 6) : $\mathbf{u}_3(N_i) = \mathbf{u}_3(N_j), i \neq j$

CL4 :

- N (Face 1) : $\mathbf{u}_1 = \mathbf{0}$
- N (Face 2) : $\mathbf{u}_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $\mathbf{u}_2 = \mathbf{0}$
- N (Face 4) : $\mathbf{u}_2(N_i) = \mathbf{u}_2(N_j), i \neq j$
- N (Face 5) : $\mathbf{u}_3 = \mathbf{0}$
- N (Face 6) : $\mathbf{u}_3 = \mathbf{0}$

(a)

Figure 6.1 – Conditions aux limites *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5* appliquées à l'agrégat multicristallin modèle (axe 1 : axe de sollicitation, N : noeuds)

15 % de déformation, pour le modèle local, l'écart entre la contrainte obtenue pour $CL4$ et celle obtenue pour $CL1$ est égal à 116 MPa. Pour le modèle non local cet écart vaut 93 MPa. Les écarts de contraintes $CL2 - CL1$ et $CL3 - CL1$ à 15 % sont de 18 et 25 MPa pour le modèle local et de 16 et 23 MPa pour le modèle non local.

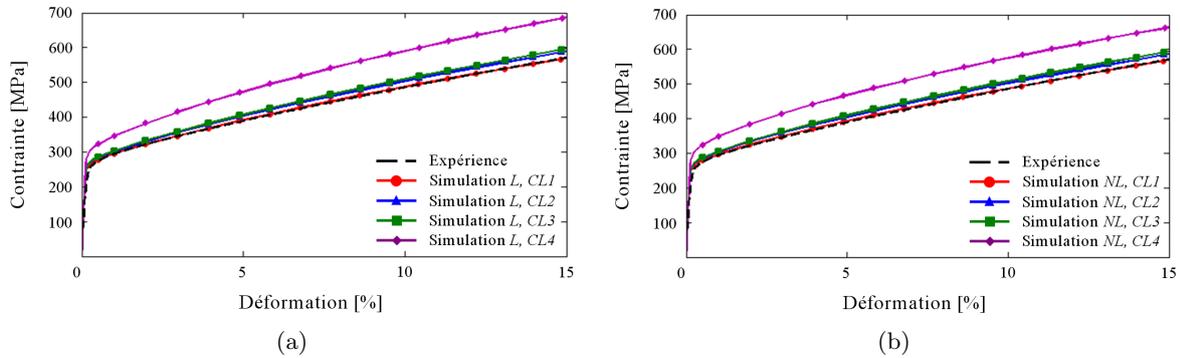


Figure 6.2 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour $CL1$, $CL2$, $CL3$ et $CL4$: a) modèle local, b) modèle non local.

Les figures 6.3a et 6.3b montrent que l'écroutissage augmente lorsque les conditions aux limites deviennent plus restrictives. Pour $CL2$, $CL3$ ou $CL4$, l'écroutissage est légèrement plus important pour le modèle non local.

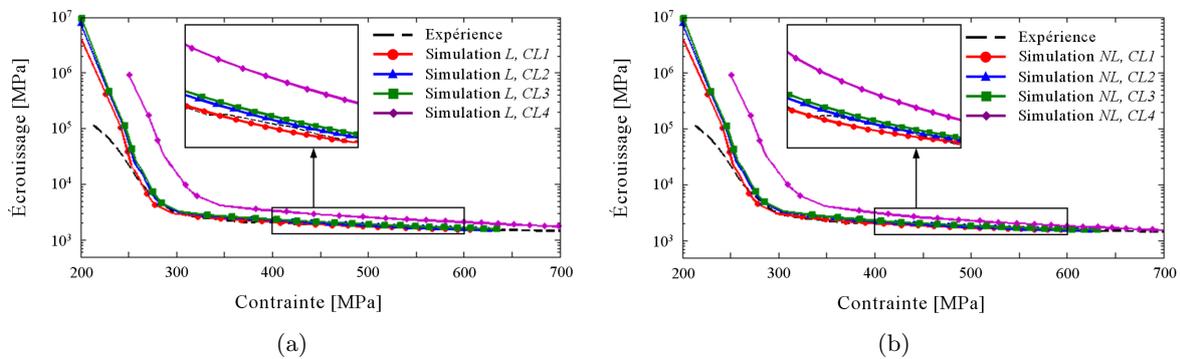


Figure 6.3 – Courbes d'écroutissage obtenues pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.

6.1.2.2 Influence des conditions aux limites lors d'un trajet de chargement cyclique

Les résultats obtenus pour les simulations de fatigue rejoignent ceux obtenus en traction. L'application de conditions aux limites plus restrictives conduit à une augmentation :

- de la limite d'élasticité,
- de la contrainte pour un niveau de déformation fixé dans le domaine de plasticité,
- de l'écroutissage.

Les résultats du modèle non local sont :

- un écroutissage plus faible que celui obtenu à l'aide du modèle local,

- un écrouissage qui augmente de manière moins importante comparé au modèle local lorsque les conditions aux limites deviennent plus restrictives. (L'écart de contraintes $CL4 - CL1$ est par exemple de 26 MPa avec le modèle non local et de 38 MPa avec le modèle local)

Les boucles d'hystérésis des cycles 1, 20 et 50 obtenues à l'aide des modèles local et non local pour les différentes conditions aux limites appliquées figurent dans l'annexe E.

La figure 6.4 présente les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes ($\Delta\sigma/2$) en fonction du nombre de cycles pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local.

De manière générale, plus les degrés de liberté de l'agrégat sont restreints, plus les valeurs prises par l'amplitude des contraintes sont grandes et plus le durcissement cyclique observé est important.

Par rapport au modèle non local, l'application de conditions aux limites plus restrictives avec le modèle local conduit à :

- une hausse plus importante des valeurs prises par l'amplitude des contraintes,
- une augmentation plus importante du durcissement cyclique.

Au cycle 1, l'écart d'amplitude entre $CL4$ et $CL1$ est de 55 MPa pour le modèle local et de 47 MPa pour le modèle non local. Au cycle 50, ces écarts sont de 99 et 68 MPa.

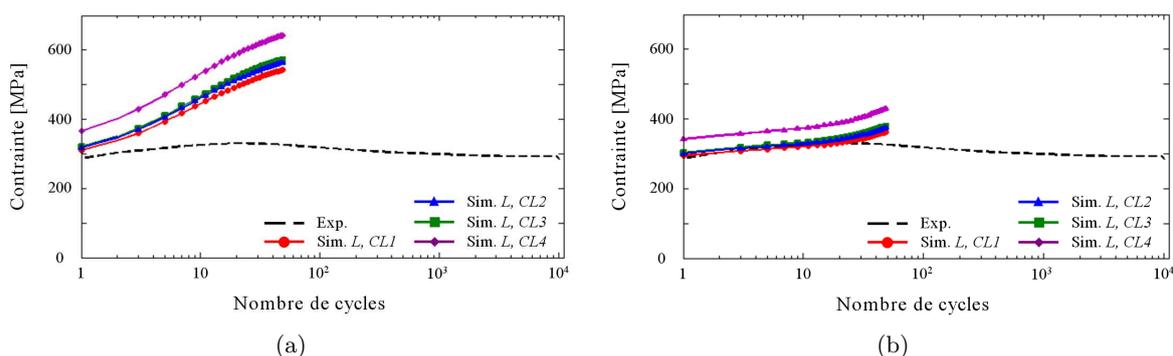


Figure 6.4 – Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles obtenues pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.

Les évolutions des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction du nombre de cycles pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local sont présentées dans les figures 6.5 et 6.6.

Pour les deux modèles, l'application de conditions aux limites plus restrictives conduit à :

- une hausse des valeurs de $\sigma_0 + R$,
- une croissance plus forte de $\sigma_0 + R$ lorsque le nombre de cycles augmente,
- une baisse des valeurs de X ,
- une croissance moins forte de X lorsque le nombre de cycles augmente.

Lorsque les conditions aux limites deviennent plus restrictives, la hausse des valeurs de $\sigma_0 + R$ est plus importante avec le modèle local qu'avec le modèle non local. Il est est de même pour l'augmentation de la croissance de $\sigma_0 + R$ en fonction du nombre de cycles. Pour $\sigma_0 + R$, l'écart obtenu au cycle 1 entre $CL4$ et $CL1$ est de 56 MPa pour le modèle local et de 53 MPa pour le modèle local. Ces écarts sont respectivement de 130 et 82 MPa au cycle 50.

En ce qui concerne les valeurs de X et leur évolution, le modèle local s'avère plus sensible au changement de conditions aux limites. Lorsqu'elles deviennent plus restrictives, la baisse des valeurs de X est plus forte avec le modèle local qu'avec le modèle non local. Il en est de même pour la diminution de la croissance des valeurs de X . Les écart obtenus aux cycles 1 et 50 entre $CL4$ et $CL1$ sont de -9 et -36 MPa pour le modèle local, et de -8 et -14 MPa pour le modèle non local.

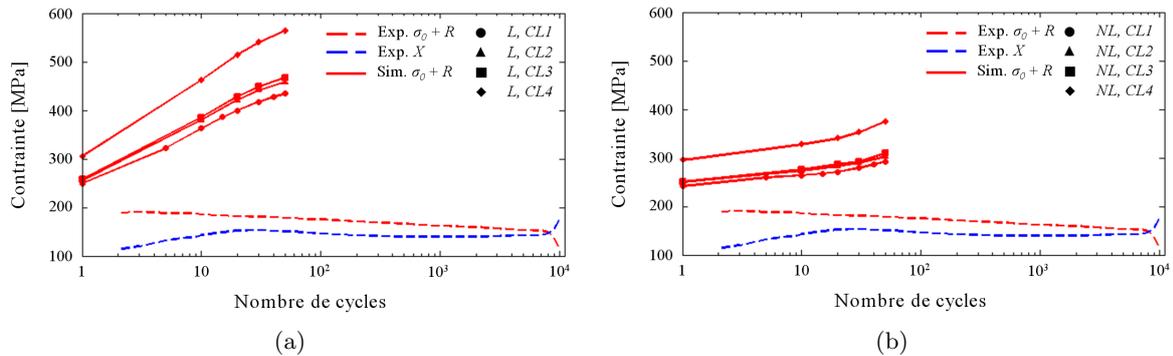


Figure 6.5 – Évolution de la contrainte macroscopique effective en fonction du nombre de cycles obtenue pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.

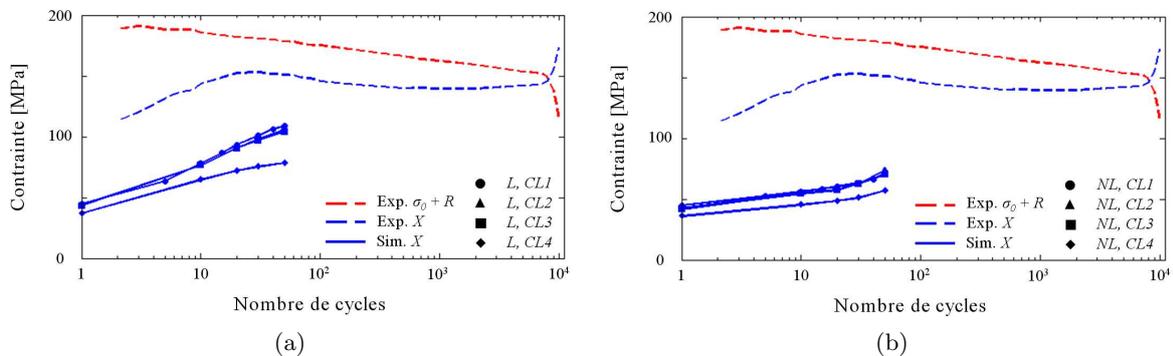


Figure 6.6 – Évolution de la contraintes cinématique en fonction du nombre de cycles obtenue pour différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.

6.1.3 Bilan de l'influence des conditions aux limites sur le comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN

Le modèle non local s'avère légèrement moins sensible au changement de conditions aux limites que le modèle local.

La hausse ou la baisse des valeurs prises par les grandeurs macroscopiques (contrainte, amplitude des contrainte, $\sigma_0 + R$ et X) et l'évolution de ces grandeurs lorsque les conditions aux limites deviennent plus restrictives sont plus importantes lorsque le modèle local est utilisé.

6.2 Étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN lors d'un trajet de chargement monotone sur un agrégat multicristallin 2D extrudé

6.2.1 Présentation de l'agrégat 2D extrudé utilisé lors des simulations de traction

L'agrégat 2D extrudé utilisé pour l'étude des champs mécaniques locaux lors de simulations d'un essai de traction est un agrégat construit à partir d'une seule cartographie EBSD (figure 6.7a). Cette dernière mesure $850 \times 850 \mu\text{m}^2$ et contient 620 grains d'austénite et 2 grains de ferrite δ résiduelle.

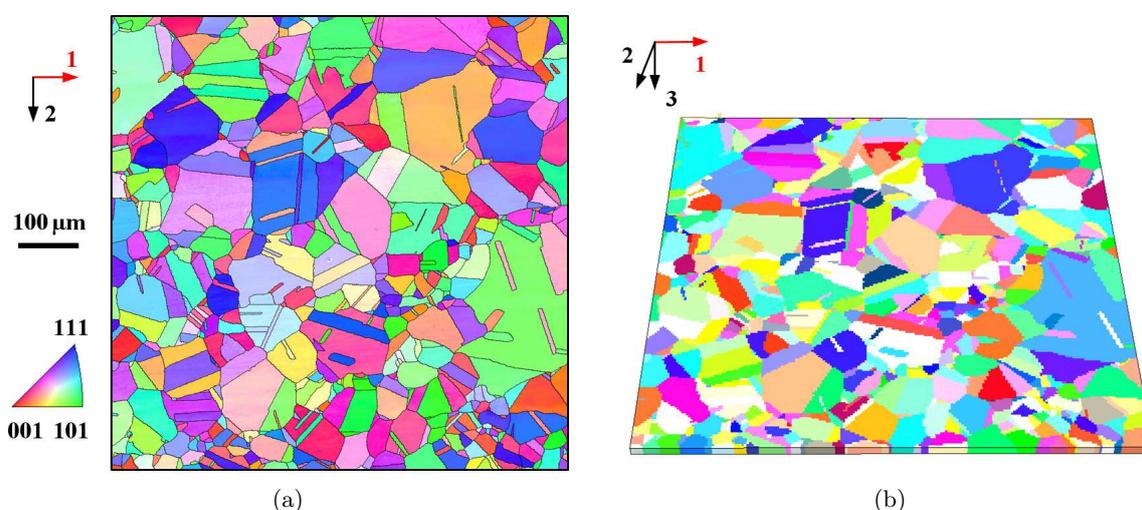


Figure 6.7 – a) Cartographie EBSD utilisée pour la construction de l'agrégat 2D extrudé mis en œuvre lors des simulations de traction (représentation l'axe de sollicitation dans le triangle standard). b) Agrégat multicristallin 2D extrudé utilisé lors des simulations de traction (axe 1 : axe de sollicitation).

Cette cartographie EBSD a été maillée de manière régulière. Ce maillage a été extrudé sur quatre couches d'éléments. Les éléments utilisés sont des éléments linéaires, cubiques, à intégration totale (notation AbaqusTM : C3D8) de dimension $4 \times 4 \times 4 \mu\text{m}^3$. L'agrégat ainsi obtenu mesure $852 \times 852 \times 16 \mu\text{m}^3$ et contient 181476 éléments. Il représente de manière réaliste sur une faible épaisseur la microstructure de l'acier AISI 316LN (morphologie des grains et d'orientations cristallines). La figure 6.7b donne une représentation de cet agrégat.

6.2.2 Présentation des simulations de traction sur l'agrégat 2D extrudé

L'essai de traction simulé est un essai mené jusqu'à 15 % de déformation rationnelle. Il a été piloté à une vitesse de déformation imposée de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{s}^{-1}$. Les simulations ont été réalisées à l'aide des modèles local et non local. Les phases austénitique et ferritique ont été modélisées.

Cinq conditions aux limites différentes *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5*, ont été étudiées. *CL1* correspond à la condition appliquée à l'agrégat multicristallin modèle lors de l'identification des

paramètres matériau (chapitre 5). Les autres conditions tiennent compte du fait que l'agrégat mise en œuvre n'est pas un agrégat massif. Elles traduisent l'appartenance de ce dernier à un milieu plus vaste et tendent à rendre compte de l'influence de la matière environnante. $CL2$, $CL3$ et $CL4$ peuvent être vues comme des conditions aux limites s'appliquant à une couche de matériau située à la surface d'une éprouvette (figure 6.8a). Elles correspondent aux conditions $CL2$, $CL3$ et $CL4$ appliquées lors de l'étude précédente (partie 6.1). $CL5$ correspond plutôt aux conditions aux limites pouvant s'appliquer à une tranche de matériau prélevée dans une éprouvette selon la direction de sollicitation (figure 6.8b).

$CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$ sont présentées dans la figure 6.9. Comme lors de l'étude précédente, nous pouvons classer les conditions aux limites de la manière suivante : $CL5 > CL4 > CL3 > CL2 > CL1$, $CL5$ étant la condition limitant le plus fortement les degrés de liberté de l'agrégat et $CL1$ celle les limitant le moins.

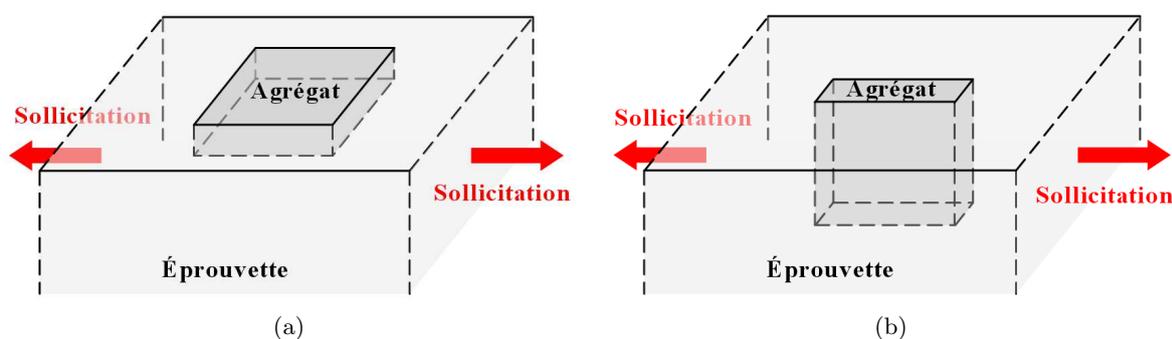


Figure 6.8 – Illustration des conditions aux limites appliquées lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé : a) $CL2$, $CL3$, $CL4$, b) $CL5$.

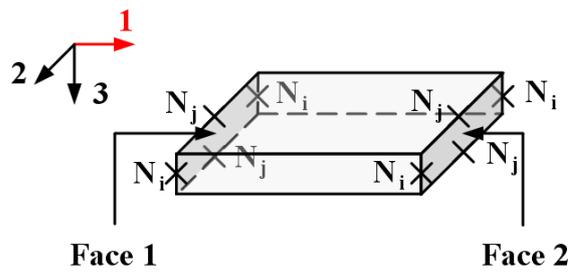
Des simulations ont également été effectuées à l'aide des modèles local et non local afin d'observer les effets d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux. Pour cela, un nouvel agrégat a été généré. Ce dernier correspond à l'agrégat 2D extrudé que nous venons de présenter mais sa taille a été réduite d'un facteur 10 selon les trois dimensions. La taille des éléments a été réduite de la même manière. Par rapport à l'agrégat d'origine, le nombre d'éléments reste inchangé. Cet agrégat sera noté $D10$ dans la suite de cette partie. Les simulations de traction réalisées à l'aide de cet agrégat ont été faites en appliquant les conditions aux limites $CL2$.

6.2.3 Résultats des simulations de traction sur un agrégat 2D extrudé

6.2.3.1 Évolution des champs mécaniques dans un agrégat 2D extrudé soumis à la condition $CL2$ au cours des simulations de traction

Cette partie présente les résultats des simulations réalisées avec les modèles local et non local lorsque la condition aux limites $CL2$ est appliquée à l'agrégat 2D extrudé. Nous nous intéresserons principalement aux courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, aux cartes de champs mécaniques obtenus à 5 et 15 % de déformation macroscopique appliquée et aux distributions de valeurs associées.

Pour l'étude du champ de contrainte, nous avons choisi de nous intéresser à la contrainte équivalente au sens de von Mises (plus sensible aux contraintes internes que la contrainte uni-



CL1 :

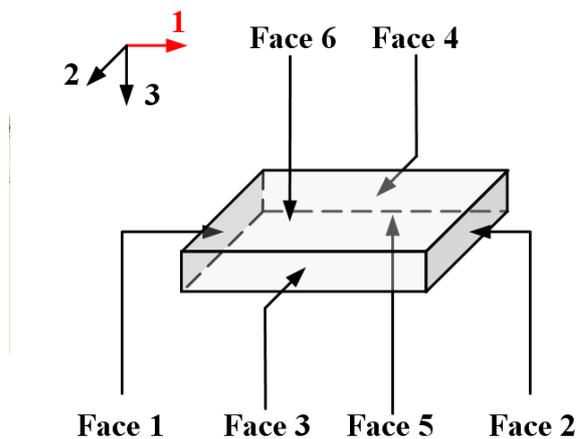
- Nœuds N_i : $u_3 = 0$
- Nœuds N_j : $u_2 = 0$
- N (Face 1) : $u_1 = 0$
- N (Face 2) : $u_1 = U(t)$

CL2 :

- N (Face 1) : $u_1 = 0$
- N (Face 2) : $u_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $u_2 = 0$
- N (Face 4) : $u_2(N_i) = u_2(N_j), i \neq j$
- N (Face 5) : $u_3 = 0$
- N (Face 6) : libres

CL3 :

- N (Face 1) : $u_1 = 0$
- N (Face 2) : $u_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $u_2 = 0$
- N (Face 4) : $u_2(N_i) = u_2(N_j), i \neq j$
- N (Face 5) : $u_3 = 0$
- N (Face 6) : $u_3(N_i) = u_3(N_j), i \neq j$



CL4 :

- N (Face 1) : $u_1 = 0$
- N (Face 2) : $u_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $u_2 = 0$
- N (Face 4) : $u_2(N_i) = u_2(N_j), i \neq j$
- N (Face 5) : $u_3 = 0$
- N (Face 6) : $u_3 = 0$

CL5 :

- N (Face 1) : $u_1 = 0$
- N (Face 2) : $u_1 = U(t)$
- N (Face 3) : $u_2 = 0$
- N (Face 4) : $u_2 = 0$
- N (Face 5) : $u_3 = 0$
- N (Face 6) : $u_3(N_i) = u_3(N_j), i \neq j$

Figure 6.9 – Description des conditions aux limites appliquées lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.

axiale). Pour le champ de déformation, nous avons choisi la déformation maximale principale qui met bien en relief les différences entre les résultats obtenus à l'aide des modèles local et non local.

Courbes macroscopiques

Les courbes de contrainte/déformation obtenues avec les modèles local et non local sont données sur la figure 6.10.

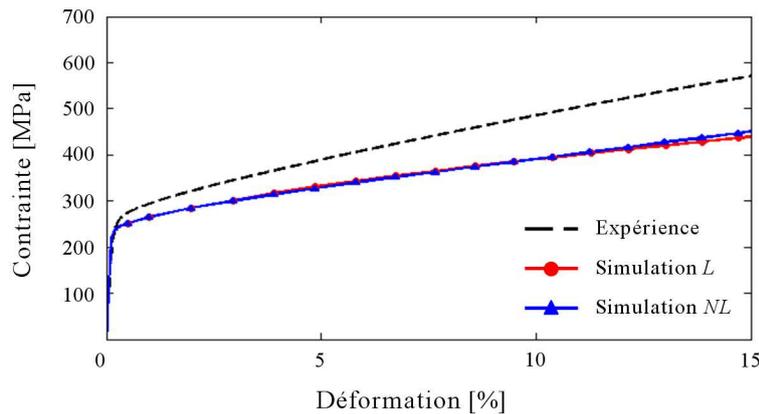


Figure 6.10 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL2*.

Les deux modèles fournissent des comportements mécaniques macroscopiques très similaires. Les niveaux de contrainte calculés sont inférieurs à ceux obtenus expérimentalement. À 5 % de déformation, la contrainte est de 330 MPa pour le modèle local et de 327 MPa pour le modèle non local. À 15 %, elles sont respectivement égales à 436 et 447 MPa. Expérimentalement, la contrainte est de 386 MPa à 5 % et de 566 MPa à 15 %. L'écroutissage simulé est moins important que l'écroutissage observé expérimentalement.

Notons que les conditions aux limites *CL2* sont plus restrictives que celles appliquées sur l'agrégat modèle lors de la phase d'identification. Elles ne semblent néanmoins pas l'être suffisamment pour permettre une bonne description de la courbe de contrainte/déformation expérimentale.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.11 présente les cartes de la contrainte de von Mises σ_{vM} à 5 et 15 % de déformation pour les modèles local et non local. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.12.

Pour les deux modèles, les cartes obtenues montrent des localisations de contrainte au niveau des interfaces (joints de grains et joints de macles) ainsi qu'à l'intérieur des grains. L'intensité de ces concentrations et l'hétérogénéité spatiale du champ σ_{vM} augmentent au cours du chargement. Les distributions de valeurs s'étendent entre 5 et 15 % de déformation et les écarts type augmentent.

Les cartes obtenues à l'aide des deux modèles sont très similaires et évoluent de façon iden-

tiques. Une analyse attentive des dernières montre toutefois une hétérogénéité spatiale de σ_{vM} plus importante, des localisations de contrainte plus fines et les concentrations de contrainte plus intenses lorsque le modèle non local est mis en œuvre. Ceci s'observe tout particulièrement au niveau des interfaces mais aussi à l'intérieur de certains grains. Les courbes de distribution sont plus étalées et les écarts type plus importants lorsque le modèle non local est mis en œuvre (tableau 6.1).

Tableau 6.1 – Écarts type sur les champs mécaniques observés à 5 et 15% de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL2*.

Déformation appliquée	5%		15%	
Simulation	<i>L</i>	<i>NL</i>	<i>L</i>	<i>NL</i>
σ_{vM} [MPa]	84	94	133	167
ϵ_{MaxP} [%]	2, 3	2, 5	7, 4	7, 6

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 5 et 15 % de déformation sont données dans la figure 6.13 pour les modèles local et non local. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.14.

Les champs de déformation observés sur les cartes sont fortement hétérogènes pour les deux modèles. Entre 5 et 15 %, les concentrations de déformation deviennent plus intenses et l'hétérogénéité spatiale du champ augmente. L'étalement des distributions et les écarts type sont plus importants à 15 % qu'à 5 %.

Peu de différences peuvent être observées sur les cartes obtenues à l'aide des modèles local et non local. Pour les deux modèles, les zones de localisation de ϵ_{MaxP} sont quasiment identiques tout comme leur évolution. Les concentrations de déformation observées à l'intérieur des gros grains (zones marquées en noir, figure 6.13) sont légèrement plus intenses et celles observées dans les petits grains (zones marquées en blanc, figure 6.13) le sont légèrement moins avec le modèle non local. Les distributions des valeurs prises par le champ de déformation sont proches pour les deux modèles. Les écarts type présentés dans le tableau 6.1 nous montrent que les valeurs prises par ϵ_{MaxP} sont légèrement plus dispersées avec le modèle non local.

La répartition et le nombre de systèmes de glissement actifs à 5 et 15 % de déformation sont données pour les modèles local et non local sur la figure 6.15. La figure 6.16 présente les distributions du nombre de systèmes actifs.

Nous pouvons constater que le nombre de systèmes actifs varie entre 2 et 7 pour les deux modèles. Les interfaces jouent un rôle particulièrement important dans l'activation du glissement. Les zones situées à proximité des interfaces ont un nombre de systèmes actifs plus important que les zones situées au cœur des grains. Notons que le nombre de systèmes actifs augmente au cours du chargement.

La comparaison des différentes cartes et des différentes distributions obtenues montre que le nombre de systèmes actifs est légèrement plus important pour le modèle non local. À 5 %, le nombre moyen de systèmes actifs sur tout l'agrégat est de 4, 25 lorsque le modèle local est utilisé et de 4, 30 lorsque le modèle non local l'est. À 15 %, ils sont respectivement de 4, 46 et de 4, 55. Notons que le nombre de systèmes de glissement activés lors de la simulation est légèrement

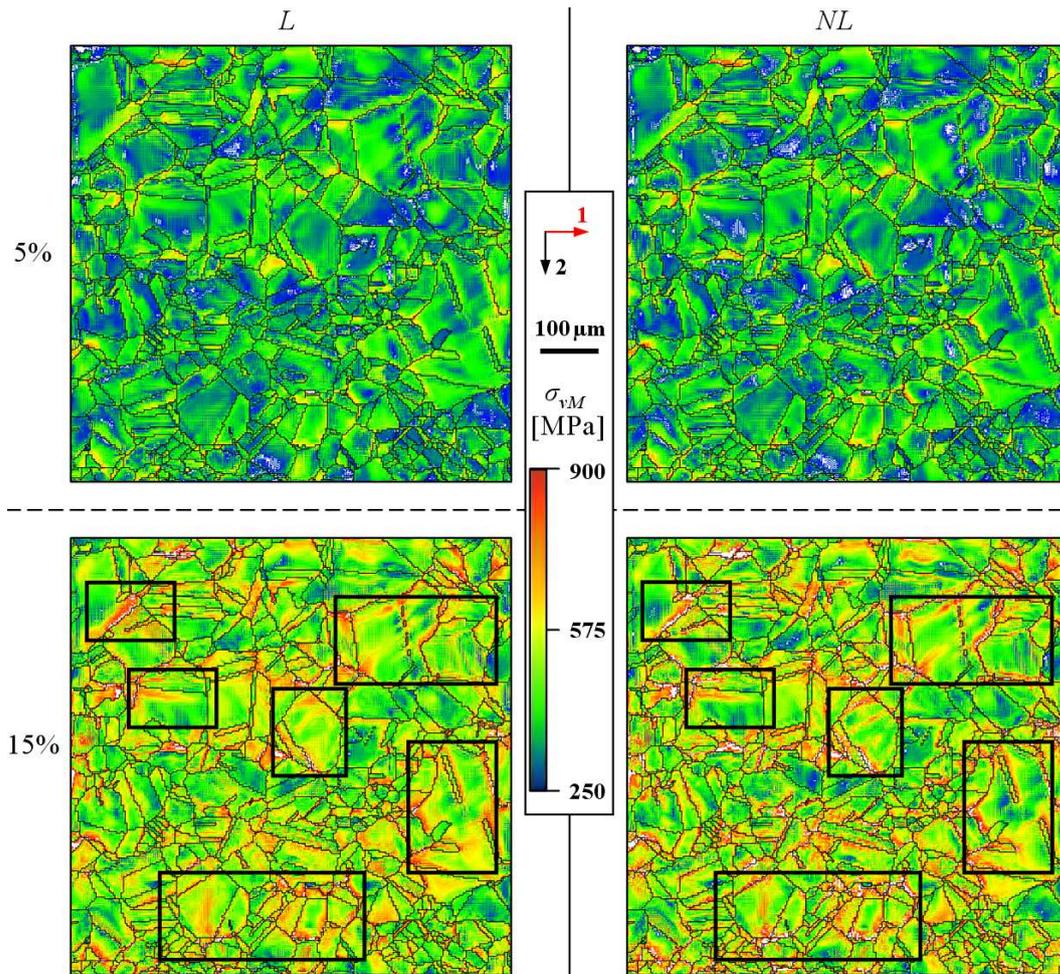


Figure 6.11 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à 5 et 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

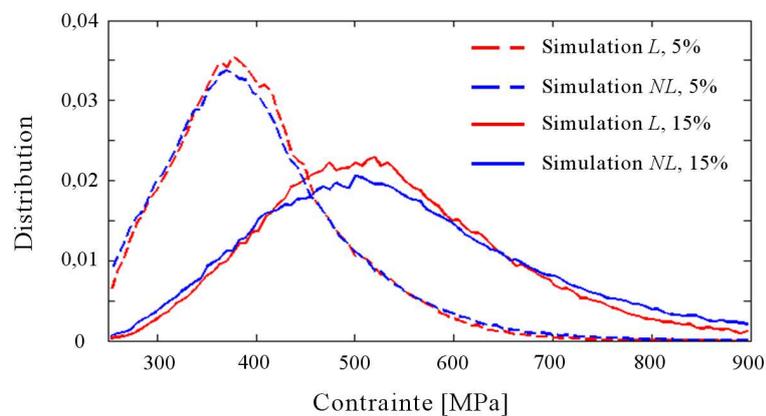


Figure 6.12 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à 5 et 15% de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$.

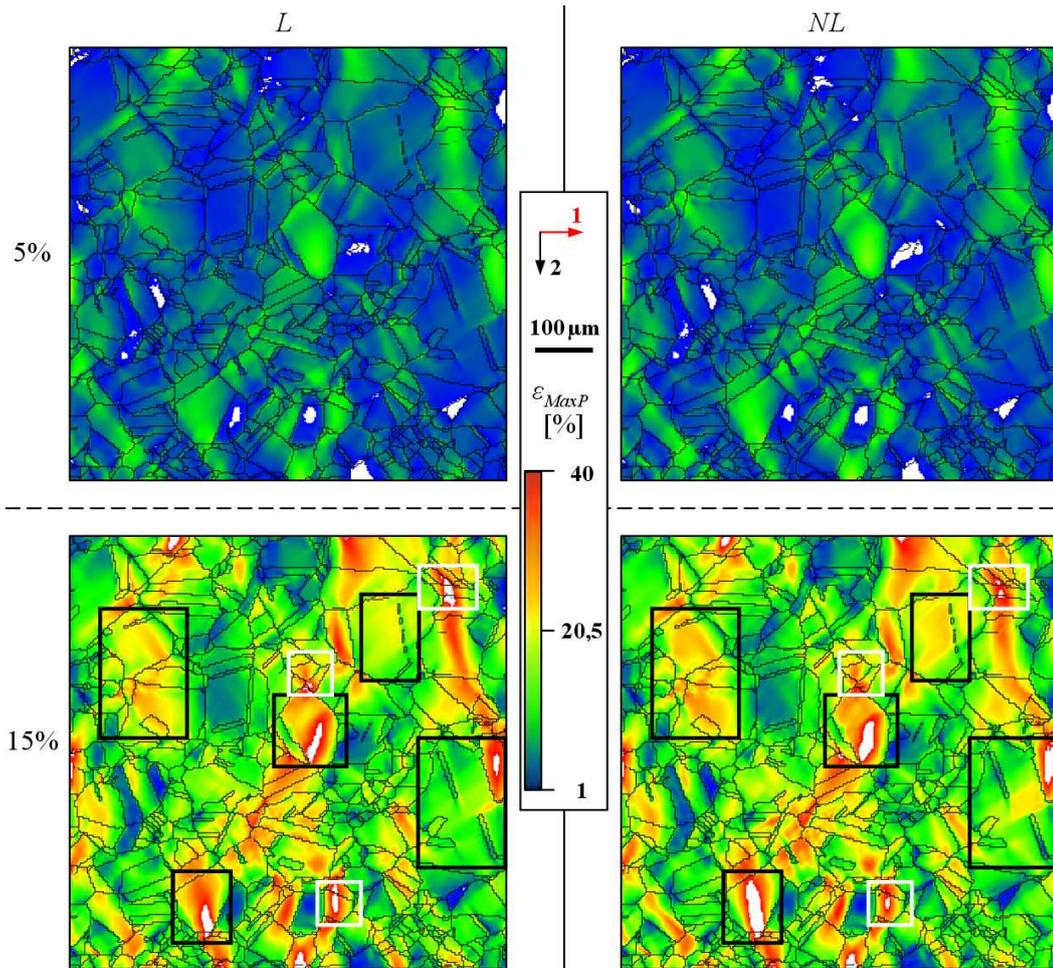


Figure 6.13 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 5 et 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

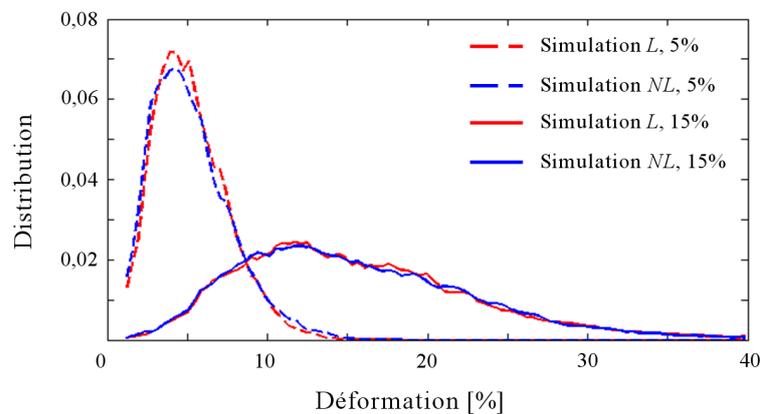


Figure 6.14 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$.

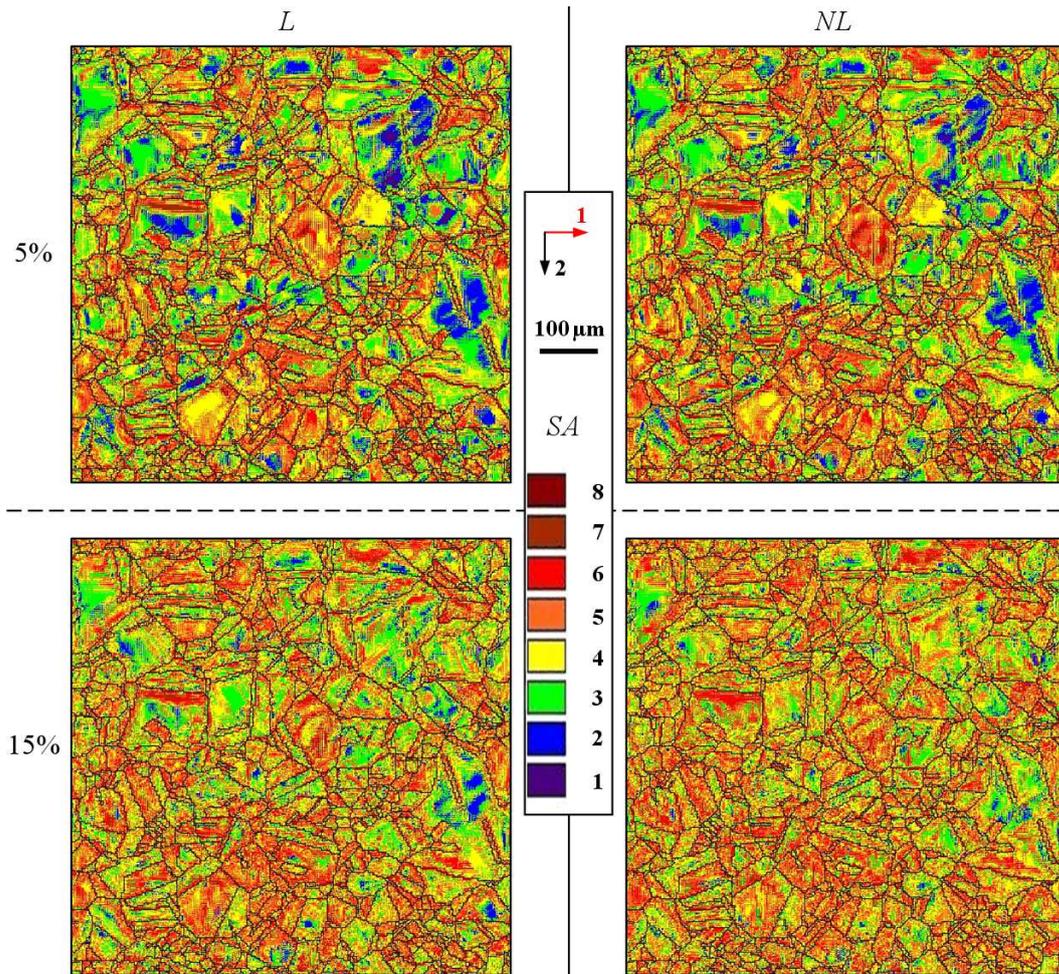


Figure 6.15 – Cartes du nombres systèmes actifs (SA) obtenues à 5 et 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

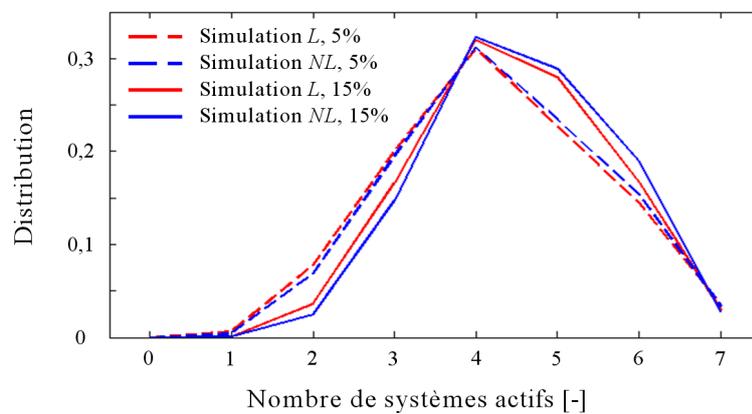


Figure 6.16 – Distributions du nombre de systèmes actifs à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$.

plus important que les nombres de systèmes actifs observés expérimentalement à des niveaux de déformation similaires dans des matériaux CFC à faible énergie de faute d'empilement.

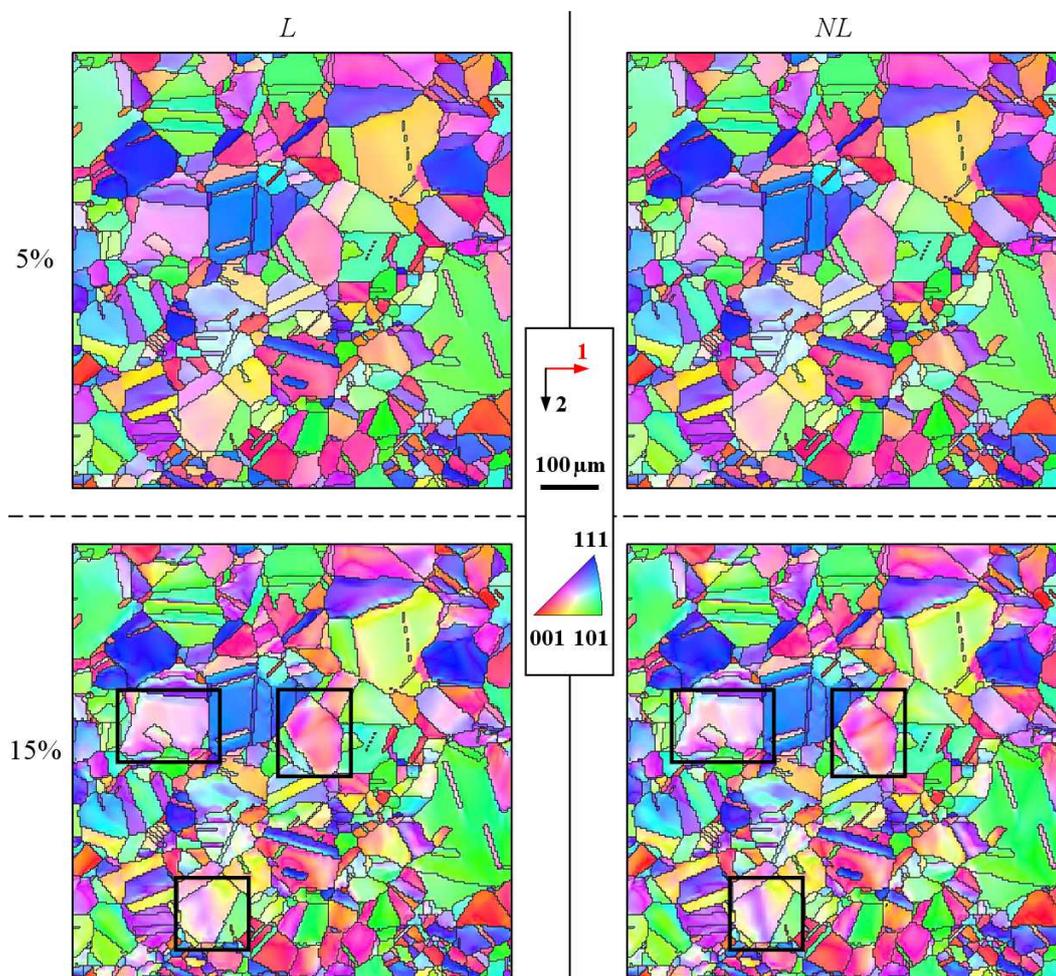


Figure 6.17 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 5 et 15 % de déformation sont données pour les simulations réalisées à l'aide des deux modèles dans la figure 6.17.

Ces cartes traduisent les rotations du réseau cristallin (par variation de couleurs) induites par la déformation à 5 et 15 %. Nous pouvons constater que ces rotations augmentent au cours du chargement. Il y a peu de différences entre les résultats des deux modèles. Néanmoins, dans certains grains, les rotations de réseau semblent être légèrement plus importantes lorsque le modèle non local est utilisé (zones marquées, figure 6.17).

6.2.3.2 Influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques dans un agrégat 2D extrudé lors de simulations de traction

Cette partie décrit les résultats des simulations réalisées avec les modèles local et non local pour les cinq conditions aux limites appliquées ($CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$). Elle pré-

sente principalement les courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, les cartes de champs mécaniques obtenus à 15 % de déformation macroscopique appliquée et les distributions de valeurs associées.

Dans nos analyses, nous ne ferons pas de distinction entre les simulations réalisées avec les modèles local et non local. En effet, les conditions aux limites influent de manière similaire sur les résultats pour les deux modèles. Les différences entre les cartes et les distributions obtenues à l'aide des modèles local et non local sont les mêmes pour *CL1*, *CL3*, *CL4* et *CL5* que celles décrites dans la partie précédente pour *CL2*.

Courbes macroscopiques

La figure 6.18 présente les courbes de contrainte/déformation obtenues à l'aide des modèles local et non local pour les cinq conditions aux limites appliquées.

Quand les conditions aux limites appliquées deviennent plus restrictives, l'analyse de ces courbes nous montre que :

- la limite d'élasticité augmente,
- les contraintes (dans le domaine plastique) sont importantes pour un niveau de déformation fixé,
- l'écroutissement observé augmente.

Ces observations rejoignent celles réalisées dans la partie 6.1.

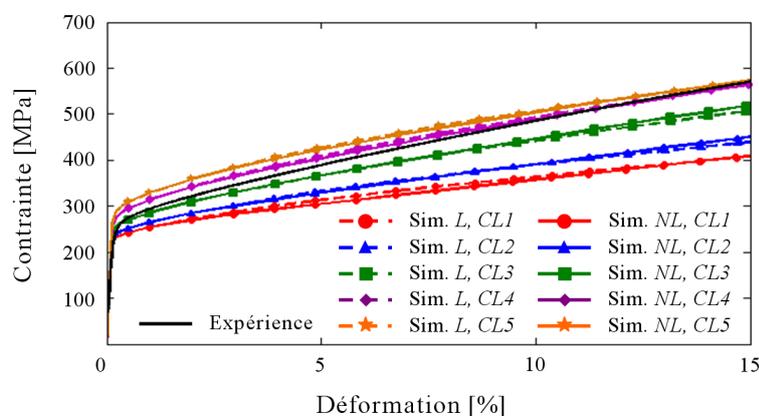


Figure 6.18 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5*.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.19 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} obtenues à 15 % de déformation à l'aide des modèles local et non local pour *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5*. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.20.

Les zones de localisation de contraintes locales tout comme leur intensité varient selon les conditions aux limites appliquées (zones marquées, figure 6.21). Plus les conditions aux limites sont restrictives plus les maxima des contraintes locales augmentent. Mais de manière globale, nous pouvons observer que plus les conditions aux limites sont restrictives :

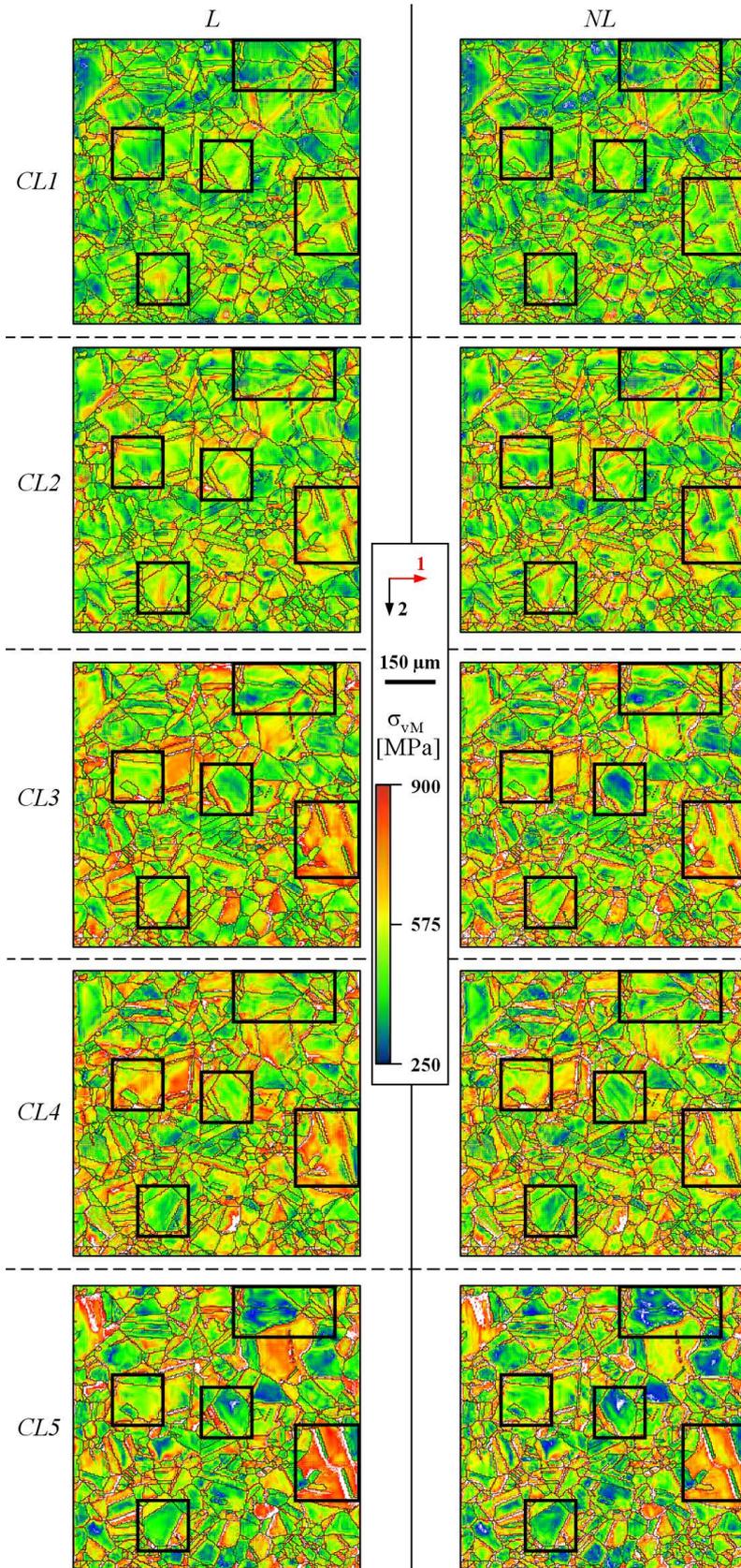


Figure 6.19 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5* (axe 1 : axe de sollicitation).

- plus l'hétérogénéité spatiale du champ de contrainte devient grande,
- plus les courbes de distribution s'étalent,
- plus les écarts type augmentent (tableau 6.2).

Tableau 6.2 – Écarts type sur les champs mécaniques observés à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$.

Condition aux limites	$CL1$		$CL2$		$CL3$		$CL4$		$CL5$	
Simulation	L	NL								
σ_{vM} [MPa]	129	156	133	167	157	200	162	196	193	238
ϵ_{MaxP} [%]	8,0	8,4	7,4	7,6	4,8	5,0	6,5	7,0	3,7	3,9

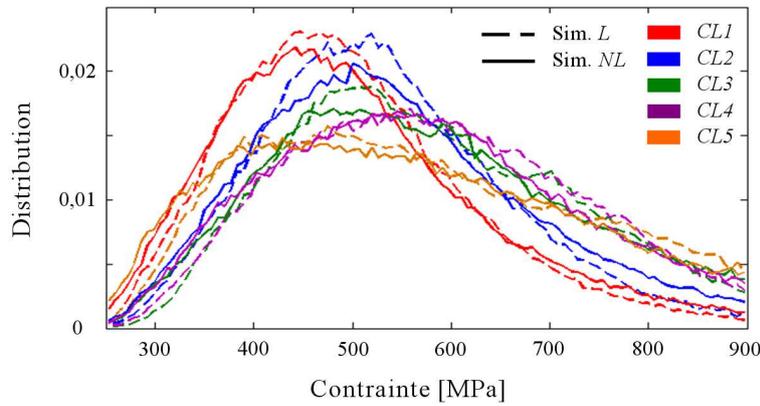


Figure 6.20 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$.

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation à l'aide des modèles local et non local sont données pour $CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$ dans la figure 6.21. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.22.

La déformation observée dans les différents grains varie également de manière significative lorsque les conditions aux limites appliquées changent (zones marquées, figure 6.21). Si lorsque les conditions aux limites deviennent plus restrictives, les valeurs et l'hétérogénéité du champ de contrainte augmentent, il n'en est en revanche pas de même pour le champ de déformation. En effet, si l'on classe par exemple les conditions aux limites dans l'ordre croissant des écarts type obtenus pour ϵ_{MaxP} , on obtient : $CL5 < CL3 < CL4 < CL2 < CL1$ (tableau 6.2).

Les cartes représentant le nombre de systèmes de glissement actifs et les distributions associées figurent en annexe E. Pour les différentes conditions aux limites appliquées, le nombre de systèmes de glissement actifs varie entre 2 et 7. Notons qu'une restriction des degrés de liberté de l'agrégat 2D extrudé ne permet pas de dire si l'on activera plus ou moins de systèmes de glissement. Si l'on classe les conditions aux limites dans l'ordre croissant du nombre moyen de

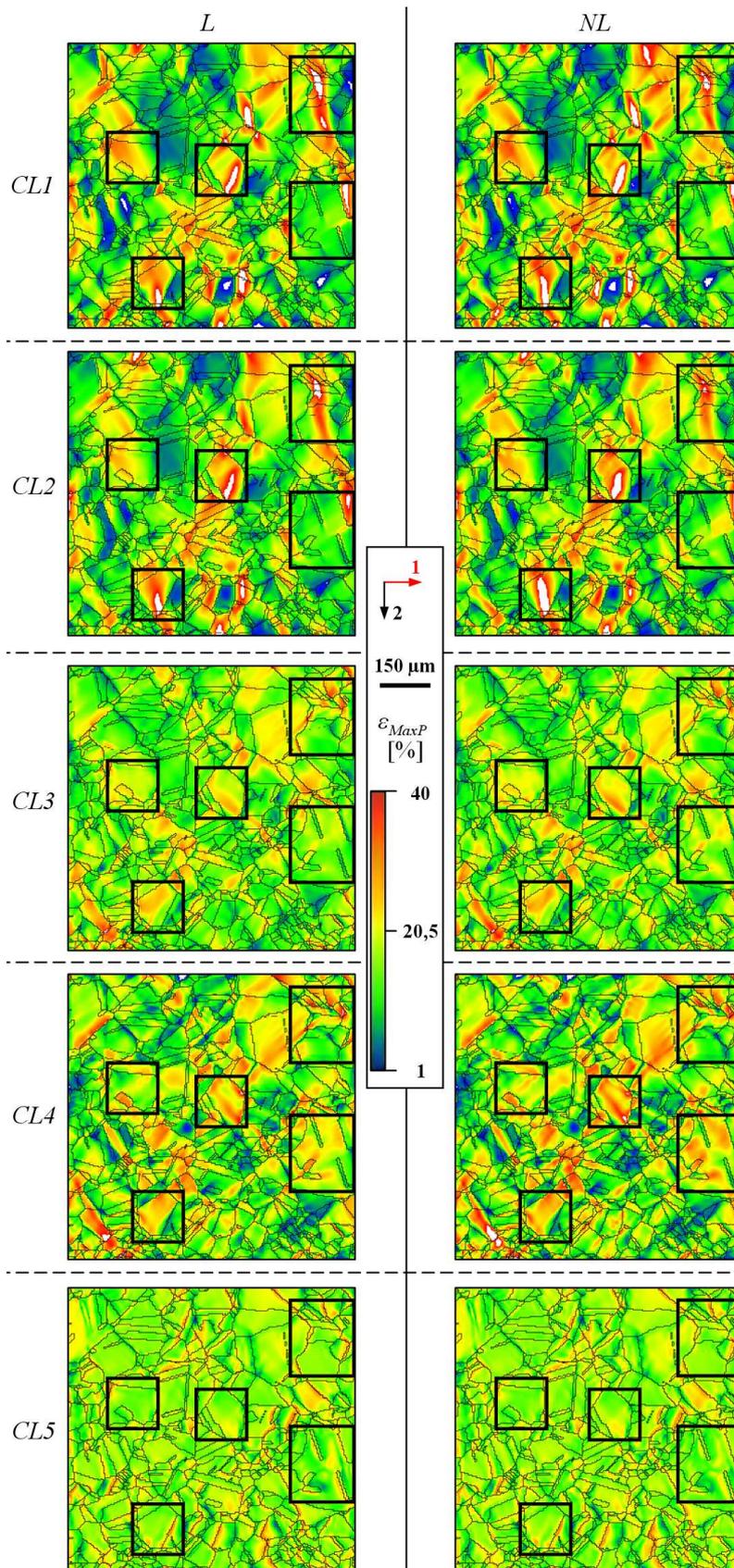


Figure 6.21 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5* (axe 1 : axe de sollicitation).

systèmes actifs dans l'agrégat, on obtient : $CL1 < CL2 < CL5 < CL4 < CL3$.

Les rotations de réseau sont elles aussi fortement influencées par les conditions aux limites. Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard sont présentées dans l'annexe E pour les différentes conditions aux limites appliquées lors des simulations réalisées avec les modèles local et non local.

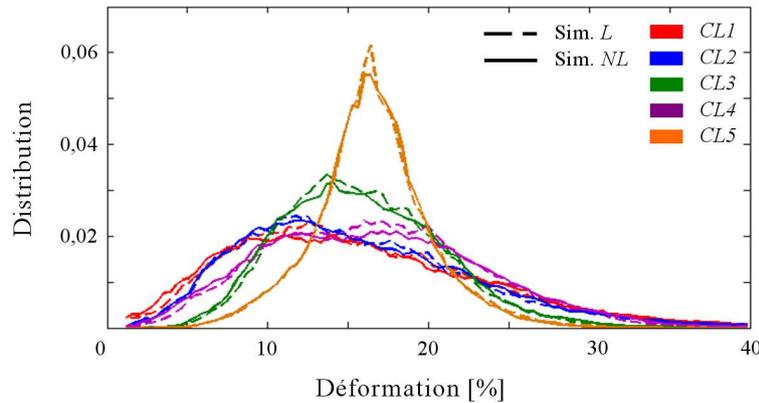


Figure 6.22 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$.

En conclusion, les conditions aux limites influent, à l'échelle où l'on se place, de manière plus importante sur les champs mécaniques locaux que la prise en compte des effets non locaux.

6.2.3.3 Effet d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques dans un agrégat 2D extrudé lors de simulations de traction

Cette partie présente les résultats de la simulation de traction réalisée à l'aide du modèle non local sur l'agrégat $D10$ (agrégat 2D extrudé dont la taille a été réduite d'un facteur 10). Ces résultats seront comparés à ceux obtenus avec le modèle non local sur l'agrégat 2D d'origine. Les résultats obtenus à l'aide du modèle local ne seront pas présentés puisque la réduction de la taille de l'agrégat n'a aucun effet sur les champs mécaniques locaux calculés.

Les résultats associés à l'agrégat $D10$ sont notés NL , $D10$ et ceux associés à l'agrégat d'origine NL .

Courbes macroscopiques

La figure 6.23 présente les courbes de contrainte/déformation obtenues pour les simulations NL et $NL, D10$.

L'observation de ces courbes nous montre qu'une réduction de la taille de grains conduit à une augmentation de l'écroutissage. Mais comme nous l'avons vu lors de la phase d'identification, le modèle non local peine à décrire l'effet de taille de grains lorsque le niveau de déformation imposé est trop faible. Les limites d'élasticité sont identiques pour les simulations

NL et *NL, D10*.

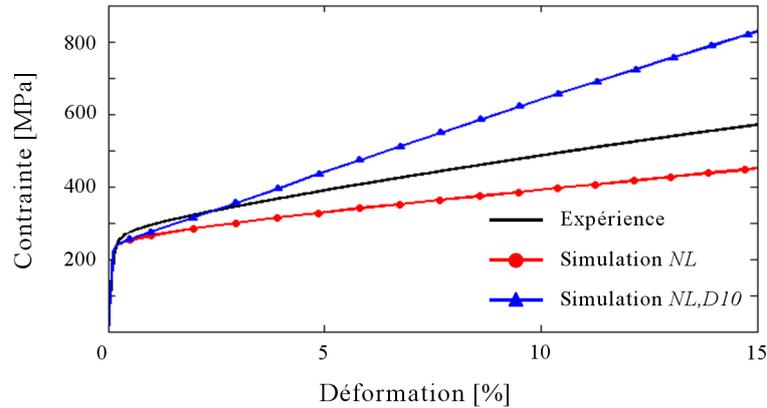


Figure 6.23 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour l'agrégat 2D extrudé lors des simulations de traction *NL* et *NL, D10*.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.24 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} obtenues à 15 % de déformation pour les simulations *NL* et *NL, D10*. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.25.

Ces cartes de contrainte montrent que les concentrations de contrainte sont bien plus intenses dans l'agrégat réduit que dans l'agrégat d'origine, particulièrement au niveau des interfaces (joints de grains et joints de macles). La réduction de la taille de l'agrégat n'influe, par contre, pas réellement sur la localisation de ces concentrations. Nous pouvons également noter une translation du pic de contrainte vers des valeurs plus importantes. Les écarts type calculés confirment cette tendance (tableau 6.3). Ils sont de 167 MPa pour *NL* et de 395 MPa pour *NL, D10*.

Tableau 6.3 – Écarts type sur les champs mécaniques observés à 15 % de déformation pour les simulations de traction *NL* et *NL, D10*.

Simulation	<i>NL</i>	<i>NL, D10</i>
σ_{vM} [MPa]	167	395
ϵ_{MaxP} [%]	7,6	6,4

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation pour les simulations *NL* et *NL, D10* sont données dans la figure 6.26. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.27.

La réduction de la taille de l'agrégat influe assez peu sur la localisation de la déformation. Il n'y a guère de différence entre la localisation spatiale des maxima de déformation (zones marquées, figure 6.26). Dans différents grains, les zones situées à proximité des interfaces sont

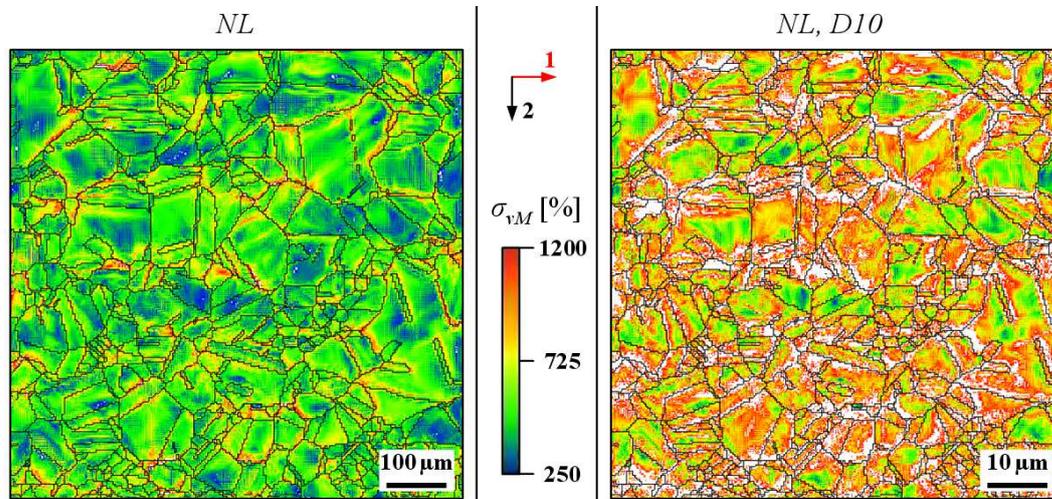


Figure 6.24 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction *NL* et *NL, D10* (axe 1 : axe de sollicitation).

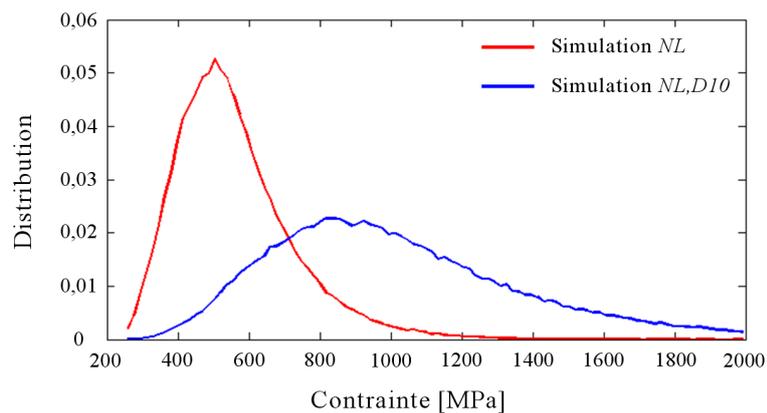


Figure 6.25 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à 15 % de déformation pour les simulations de traction *NL* et *NL, D10*.

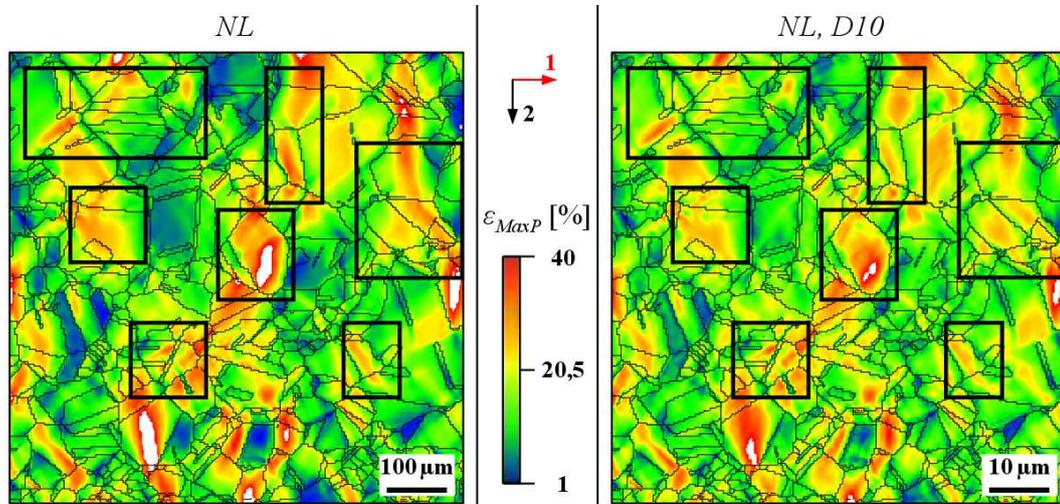


Figure 6.26 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

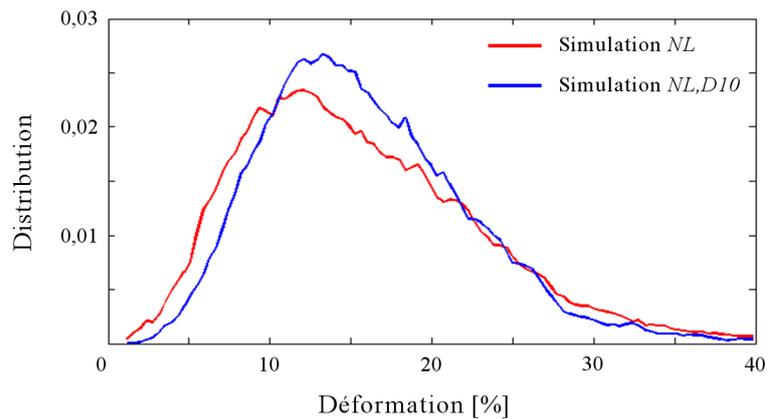


Figure 6.27 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$.

moins déformées pour la simulation $NL, D10$. La réduction de la taille de l'agrégat conduit à une réduction de la dispersion des valeurs de ϵ_{MaxP} .

Les cartes du nombre de systèmes de glissement actifs à 15 % de déformation sont données dans la figure 6.28 pour les simulations NL et $NL, D10$. La figure 6.29 présente les distributions du nombre de systèmes actifs.

Comme lors des précédentes observations, le nombre de système actifs varie entre 2 et 7 et ce même pour l'agrégat réduit. Le nombre de systèmes actifs diminue lorsque la taille de grains diminue. Le nombre moyen de systèmes actifs dans l'agrégat est de 4,55 pour la simulation NL et de 4,28 pour la simulation $NL, D10$.

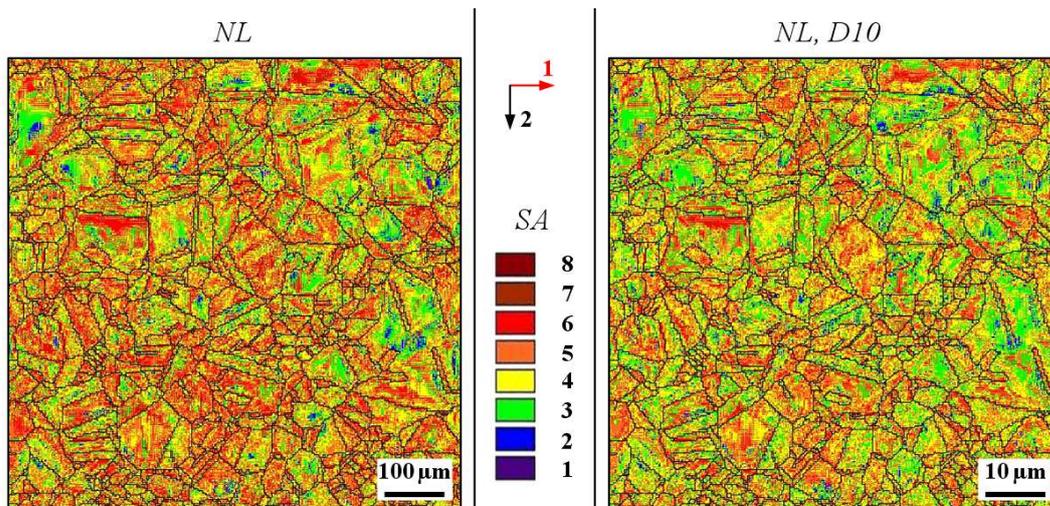


Figure 6.28 – Cartes du nombres systèmes actifs (SA) obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

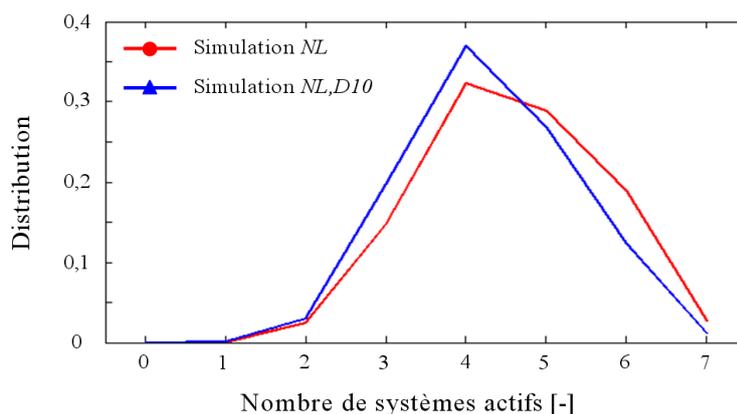


Figure 6.29 – Distribution du nombre de systèmes actifs à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$.

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation sont données pour les simulations NL et $NL, D10$

dans la figure 6.30.

Ces cartes sont relativement similaires pour les deux simulations. Notons que certains grains affichent des rotations de réseau légèrement plus franches pour la simulation *NL* (zones marquées, figure 6.30).

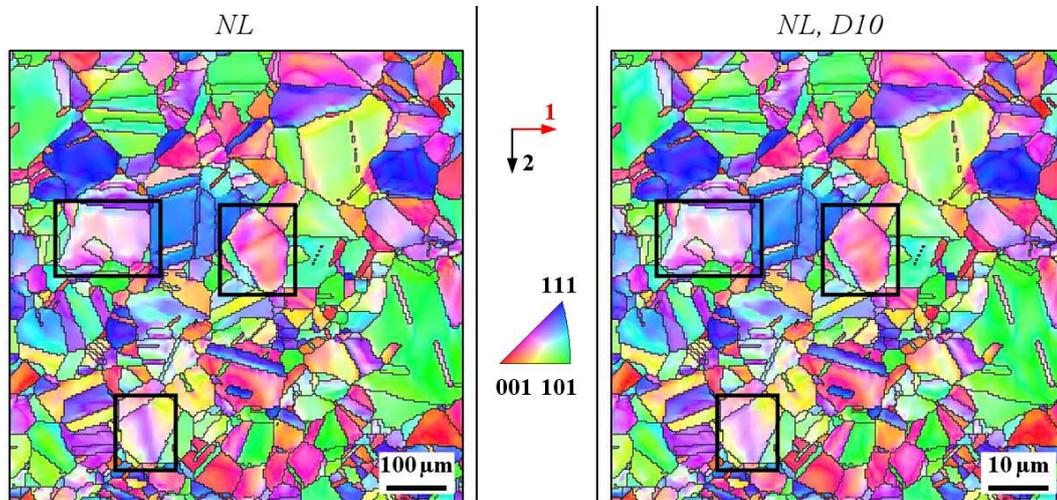


Figure 6.30 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les simulations de traction *NL* et *NL, D10* (axe 1 : axe de sollicitation).

6.2.4 Bilan des simulations de traction réalisées sur un agrégat 2D extrudé

À l'échelle de cette étude, il n'y a que peu de différence entre les résultats obtenus à l'aide des modèles local et non local. Pour les deux modèles, les champs de contrainte et de déformation obtenus à l'aide des modèles local et non local sont localisés dans les mêmes zones et évoluent de manière similaire au cours des simulations. Il en est de même pour le nombre de systèmes de glissement actifs et les rotations de réseau.

Quel que soit le modèle, nous pouvons observer au cours du chargement que :

- L'hétérogénéité spatiale et de la dispersion des valeurs prises par le champ de contrainte et le champ de déformation augmente.
- Le nombre de systèmes de glissement actifs croît.
- Les rotations de réseau s'intensifient.

Néanmoins, nous pouvons noter certaines différences entre les résultats obtenus à l'aide des deux modèles. Lorsque le modèle non local est utilisé :

- l'hétérogénéité du champ de contrainte est plus importante, les localisations observées plus fines et les concentrations de contrainte plus intenses plus particulièrement au niveau des interfaces.
- Les gros grains sont légèrement plus déformés et les petits grains le sont légèrement moins.
- La dispersion des valeurs du champ de déformation est légèrement plus importante.
- Le nombre de systèmes activés est légèrement plus important.
- Les rotations de réseau sont légèrement plus importantes dans certains grains.

Notons que ces différences sont observables quelles que soient les conditions au limites appli-

quées.

Les effets des conditions aux limites appliquées à l'agrégat s'observent au niveau macroscopique comme au niveau local. Ces effets sont relativement similaires pour les modèles local et non local.

Macroscopiquement, plus les conditions aux limites sont restrictives :

- plus la limite d'élasticité est grande,
- plus les contraintes sont importantes pour un niveau de déformation fixée dans le domaine de plasticité,
- plus l'écroutissement est important.

Malgré les différentes conditions aux limites appliquées, la description du comportement macroscopique de l'acier AISI 316LN reste approximative lors des simulations réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.

Localement, les conditions aux limites conditionnent les champs mécaniques calculés, le nombre de systèmes de glissement actifs et les rotations de réseau. L'application de conditions aux limites plus restrictives conduit à une augmentation de l'intensité et de l'hétérogénéité du champ de contrainte. En revanche, elle influe de manière différente sur le champ de déformation, sur le nombre de systèmes actifs ainsi que sur les rotations de réseau.

Ces résultats soulèvent quelques questions :

- Quelles sont les conditions aux limites à appliquer aux agrégats multicristallins 2D extrudés pour qu'ils décrivent le comportement d'un agrégat réel ?
- Peuvent-ils de par leur nature être représentatifs d'un agrégat réel ?
- Comment vérifier leur validité ?

La réduction de la taille de l'agrégat n'a aucun effet sur les champs obtenus à l'aide le modèle local. En revanche, lorsque le modèle non local est mis en œuvre, elle conduit à :

- une nette augmentation de l'intensité et l'hétérogénéité du champ de contrainte,
- d'importantes concentrations de contrainte au niveau des interfaces,
- une diminution de la dispersion des valeurs du champ de déformation,
- une diminution légère des déformations observées aux interfaces,
- une diminution du nombre de systèmes actifs,
- des rotations de réseau légèrement plus franches dans certains grains.

6.3 Étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN lors d'un trajet de chargement cyclique sur un agrégat multicristallin 2D extrudé

6.3.1 Présentation de l'agrégat 2D extrudé utilisé lors des simulations de fatigue

L'agrégat 2D extrudé utilisé pour l'étude des champs mécaniques locaux lors de simulations de fatigue a été construit à partir d'une seule cartographie EBSD. Cette dernière est présentée dans la figure 6.31a. Elle mesure $1200 \times 1200 \mu\text{m}^2$ et contient 1055 grains d'austénite et 3 grains de ferrite δ résiduelle.

Cette cartographie a été maillée de manière régulière et le maillage a été extrudé sur quatre

couches d'éléments. Les éléments du maillage sont des éléments linéaires, cubiques, à intégration totale (notation AbaqusTM : C3D8) de dimension $4 \times 4 \times 4 \mu\text{m}^3$. L'agrégat obtenu mesure $1200 \times 1200 \times 16 \mu\text{m}^3$ et contient 360000 éléments. Il est représenté dans la figure 6.31b. Il décrit de manière réaliste sur une faible épaisseur la microstructure de l'acier AISI 316LN (morphologie des grains et orientations cristallines).

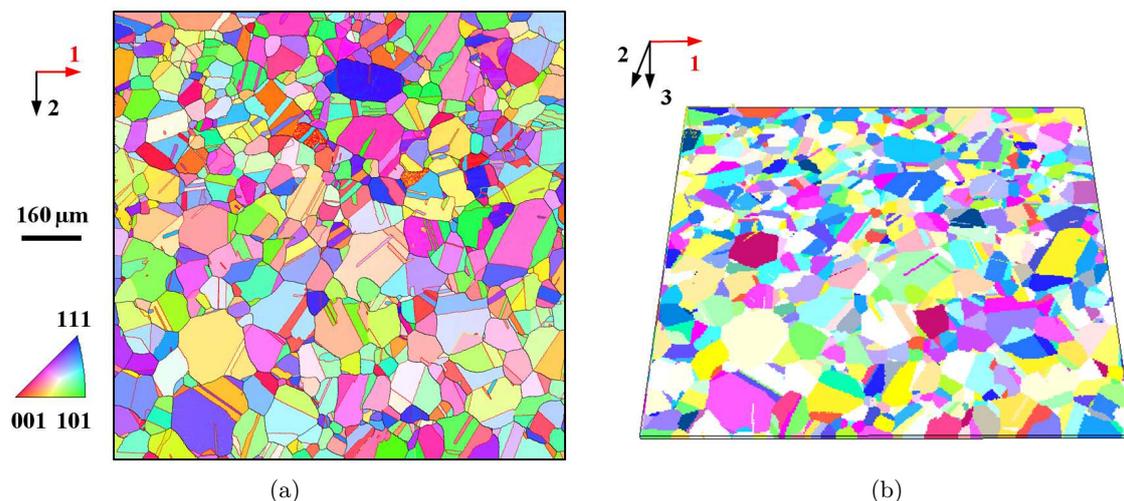


Figure 6.31 – a) Cartographie EBSD utilisée pour la construction de l'agrégat 2D extrudé mis en œuvre lors des simulations de fatigue (représentation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard). b) Agrégat multicristallin 2D extrudé utilisé lors des simulations de fatigue (axe 1 : axe de sollicitation).

6.3.2 Présentation des simulations de fatigue sur l'agrégat 2D extrudé

L'essai de fatigue simulé est un essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ piloté à une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Des simulations ont été réalisées à l'aide des modèles local et non local. Les phases austénitique et ferritique ont été modélisées.

Trois conditions aux limites différentes ont été étudiées. Ces dernières correspondent aux conditions *CL2*, *CL3* et *CL4* présentées dans la partie 6.2 sur la figure 6.9. Ces conditions peuvent être classées de la manière suivante : $CL4 > CL3 > CL2$, *CL4* étant la condition limitant le plus fortement les degrés de liberté de l'agrégat et *CL2* celle les limitant le moins.

Une simulation a également été effectuée à l'aide du modèle non local afin d'observer les effets d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux. Un nouvel agrégat a été généré. Il est identique à l'agrégat d'origine mais sa taille ainsi que la taille de ces éléments ont été réduites d'un facteur 10 selon les trois dimensions. Cet agrégat sera noté *D10* dans la suite de cette partie. Cette simulation a été réalisée avec la condition aux limites *CL2*.

6.3.3 Résultats des simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé

6.3.3.1 Évolution des champs mécaniques dans un agrégat 2D extrudé soumis à la condition *CL2* au cours des simulations de fatigue

Cette partie décrit les résultats des simulations de fatigue réalisées avec les modèles local et non local lorsque la condition aux limites *CL2* est appliquée à l'agrégat 2D extrudé. Elle présente principalement :

- les courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes,
- les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes ($\Delta\sigma/2$) en fonction du nombre de cycles,
- les cartes de champs mécaniques obtenus à la fin des phase de traction des cycles 1 et 5 et les distributions de valeurs associées.

Courbes macroscopiques

La figure 6.32 présente les boucles d'hystérésis des cycles 1 et 5 obtenues lors des simulations réalisées avec les modèles local et non local. Les courbes représentant l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour ces mêmes simulations sont données dans la figure 6.33.

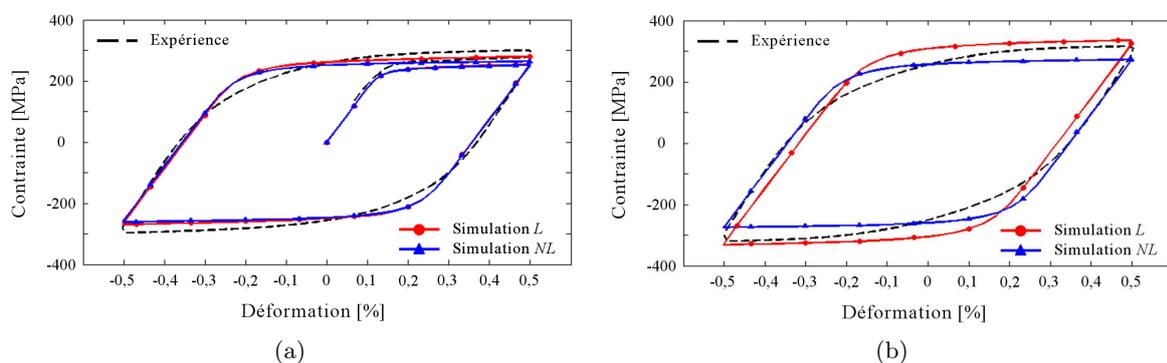


Figure 6.32 – Boucles d'hystérésis obtenues lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL2* : a) cycle 1, b) cycle 5.

Le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN n'est pas parfaitement décrit par les deux modèles. En effet :

- Les boucles d'hystérésis simulées diffèrent quelque peu des boucles d'hystérésis mesurées expérimentalement.
- Le durcissement cyclique décrit par le modèle local est trop important.
- Le durcissement cyclique décrit par le modèle non local se rapproche de celui observé expérimentalement. Mais l'amplitude des contraintes reste trop faible par rapport à celle mesuré lors des essais.

Ces différentes observations rejoignent celles réalisées lors de phase d'identification (chapitre 5).

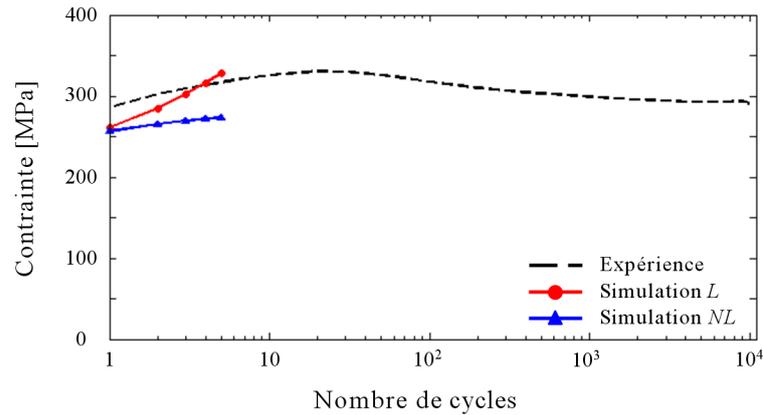


Figure 6.33 – Courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$.

Cartes des champs mécaniques locaux

Les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local sont données sur la figure 6.34. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.35.

Le champ de contrainte est fortement hétérogène quel que soit le modèle utilisé. Des maxima de contraintes sont observables au niveau des interfaces (joints de grains et joints de macles) mais aussi à l'intérieur de certains grains. Pour les deux modèles, l'intensité et l'hétérogénéité spatiale du champ de contrainte augmente avec le nombre de cycles. Entre la fin du cycle 1 et la fin du cycle 5, les zones de concentration de contrainte restent identiques et les distributions de valeurs ainsi que les écarts type deviennent légèrement plus importants (tableau 6.4).

L'observation de ces cartes comme celle des distributions ne permet pas réellement d'apprécier les différences de champ de contrainte entre les modèles local et non local, l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ étant en effet plus importante lors des simulations réalisées à l'aide du modèle local que lors de celles réalisées à l'aide du modèle non local.

Tableau 6.4 – Écarts type sur les champs mécaniques observés à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$.

Cycle	1		5	
Simulation	L	NL	L	NL
σ_{vM} [%]	55	58	73	65
ϵ_{MaxP} [%]	0,192	0,241	0,173	0,238

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin des cycles 1 et 5 sont données dans la figure 6.36 pour les modèles local et non local. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.37.

Les champs de déformation observés sur les cartes sont fortement hétérogènes pour les deux modèles. Entre la fin du cycle 1 et la fin du cycle 5 :

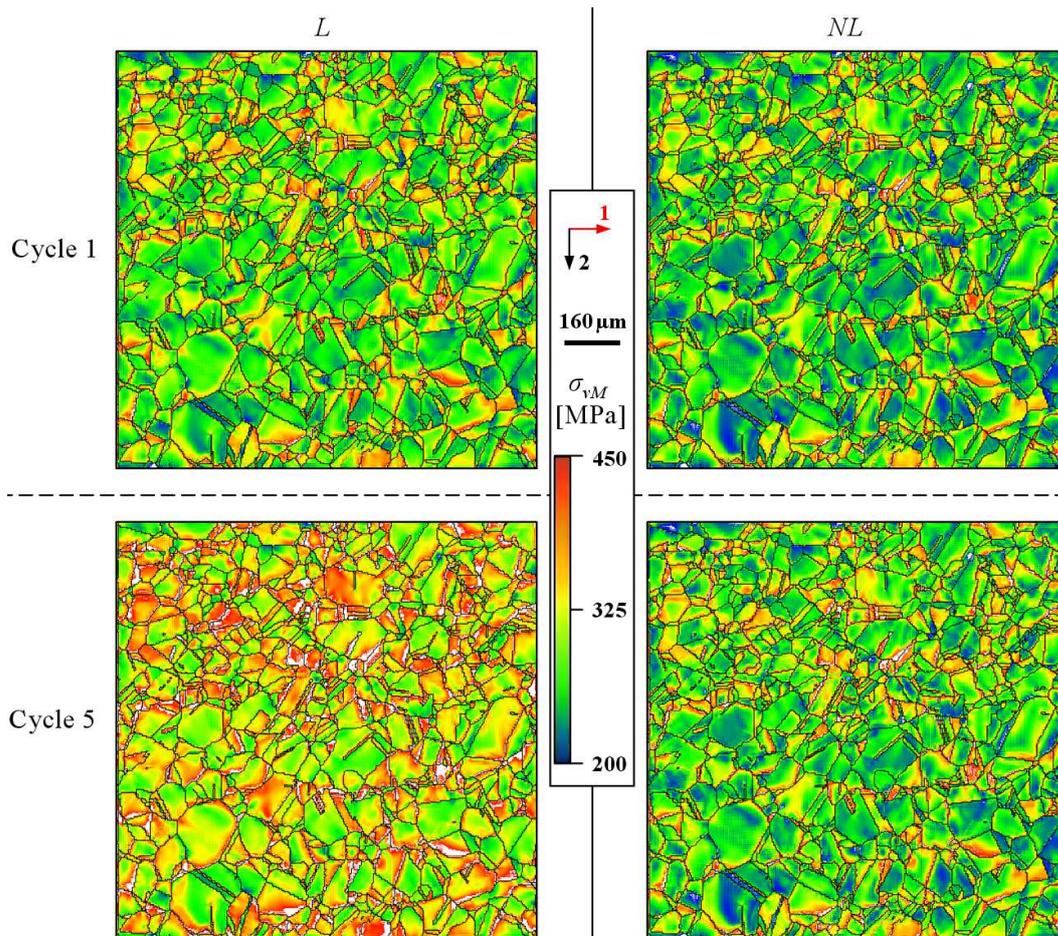


Figure 6.34 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à la fin des cycles 1 et 5 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

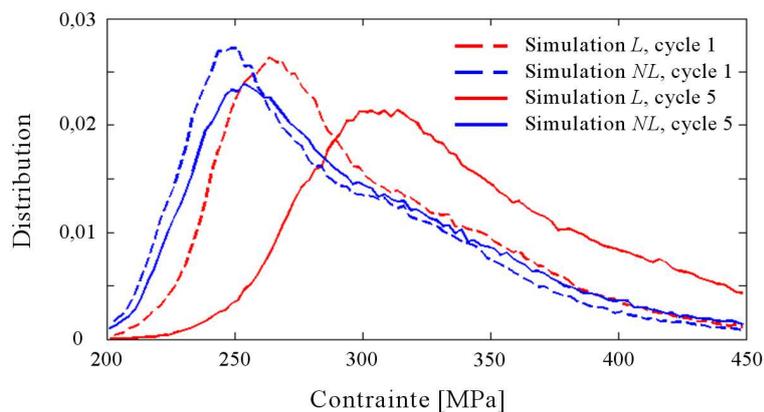


Figure 6.35 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$.

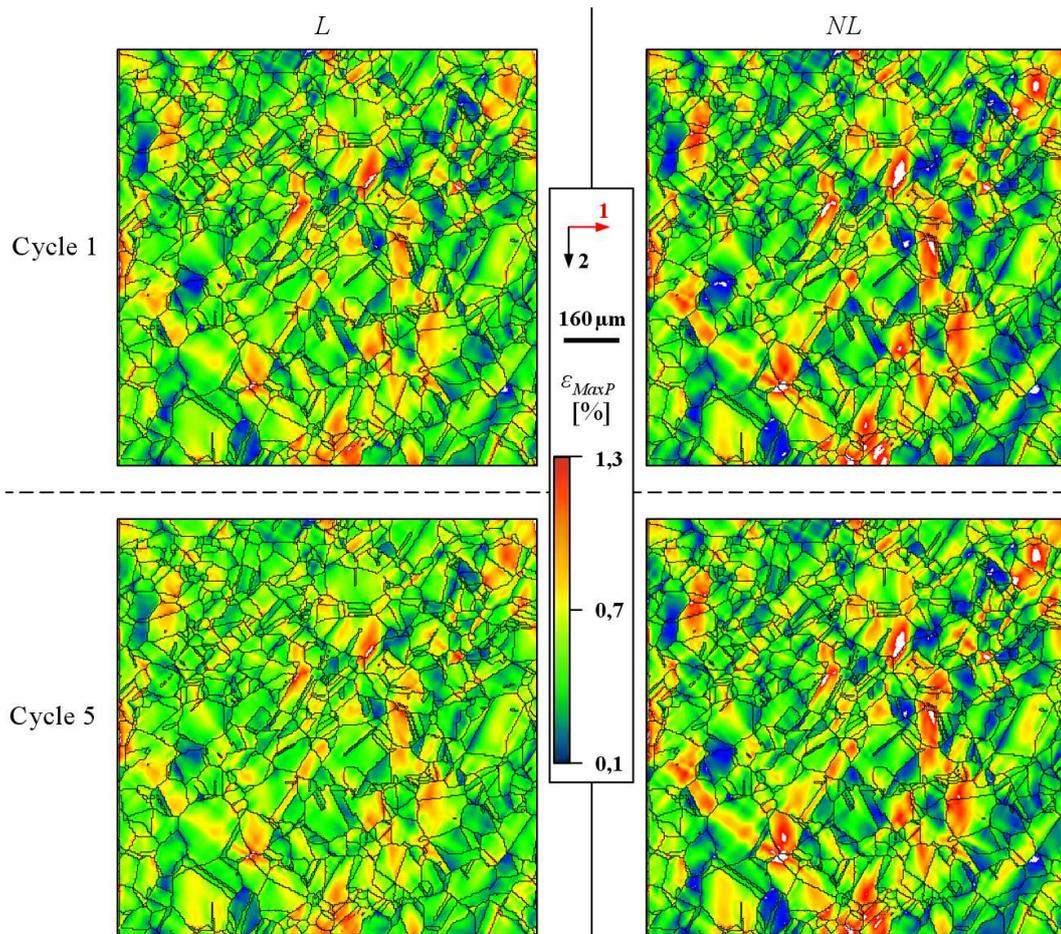


Figure 6.36 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin des cycles 1 et 5 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

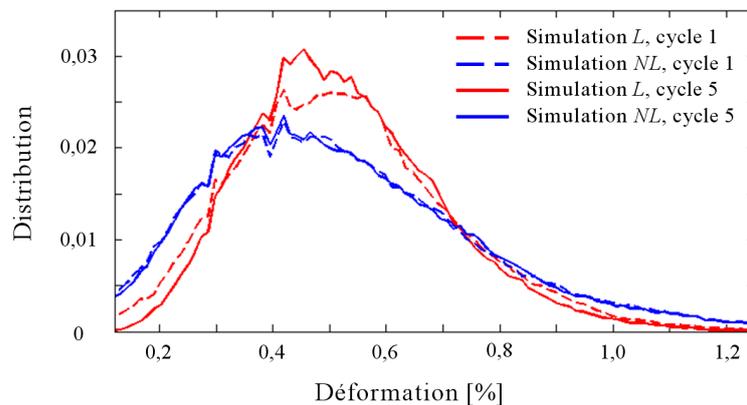


Figure 6.37 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$.

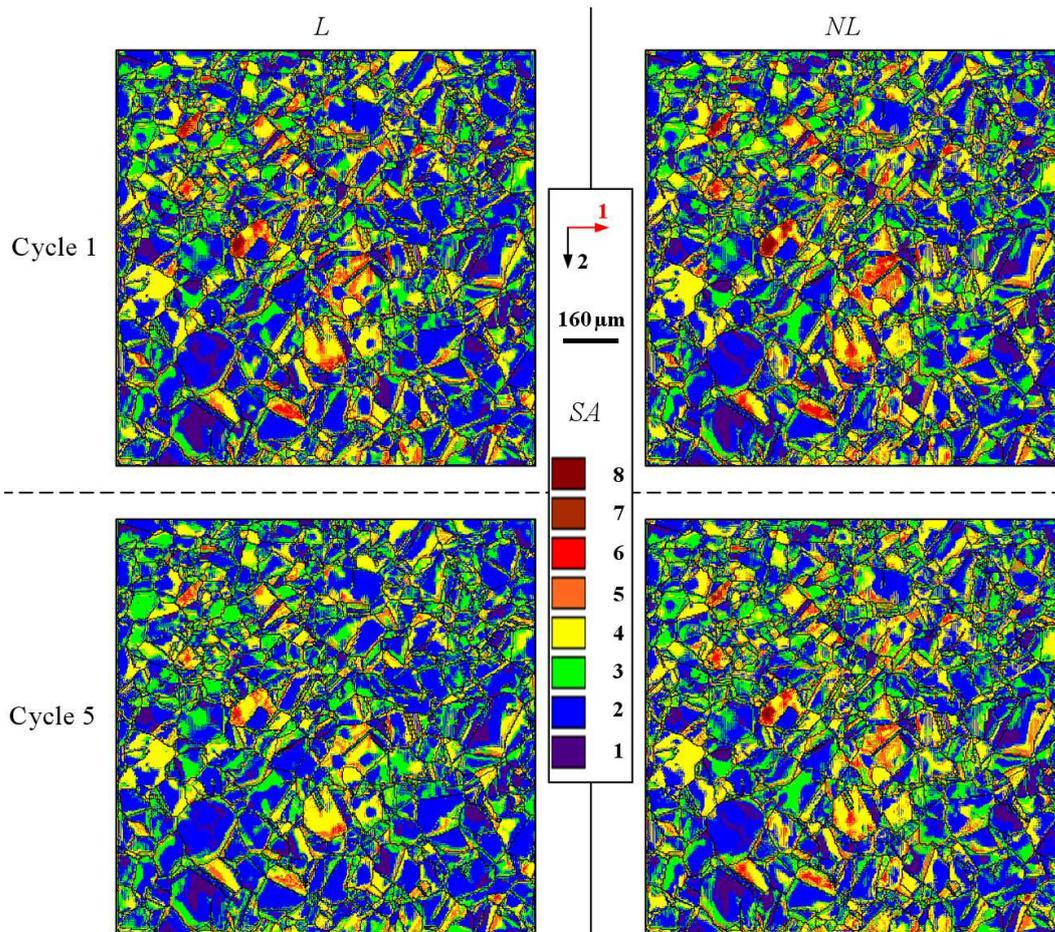


Figure 6.38 – Cartes du nombres systèmes actifs (SA) obtenues à la fin des cycles 1 et 5 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

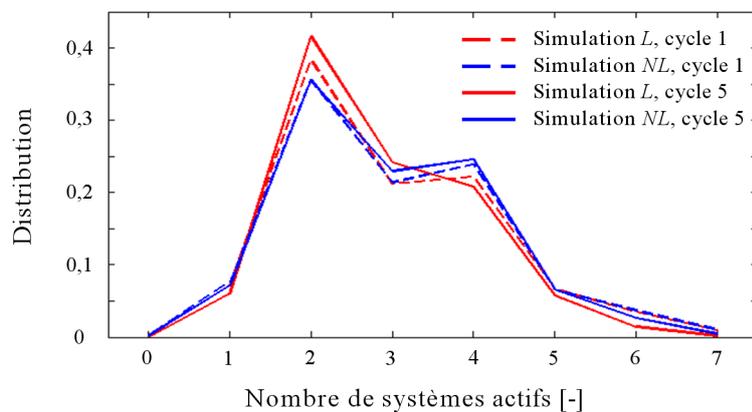


Figure 6.39 – Distribution du nombre de systèmes actifs à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$.

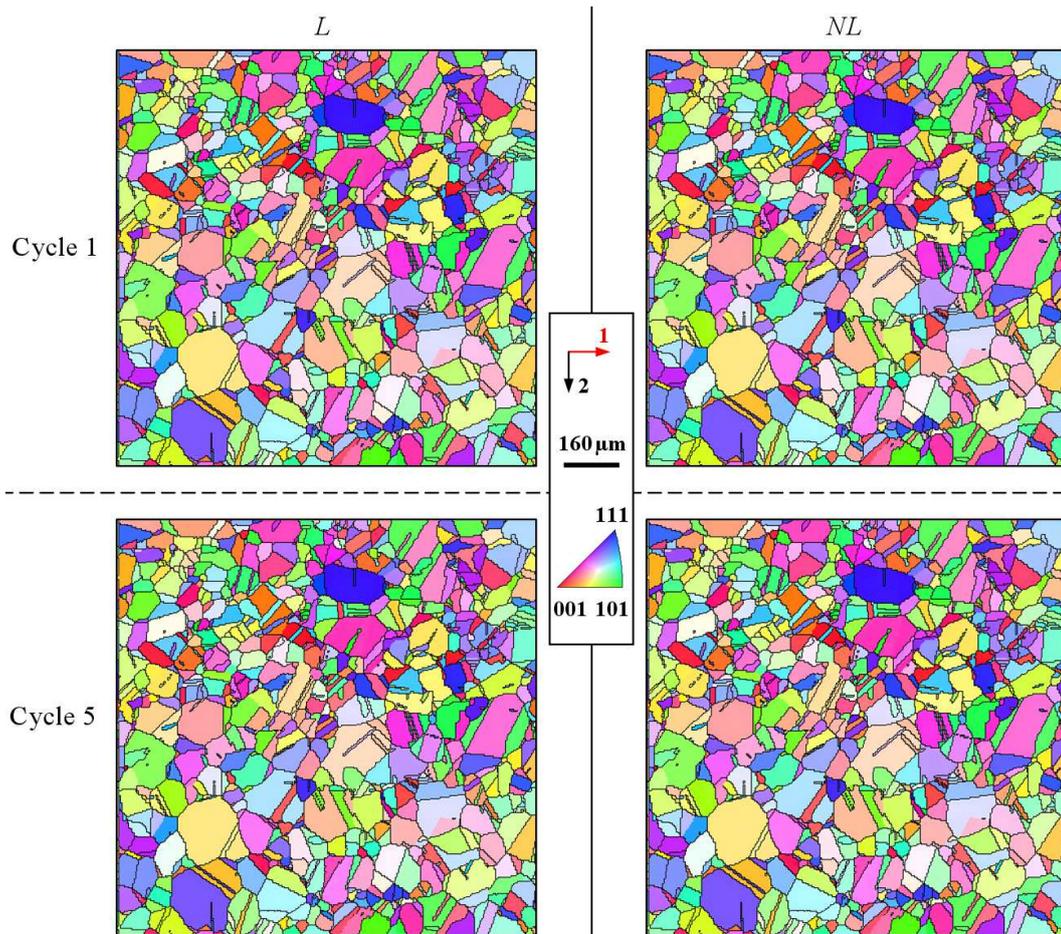


Figure 6.40 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin des cycles 1 et 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$ (axe 1 : axe de sollicitation).

- Les concentrations de déformation restent situées dans les mêmes zones.
- L'étalement des distributions et les valeurs d'écart type diminuent légèrement (tableau 6.4).

Les cartes de déformation obtenues à l'aide des modèles local et non local diffèrent. Si les zones de localisation sont similaires pour les deux modèles, les maxima de déformation sont plus intenses avec le modèle non local et l'étalement des distributions de valeurs ainsi que les écarts type sont plus grands.

Les cartes indiquant le nombre de systèmes de glissement actifs à la fin des cycles 1 et 5 sont données sur la figure 6.38 pour les deux modèles. La figure 6.39 présente les distributions du nombre de systèmes actifs associées.

Pour les deux modèles, le nombre de systèmes actifs varie entre 1 et 7. En fatigue, comme en traction, nous pouvons noter que les interfaces jouent un rôle particulièrement important dans l'activation des systèmes de glissement. Les zones situées à proximité des interfaces présentent un nombre de systèmes actifs plus important que les zones situées au cœur des grains. Le nombre de systèmes actifs diminue légèrement à mesure que le nombre de cycles augmente. À la fin du cycle 1, le nombre moyen de système actifs dans l'agrégat est de 2,97 pour le modèle local et de 3,01 pour le modèle non local. À la fin du cycle 5, ils sont respectivement de 2,85 et de 2,97.

La comparaison des différentes cartes et des différentes distributions obtenues montre une légère augmentation du nombre de système actifs lorsque le modèle non local est utilisé. Notons que :

- Le nombre de système de glissement activés lors des simulations de traction monotone est supérieur au nombre de systèmes activés lors des simulations de fatigue.
- Le nombre de système actifs prédit par les simulations de fatigue est légèrement supérieur à celui observé lors des essais présentés dans le chapitre 3 (en général 1, voire 2).

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin des cycles 1 et 5 sont données pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local dans la figure 6.40.

Ces cartes montrent que les rotations de réseau sont infimes lors des simulations de fatigue. Ceci s'accorde parfaitement avec ce que nous avons pu observer expérimentalement lors des essais de fatigue oligocyclique présentés dans le chapitre 3. Les cartes obtenues avec les deux modèles sont quasiment identiques.

6.3.3.2 Influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques dans un agrégat 2D extrudé lors de simulations de fatigue

Cette partie décrit les résultats des simulations réalisées avec les modèles local et non local pour les trois conditions aux limites appliquées (*CL2*, *CL3* et *CL4*). Elle présente principalement les courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, les cartes de champs mécaniques obtenus à la fin du cycle 1 et les distributions de valeurs associées.

Courbes macroscopiques

La figure 6.41 présente les boucles d'hystérésis du cycle 1 obtenues à l'aide des modèles local

et non local pour les trois conditions aux limites appliquées.

Comme lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, plus les conditions aux limites appliquées sont restrictives :

- plus la limite d'élasticité augmente,
- plus les contraintes sont grandes pour un niveau de déformation fixé dans le domaine de plasticité,
- plus l'érouissage observé est important.

Les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes ne sont pas présentées ici. Leur analyse nous mènent aux mêmes conclusions que l'analyse des courbes réalisées dans la partie 6.1. Plus les conditions aux limites sont restrictives :

- plus les valeurs prises par l'amplitude des contraintes sont importantes,
- plus le durcissement cyclique augmente.

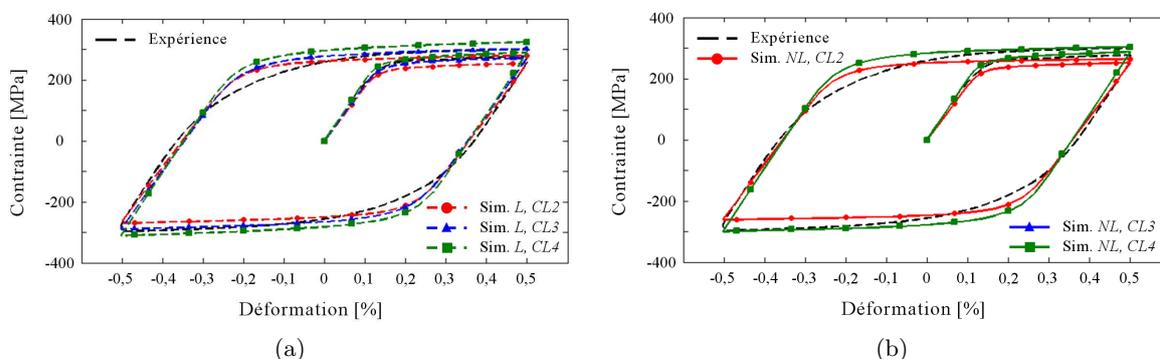


Figure 6.41 – Boucles d'hystérésis obtenues lors des simulations de fatigue pour *CL2*, *CL3* et *CL4* : a) modèle local, b) modèle non local.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.42 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} obtenues à la fin du cycle 1 avec les modèles local et non local pour *CL2*, *CL3* et *CL4*. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.43.

En fatigue, comme en traction, l'influence des conditions aux limites sur le champ de contrainte est importante. D'une condition aux limites à l'autre, la localisation du champ de contrainte, son hétérogénéité spatiale et sa distribution de valeurs varient. À l'échelle des grains, de fortes variations de contraintes peuvent être notées (zones marquées, figure 6.42).

Il est difficile de comparer les résultats obtenus en fatigue à ceux obtenus en traction. Néanmoins, contrairement à ce que nous avons pu observer lors des simulations de traction sur l'agrégat 2D extrudé, l'application de conditions aux limites plus restrictives ne conduit pas forcément à :

- une plus grande hétérogénéité spatiale du champ de contrainte,
- des courbes de distribution plus étalées,
- des écarts type plus importants (tableau 6.5).

En effet, l'étalement des distributions de valeurs et les écarts type associés sont plus importants

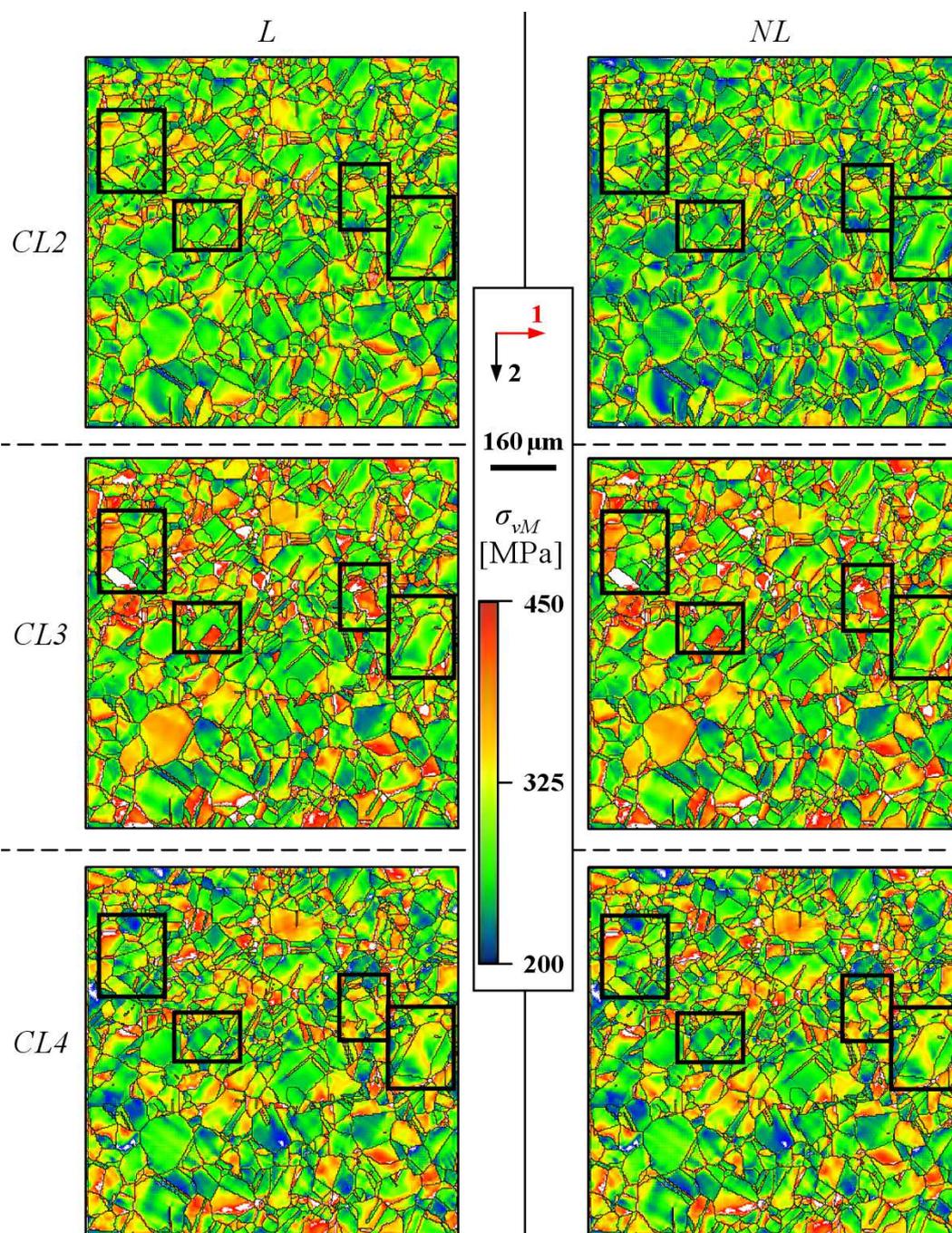


Figure 6.42 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à la fin du cycle 1 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL2*, *CL3* et *CL4* (axe 1 : axe de sollicitation).

pour $CL3$ que pour $CL4$.

Tableau 6.5 – Écarts type sur les champs mécaniques observés à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL2$, $CL3$ et $CL4$.

Condition aux limites	$CL2$		$CL3$		$CL4$	
Simulation	L	NL	L	NL	L	NL
σ_{vM} [MPa]	55	58	69	–	66	66
ϵ_{MaxP} [%]	0,192	0,241	0,172	–	0,226	0,270

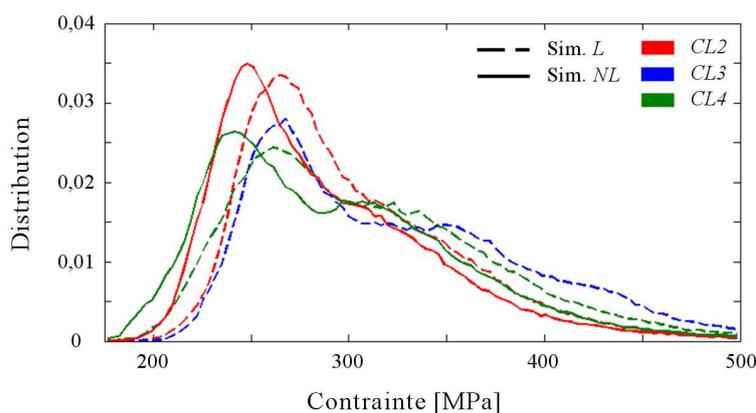


Figure 6.43 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$, $CL3$ et $CL4$.

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 1 à l'aide des modèles local et non local sont données pour $CL2$, $CL3$ et $CL4$ dans la figure 6.44. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.45.

Les conditions aux limites influent également de manière significative sur le champ de déformation (localisation du champ, intensité et distribution de valeurs). À l'échelle des grains, les déformations diffèrent lorsque les conditions aux limites appliquées changent (zones marquées, figure 6.44). Si l'on classe les conditions aux limites dans l'ordre croissant des écarts type obtenus pour ϵ_{MaxP} , on obtient : $CL3 < CL4 < CL2$ (tableau 6.5). Ces résultats rejoignent ceux obtenus lors de simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.

Pour les différentes conditions aux limites appliquées, le nombre de systèmes de glissement actifs varie entre 1 et 7. Comme lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, les conditions aux limites influent sur le nombre de systèmes actifs. Localement, les différences observées sont importantes. Le nombre de systèmes actifs dans une même zone d'un même grain varie selon les conditions aux limites appliquées. Une restriction des degrés de liberté de l'agrégat 2D extrudé ne permet pas de dire si l'on activera plus ou moins de systèmes de glissement. En effet, si l'on classe les conditions aux limites dans l'ordre croissant du nombre moyen de systèmes actifs dans l'agrégat, on obtient : $CL4 < CL2 < CL3$. Notons que ce classement diffère de celui que nous avons réalisé lors des simulations de traction sur l'agrégat 2D extrudé.

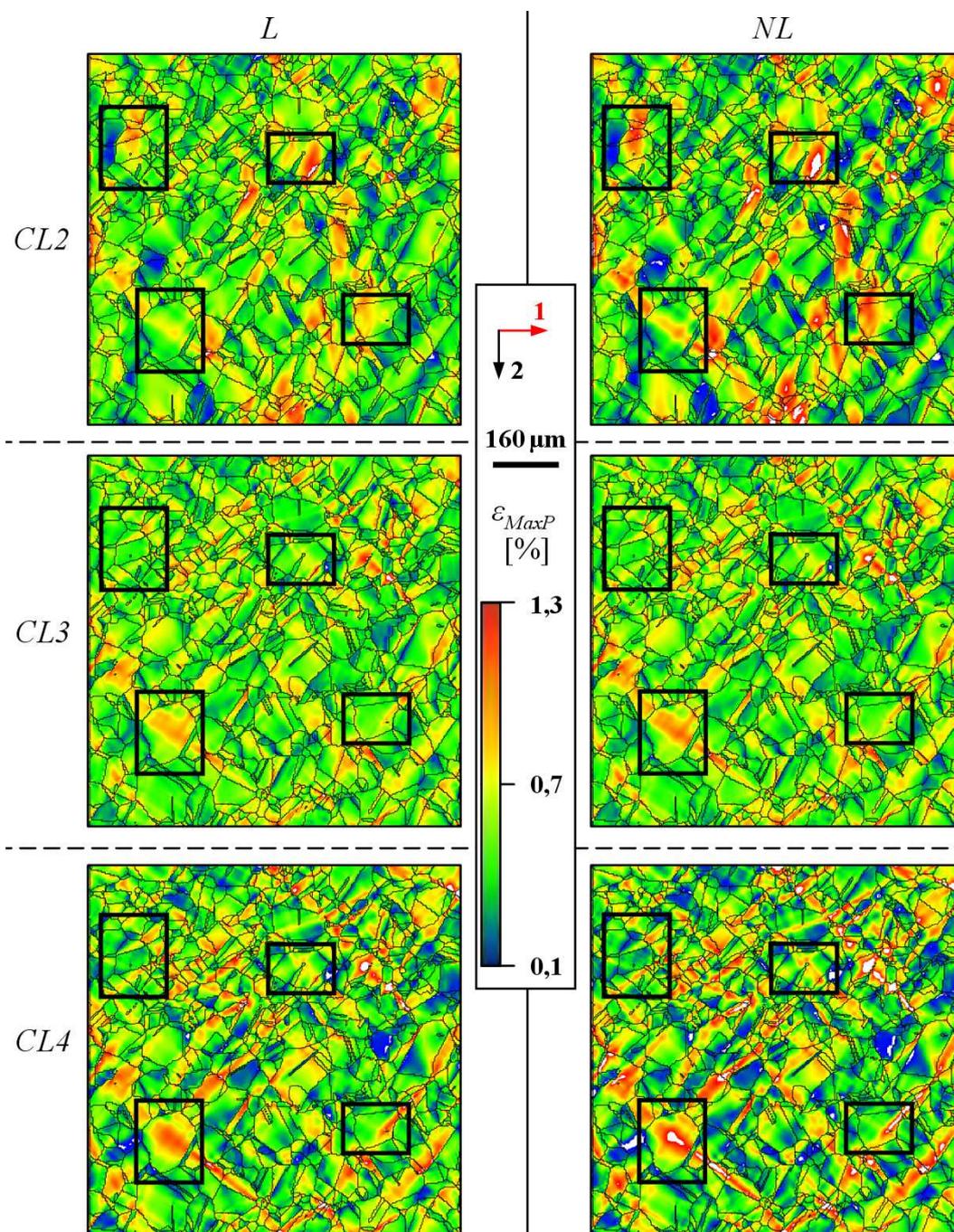


Figure 6.44 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 1 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local pour *CL2*, *CL3* et *CL4* (axe 1 : axe de sollicitation).

Les cartes représentant le nombre de systèmes actifs à la fin du cycle 1 pour $CL2$, $CL3$ et $CL4$ ainsi les distributions associées figurent en annexe E.

Les rotations de réseau observées pour les différentes conditions aux limites sont quasi inexistantes. Aucune différence ne peut être observée lorsque ces dernières sont modifiées. Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard sont présentées dans l'annexe E pour les différentes conditions aux limites appliquées lors des simulations réalisées avec les modèles local et non local.

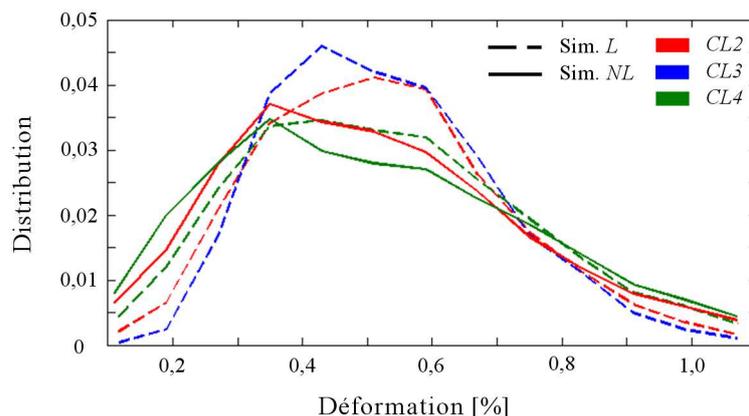


Figure 6.45 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec $CL2$, $CL3$ et $CL4$.

6.3.3.3 Effet d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques dans un agrégat 2D extrudé lors de simulations de fatigue

Cette partie présente les résultats de la simulation de fatigue réalisée à l'aide des modèles non local sur l'agrégat $D10$ (agrégat 2D extrudé dont la taille a été réduite d'un facteur 10). Ces résultats seront comparés à ceux obtenus lors de la même simulation de fatigue réalisée à l'aide du modèle non local sur l'agrégat d'origine. Nous nous intéresserons aux courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, aux cartes de champs mécaniques obtenus à la fin du cycle 5 et aux distributions de valeurs associées. Les résultats associés à l'agrégat $D10$ sont notés NL , $D10$ et ceux associés à l'agrégat d'origine NL .

Courbes macroscopiques

La figure 6.46a et 6.46b présentent respectivement les boucles d'hystérésis du cycle 5 obtenues pour les simulations NL et $NL, D10$ et les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.

Les boucles d'hystérésis montrent qu'une réduction de la taille de grains conduit à une augmentation de l'érouissage. Les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles nous montre une hausse de la valeur de l'amplitude des contraintes pour un nombre de cycles fixé ainsi qu'une augmentation du durcissement cyclique.

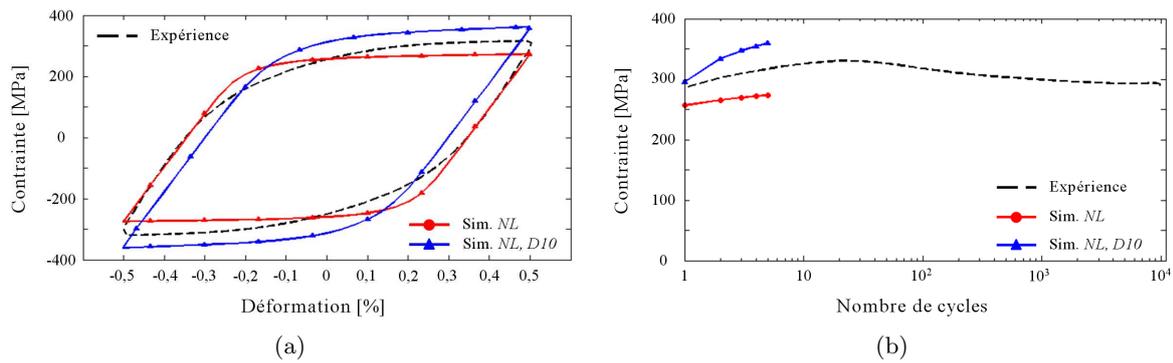


Figure 6.46 – Courbes macroscopiques obtenues lors des simulations de fatigue *NL* et *NL, D10* : a) boucles d’hystérésis du cycle 5, b) courbe d’évolution de l’amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.47 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} obtenues à la fin du cycle 5 pour les simulations *NL* et *NL, D10*. Les distributions de valeurs associées sont données sur la figure 6.48.

Comme lors des simulations de traction réalisées sur l’agrégat 2D extrudé, la réduction de la taille de l’agrégat n’influe pas réellement sur la localisation des maxima et des minima du champ de contrainte. Elle engendre, en revanche, des concentrations de contrainte bien plus intenses et ce particulièrement aux niveaux des interfaces (joints de grains et joints de macles). L’hétérogénéité spatiale du champ de contrainte et l’étalement de sa distribution de valeurs sont beaucoup plus importantes dans l’agrégat réduit que dans l’agrégat d’origine. Les écarts type calculés sont également plus grands. Ils valent 58 MPa pour la simulation *NL* et de 109 MPa pour la simulation *NL, D10* (tableau 6.6).

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 5 pour les simulations *NL* et *NL, D10* sont données dans la figure 6.49. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.50.

La réduction de la taille de l’agrégat influe légèrement sur la localisation de la déformation. Dans différents grains, les zones situées à proximité des interfaces sont moins déformées dans l’agrégat réduit que dans l’agrégat d’origine. Pour la simulation *NL, D10*, les concentrations de déformation semblent en effet confinées à l’intérieur des grains (zones marquées, figure 6.49). La réduction de la taille de l’agrégat conduit également à une réduction de la dispersion des valeurs de ϵ_{MaxP} . Ceci s’observe sur les courbes de distribution ainsi que sur les valeurs d’écart type calculées (tableau 6.6). Ces observations sont en parfait accord avec celles réalisées en traction sur l’agrégat 2D extrudé.

Les cartes du nombre de systèmes de glissement actifs à la fin du cycle 5, les distributions associées et les cartes représentant l’axe de sollicitation dans le triangle standard sont données pour les simulations *NL* et *NL, D10* dans l’annexe E.

Dans l’agrégat réduit comme dans l’agrégat d’origine, le nombre de systèmes actifs varie entre 1 et 7. Le nombre de systèmes actifs diminue lorsque la taille de grains diminue. Le nombre

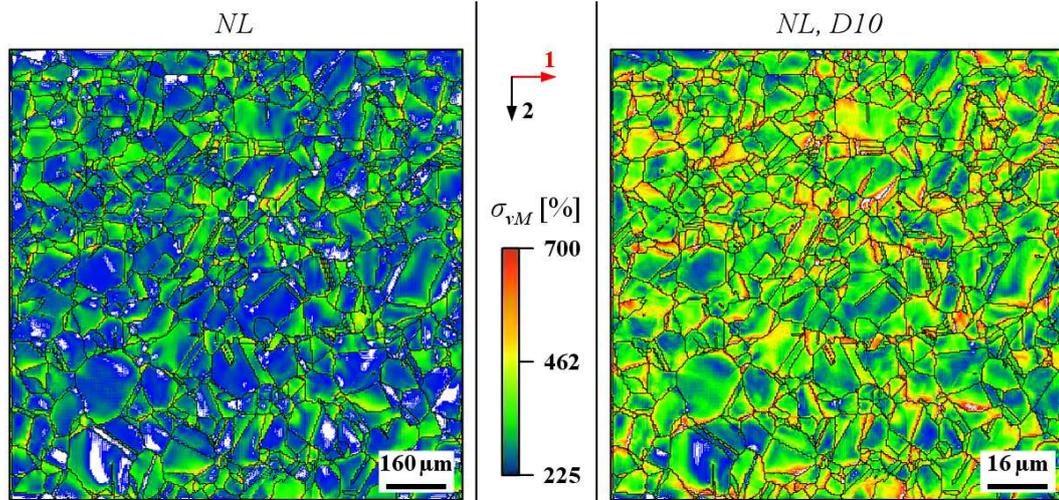


Figure 6.47 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} obtenues à la fin du cycle 5 lors des simulations de fatigue NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

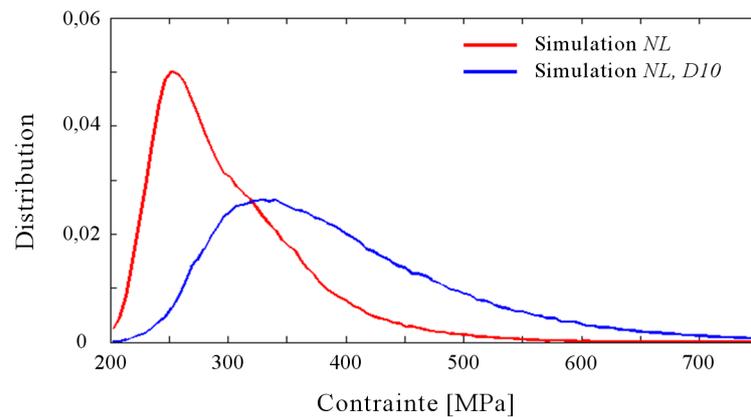


Figure 6.48 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$.

Tableau 6.6 – Écarts type sur les champs mécaniques observés à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$.

Simulation	NL	$NL, D10$
σ_{vM} [MPa]	58	109
ϵ_{MaxP} [%]	0,241	0,197

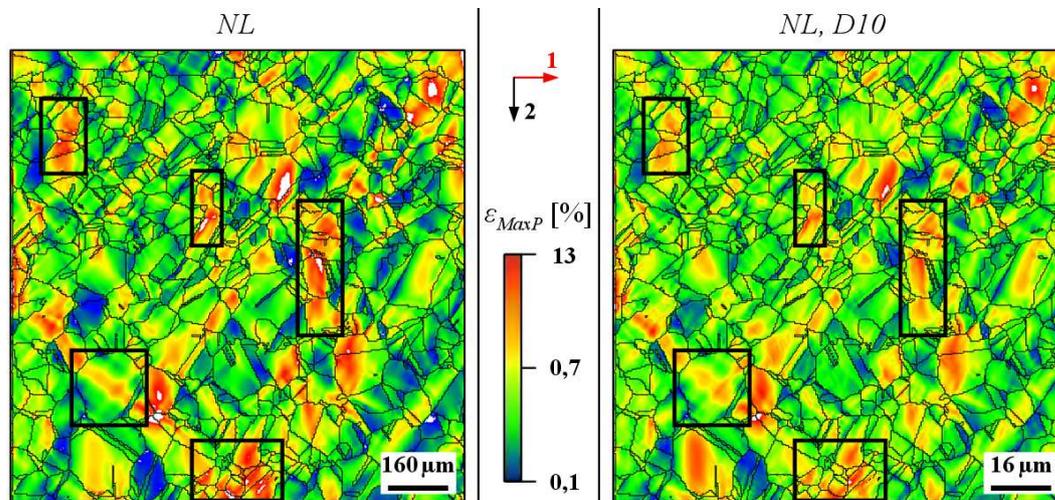


Figure 6.49 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 5 lors des simulations de fatigue *NL* et *NL, D10* (axe 1 : axe de sollicitation).

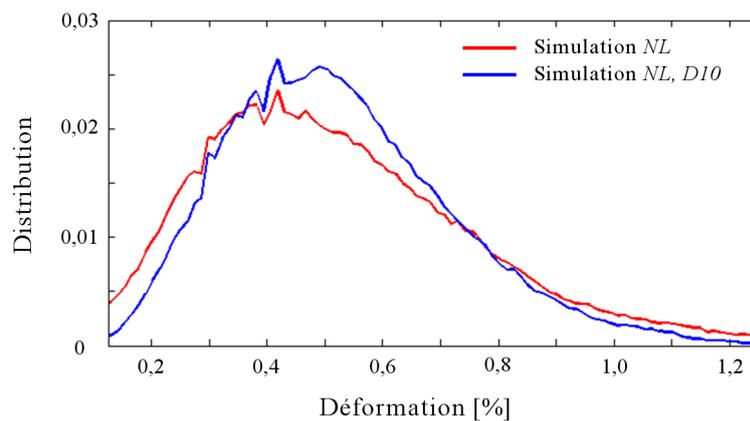


Figure 6.50 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue *NL* et *NL, D10*.

moyen de systèmes actifs dans l'agrégat est de 2,97 pour la simulation *NL* et de 2,68 pour la simulation *NL, D10*. Cette diminution du nombre de systèmes actifs lorsque la taille de grains diminue a également été observé lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 5 sont identiques pour les simulations *NL* et *NL, D10*. Quasi aucune rotation de réseau n'est notable.

6.3.4 Bilan des simulations d'un essai de fatigue réalisées sur un agrégat 2D extrudé

Au cours de cette partie, nous avons présenté les résultats issus des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local sur un agrégat 2D extrudé.

Les champs de contrainte et de déformation obtenus à l'aide des modèles local et non local sont localisés dans les mêmes zones et évoluent de manière similaire au cours des simulations. Il en est de même pour le nombre de systèmes actifs et les rotations de réseau. Lorsque le nombre de cycles augmente :

- Les zones de localisation des maxima et minima des champ de contrainte et déformation restent identiques.
- L'hétérogénéité spatiale et l'intensité des concentrations de contrainte augmentent.
- La dispersion des valeurs prises par le champ de contrainte augmentent légèrement.
- La dispersion des valeurs prises par le champ de déformation diminue quelque peu.
- Le nombre de systèmes de glissement actifs décroît légèrement.

Notons que les rotations de réseau sont quasi inexistantes lors des simulations de fatigue. Ceci s'accorde d'ailleurs avec les observations réalisées dans le chapitre 3.

Les différences observées entre les résultats obtenus à l'aide des modèles local et non local sont les suivantes :

- Les concentrations du champ de déformation sont plus intenses et l'étalement des distributions plus importante avec le modèle non local.
- Le nombre de systèmes de glissement activés est légèrement plus important avec le modèle non local.

Ces différences s'observent quelles que soient les conditions aux limites appliquées.

Comme lors des simulations de traction, les deux modèles réagissent de manière quasi similaire à un changement de conditions aux limites.

Au niveau macroscopique, plus les conditions aux limites sont restrictives :

- plus la limite d'élasticité augmente,
- plus les contraintes sont grandes pour un niveau de déformation fixé dans le domaine de plasticité,
- plus l'érouissage est important,
- plus les valeurs prises par l'amplitude des contraintes sont grandes,
- plus le durcissement cyclique est important.

Bien que différentes conditions aux limites aient été testées, la description du comportement cyclique de l'acier AISI 316LN reste améliorable. Comme nous l'avons déjà constaté lors de la phase d'identification (chapitre 5), le modèle non local conduit néanmoins à de meilleurs

résultats que le modèle local.

Localement, les conditions aux limites appliquées conditionnent la localisation et l'intensité des champs mécaniques calculés et le nombre de systèmes de glissement actifs. L'application de conditions aux limites plus restrictives conduit une augmentation des valeurs prises par le champ de contrainte. En revanche, contrairement à ce que nous avons pu observer sur l'agrégat 2D extrudé en traction, elle ne conduit pas forcément à une augmentation de la dispersion des valeurs de ce champ. Par rapport aux simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, ses effets sur le champ de déformation restent inchangés. Ils diffèrent, par contre, en ce qui concerne l'activation des systèmes de glissement.

Ces observations nous montrent à nouveau que le choix de conditions aux limites pertinentes est délicat.

La réduction de la taille de l'agrégat conduit à :

- une nette augmentation de l'intensité et l'hétérogénéité du champ de contrainte,
- d'importantes concentrations de contrainte au niveau des interfaces,
- une diminution de la dispersion des valeurs du champ de déformation,
- une diminution légère des déformations observées aux interfaces,
- une diminution du nombre de systèmes actifs.

Ces observations rejoignent celles effectuées sur l'agrégat 2D extrudé lors des simulations de traction.

6.4 Étude du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN à partir d'un agrégat multicristallin 3D

Nous venons de voir comment évoluaient les champs mécaniques locaux lors de simulations d'un essai de traction et d'un essai de fatigue réalisées sur des agrégat 2D extrudés. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur l'étude de ces champs dans un agrégat 3D lors des mêmes simulations.

Par rapport aux agrégats 2D extrudés, un agrégat 3D offre la possibilité d'analyser les champs mécaniques sur différentes couches de grains. Il conduit également à une meilleure prise en compte des effets de voisinage, plusieurs couches de grains étant décrites dans l'épaisseur. Il permet ainsi une analyse des mécaniques plus précise et plus réaliste.

6.4.1 Présentation de l'agrégat 3D

L'agrégat 3D utilisé pour cette étude correspond à un quart de l'agrégat 3D que nous avons construit par polissages successifs et cartographies EBSD (chapitre 2). La figure 6.51 présente la partie extraite de l'agrégat initial.

Rappelons que l'agrégat 3D a été construit de la manière suivante :

- Chaque cartographie EBSD réalisée a été maillée de manière régulière et extrudée de l'épaisseur de matière enlevée lors de chaque polissage ($5 \mu\text{m}$ en moyenne).
- L'agrégat a été reconstruit par empilement des différentes cartographies maillées.
- Les éléments constituant l'agrégat sont des éléments linéaires, cubiques, à intégration totale (notation AbaqusTM : C3D8).

Les éléments du maillage de l'agrégat que nous avons utilisé pour les simulations mesurent $5 \times 5 \times 5 \mu\text{m}^3$. L'agrégat 3D mis en œuvre est ainsi constitué de 171000 éléments. Il mesure $300 \times 300 \times 150 \mu\text{m}^3$ et contient 1029 grains d'austénite et 19 grains de ferrite δ résiduelle. Il donne une représentation fidèle de la microstructure en trois dimensions de l'acier AISI 316LN (morphologie des grains et orientations cristallines). Compte tenu de la taille des éléments utilisés, l'étude fine de la localisation des champs mécaniques sera difficile. Mais comme lors des précédentes simulations réalisées sur des agrégats 2D extrudés, des tendances pourront être mises en évidence.

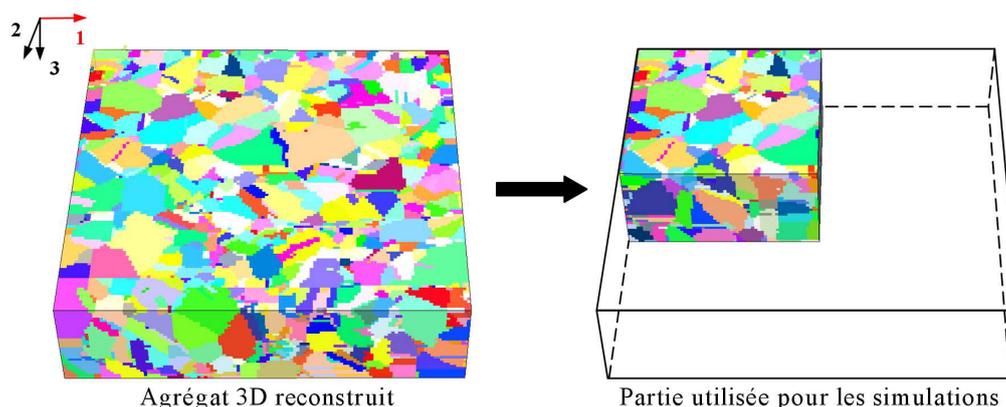


Figure 6.51 – Agrégat multicristallin 3D utilisé pour la réalisation de simulations d'un essai de traction et d'un essai de fatigue (axe 1 : axe de sollicitation).

6.4.2 Présentation des simulations réalisées sur l'agrégat 3D

Les trajets de chargement appliqués à l'agrégat 3D sont en traction comme en fatigue les mêmes que ceux appliqués sur les agrégats 2D extrudés :

- Les simulations de traction ont été pilotées à une vitesse de déformation imposée de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ jusqu'à 15 % de déformation rationnelle.
- Les simulations de fatigue correspondent à 10 cycles réalisés à une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ et une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Ces simulations ont été réalisées à l'aide des modèles local et non local. Les phases austénitique et ferritique ont été modélisées. Les conditions aux limites appliquées à l'agrégat correspondent à celles appliquées à l'agrégat modèle lors de la phase d'identification (chapitre 5, figure 5.2). L'agrégat 3D étant relativement massif, ces conditions devraient permettre une bonne description du comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN.

Pour mettre en évidence l'effet de taille de grains, nous avons utilisé un agrégat de taille réduite. Cet agrégat est identique à l'agrégat 3D d'origine mais sa taille ainsi que la taille des éléments a été réduite d'un facteur 10 selon les trois dimensions. Cet agrégat sera noté *D10* dans la suite de cette partie.

Les champs mécaniques locaux présentés correspondent à ceux observés à la surface de l'agrégat et au cœur de l'agrégat. La couche d'éléments située en surface sera notée *C1*, celle située à cœur (prélevée à mi-hauteur dans l'agrégat) sera notée *C2*.

6.4.3 Résultats de la simulation d'un trajet de chargement monotone sur un agrégat 3D

6.4.3.1 Évolution des champs mécaniques dans l'agrégat 3D au cours des simulation de traction

Cette partie décrit les résultats des simulations de traction réalisées avec les modèles local et non local sur l'agrégat 3D non réduit. Elle présente les courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, les cartes de champs mécaniques obtenus à 5 et 15 % de déformation macroscopique appliquée et les distributions de valeurs associées.

Courbes macroscopiques

La figure 6.52 présente les courbes de contrainte/déformation obtenues lors des simulations réalisées avec les modèles local et non local.

Par rapport aux courbes de traction obtenues avec l'agrégat 2D extrudé pour *CL2*, celles obtenues à l'aide de l'agrégat 3D décrivent de manière plus fidèle le comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN. Notons néanmoins que les courbes simulées restent en dessous de la courbe expérimentale. À 15 % de déformation, l'erreur commise sur les contraintes est de 47,0 MPa pour le modèle local (soit 8,3 %) et de 16,5 MPa pour le modèle non local (soit 2,9 %).

Les courbes simulées par les deux modèles sont relativement similaires. À partir de 7 % de déformation, nous pouvons constater que l'écroutissage obtenu à l'aide du modèle local est très légèrement inférieur à celui obtenu à l'aide du modèle non local ainsi qu'à celui observé expérimentalement.

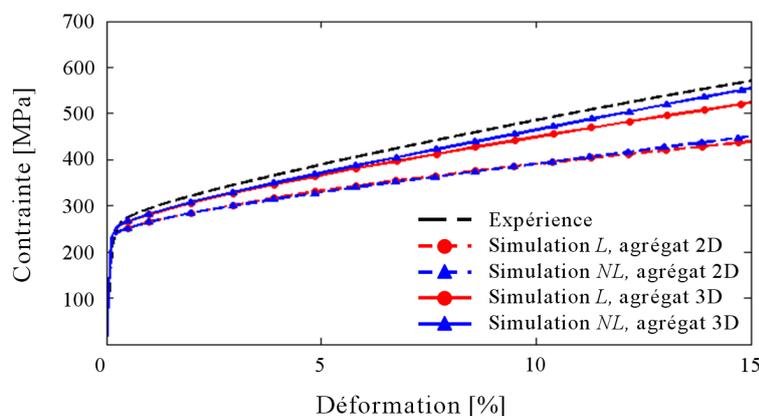


Figure 6.52 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local sur l'agrégat 3D.

Cartes des champs mécaniques locaux

Pour simplifier notre analyse, nous présenterons dans cette partie uniquement les cartes obtenues à 15 % de déformation. Les cartes obtenues à 5 % de déformation figurent dans l'annexe E.

La figure 6.53 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} des couches $C1$ et $C2$ à 15 % de déformation pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local. Les distributions de valeurs à 5 et 15 % de déformation sont données dans la figure 6.54.

Pour les deux couches considérées, les cartes obtenues à l'aide des modèles local et non local sont relativement similaires. Néanmoins, comme lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé avec $CL2$, les résultats des simulations réalisées avec le modèle non local diffèrent de ceux obtenus avec le modèle local :

- L'hétérogénéité spatiale de σ_{vM} est plus importante.
- Les zones de localisation des maxima de contrainte sont plus fines et les concentrations de contraintes plus intenses (zones marquées figure 6.53), particulièrement au niveau des interfaces (joints de grains et joints de macles).
- Les courbes de distribution sont plus étalées et les écarts type plus importants (tableau 6.7).

Lorsque l'on passe de la surface à l'intérieur de l'agrégat, les caractéristiques du champ de contrainte évoluent de la même manière pour les deux modèles. Les valeurs moyennes de σ_{vM} augmentent. Elles sont respectivement de 607 MPa pour le modèle local et de 566 MPa pour le modèle non local dans la couche $C1$ et de 695 et 657 MPa dans la couche $C2$. Entre $C1$ et $C2$, l'étalement des distributions de valeurs ainsi que pour les écarts type calculés (tableau 6.7) diminuent légèrement.

Tableau 6.7 – Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 5 et 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local.

Déformation	5 %				15 %			
	$C1$		$C2$		$C1$		$C2$	
Simulation	L	NL	L	NL	L	NL	L	NL
σ_{vM} [MPa]	97	111	96	107	158	204	153	193
ϵ_{MaxP} [%]	2,4	2,4	1,7	1,7	6,4	6,4	4,6	4,6

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation à l'aide des modèles local et non local sont données dans la figure 6.55 pour les couches $C1$ et $C2$. Les distributions de valeurs à 5 et 15 % de déformation sont présentées dans la figure 6.56.

Les cartes obtenues à l'aide des modèles local et non local sont quasiment identiques pour les deux couches observées. À la différence de ce que nous avons pu observer lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé avec $CL2$, les concentrations de déformation ne sont pas plus intenses dans les gros grains et moins intenses dans les petits grains lorsque le modèle non local est mise en œuvre. Les distributions des valeurs se superposent quasi parfaitement et les écarts type calculés sont égaux pour les deux modèles (tableau 6.7).

Pour les deux modèles, les distributions de valeurs se resserrent lorsque l'on passe de $C1$ à $C2$ et les écarts type diminuent (tableau 6.7).

Les cartes du nombre de systèmes de glissement actifs dans les couches $C1$ et $C2$ à 15 % de déformation sont données sur la figure 6.57 pour les simulations réalisées à l'aide des modèles

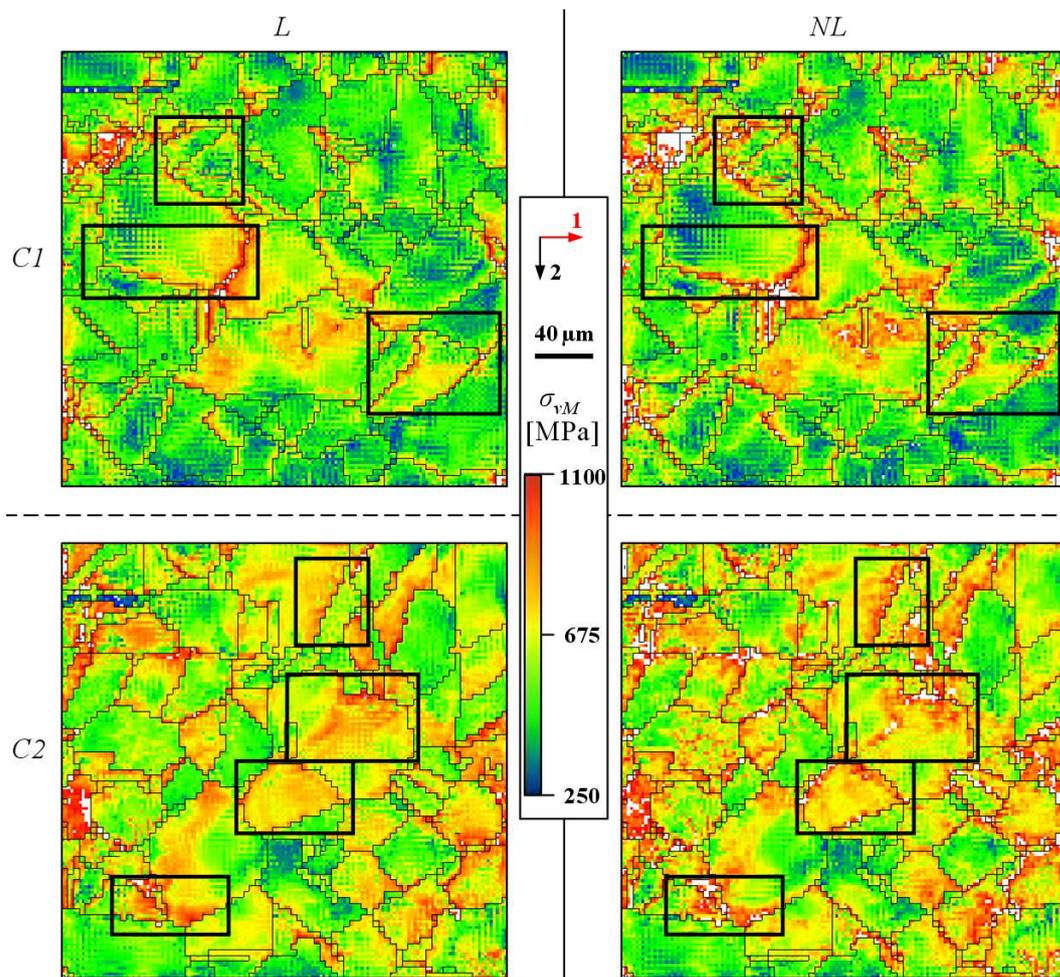


Figure 6.53 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

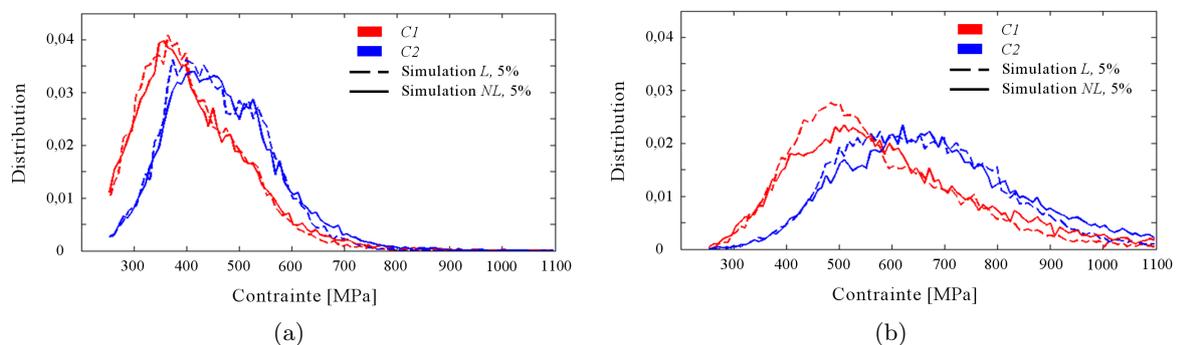


Figure 6.54 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) à 5 % de déformation, b) à 15 % de déformation.

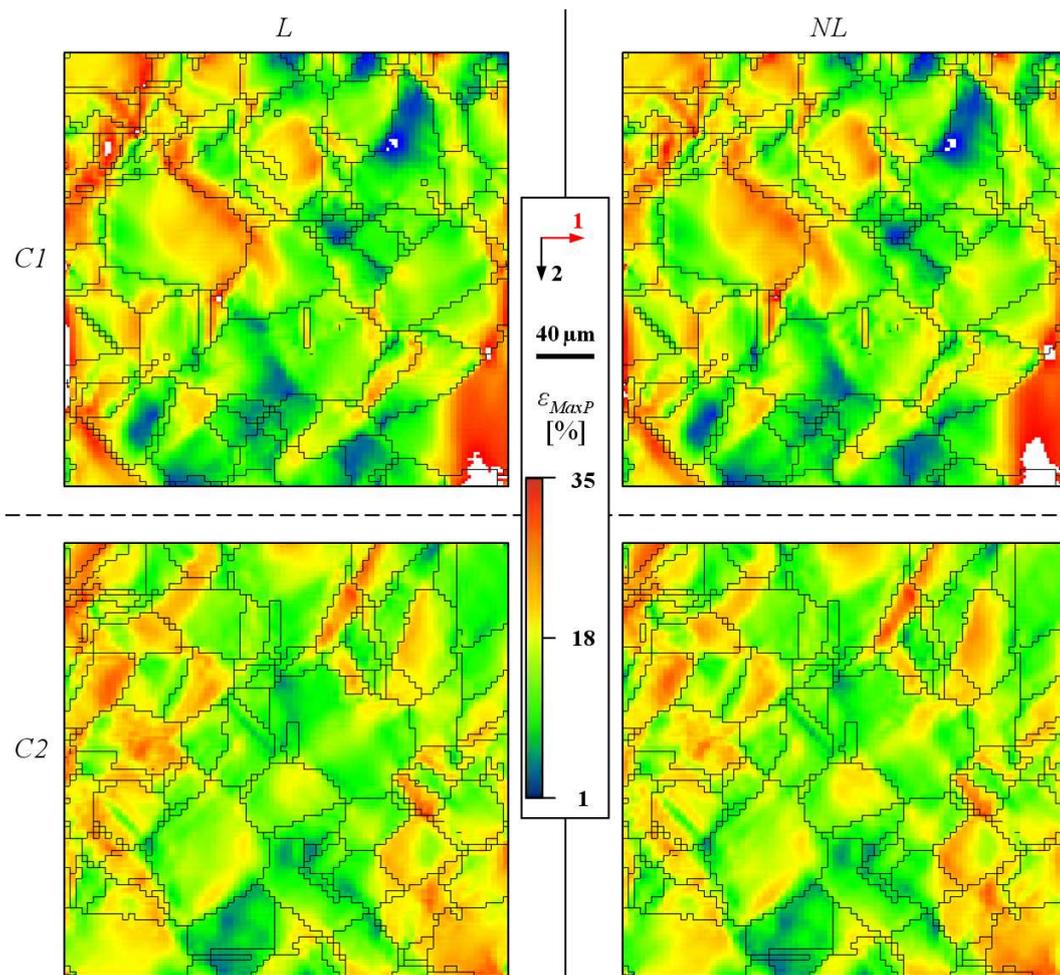


Figure 6.55 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

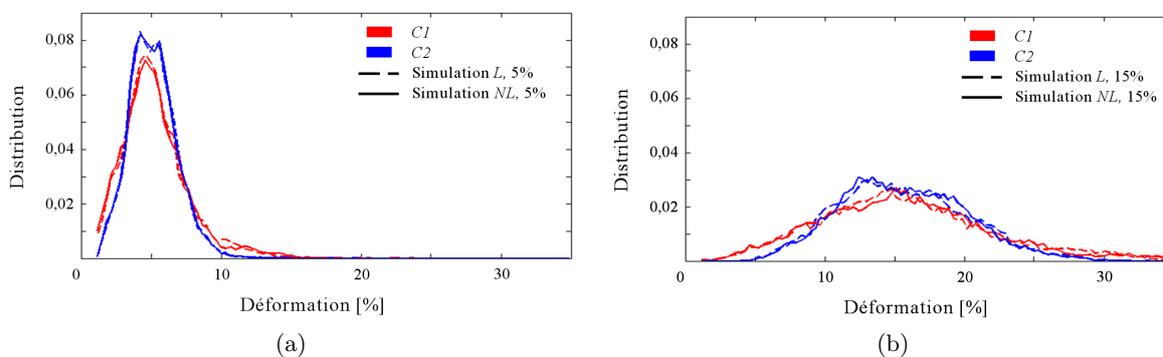


Figure 6.56 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) à 5 % de déformation, b) à 15 % de déformation.

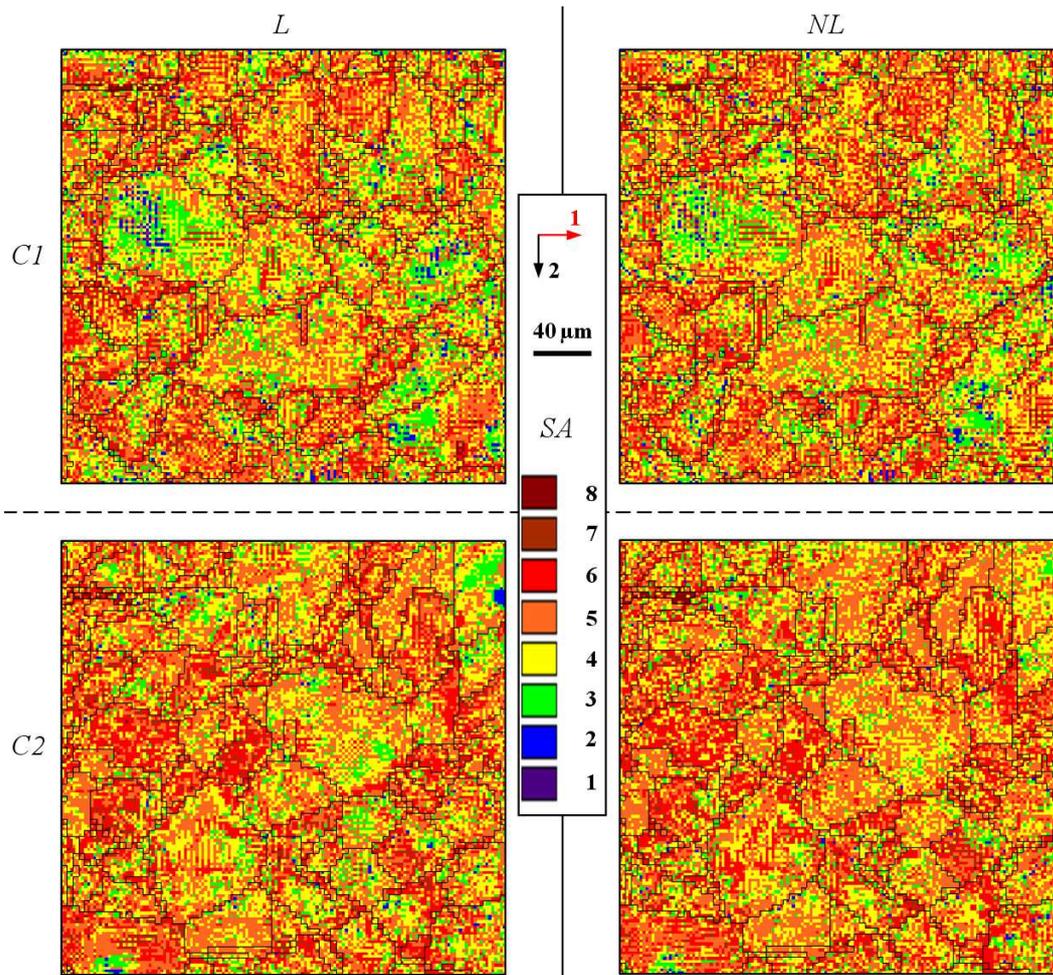


Figure 6.57 – Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

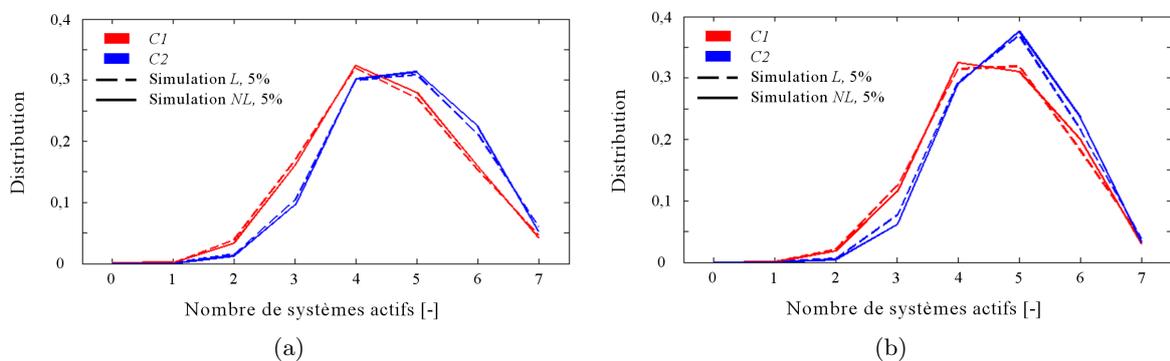


Figure 6.58 – Distributions du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) à 5 % de déformation, b) à 15 % de déformation.

local et non local. La figure 6.58 présente les distributions du nombre de systèmes actifs à 5 et 15 % de déformation.

Quel que soit le modèle ou la couche de grains examinée, la répartition spatiale du nombre de systèmes de glissement est assez homogène. Comme lors des simulations de tractions réalisées sur l'agrégat 2D extrudé avec *CL2*, nous pouvons observer pour *C1* comme pour *C2* que le nombre de systèmes actifs varie entre 2 et 7. Dans les deux couches, les nombres de systèmes actifs sont légèrement plus importants lorsque le modèle non local est mis en œuvre. Pour *C1*, le nombre moyen de systèmes actifs est de 4,63 lorsque le modèle local est utilisé et de 4,65 lorsque le modèle local l'est. Pour *C2*, il est respectivement de 4,84 et de 4,88. Notons que ces valeurs sont très proches de celles obtenues à 15% de déformation pour l'agrégat 2D extrudé.

Lorsque l'on passe de la surface au cœur de l'agrégat, le nombre moyen de systèmes actifs par couche augmente quelque peu.

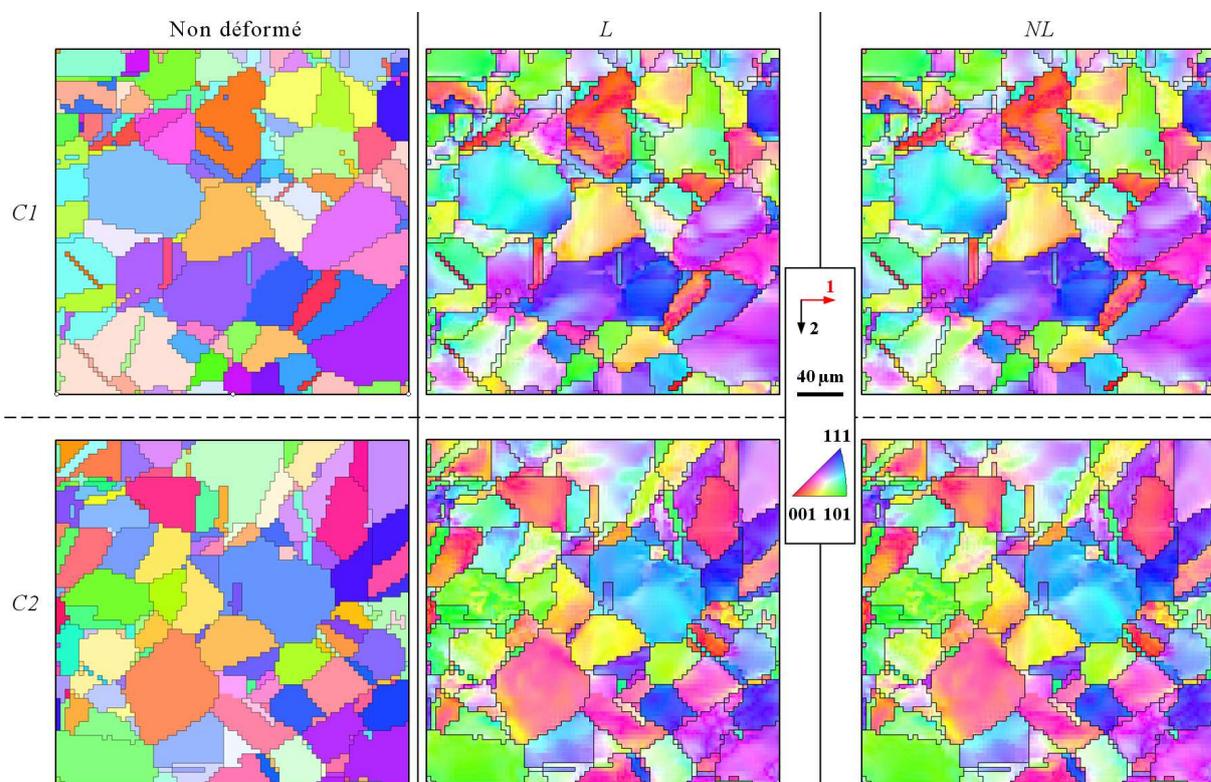


Figure 6.59 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les couches *C1* et *C2* de l'agrégat 3D lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation sont données pour les simulations réalisées avec les modèles local et non local dans la figure 6.59.

Ces cartes montrent les rotations de réseau induites par la déformation à 15 %. Celles obtenues avec le modèle local sont quasiment identiques à celles obtenues avec le modèle non local. Contrairement à ce que nous avons pu observer sur l'agrégat 2D extrudé, aucun grain n'affiche de rotation de réseau plus importante lorsque le modèle non local est utilisé.

6.4.3.2 Effet d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques dans l'agrégat 3D lors de simulations de traction

Cette partie présente les résultats de la simulation de traction réalisée à l'aide du modèle non local sur l'agrégat *D10* (agrégat 3D dont la taille a été réduite d'un facteur 10). Nous nous intéresserons aux courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, aux cartes de champs mécaniques obtenus à 15 % de déformation macroscopique appliquée et aux distributions de valeurs associées.

Les résultats associés à l'agrégat *D10* sont notés *NL*, *D10* et ceux associés à l'agrégat d'origine *NL*. Dans nos analyses, nous ne ferons pas de distinction entre les couches *C1* et *C2*, la réduction de la taille de l'agrégat ayant des effets similaires sur les champs mécaniques observés à la surface et au cœur de l'agrégat.

Courbes macroscopiques

La figure 6.60 présente les courbes de contrainte/déformation obtenues pour les simulations *NL* et *NL, D10*.

Ces courbes nous montrent qu'une réduction de la taille de grains conduit à une augmentation de l'érouissage. Comme lors de nos précédentes études nous pouvons observer que le modèle non local peine à décrire l'effet de taille de grains lorsque le niveau de déformation appliquée est trop faible. Par rapport à l'agrégat 2D extrudé lors de la simulation *NL, D10*, la courbe obtenue avec l'agrégat 3D montre un érouissage plus important.

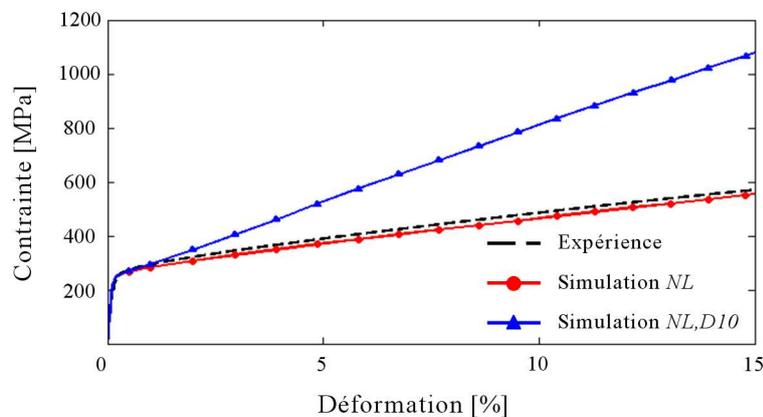


Figure 6.60 – Courbes de contrainte/déformation rationnelles obtenues pour l'agrégat 3D lors des simulations de traction *NL* et *NL, D10*.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.61 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} des couches *C1* et *C2* à 15 % de déformation pour les simulations *NL* et *NL, D10*. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.62.

Comme lors des simulations réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, nous pouvons observer que la réduction de la taille de l'agrégat n'influe pas réellement sur la localisation du champ de

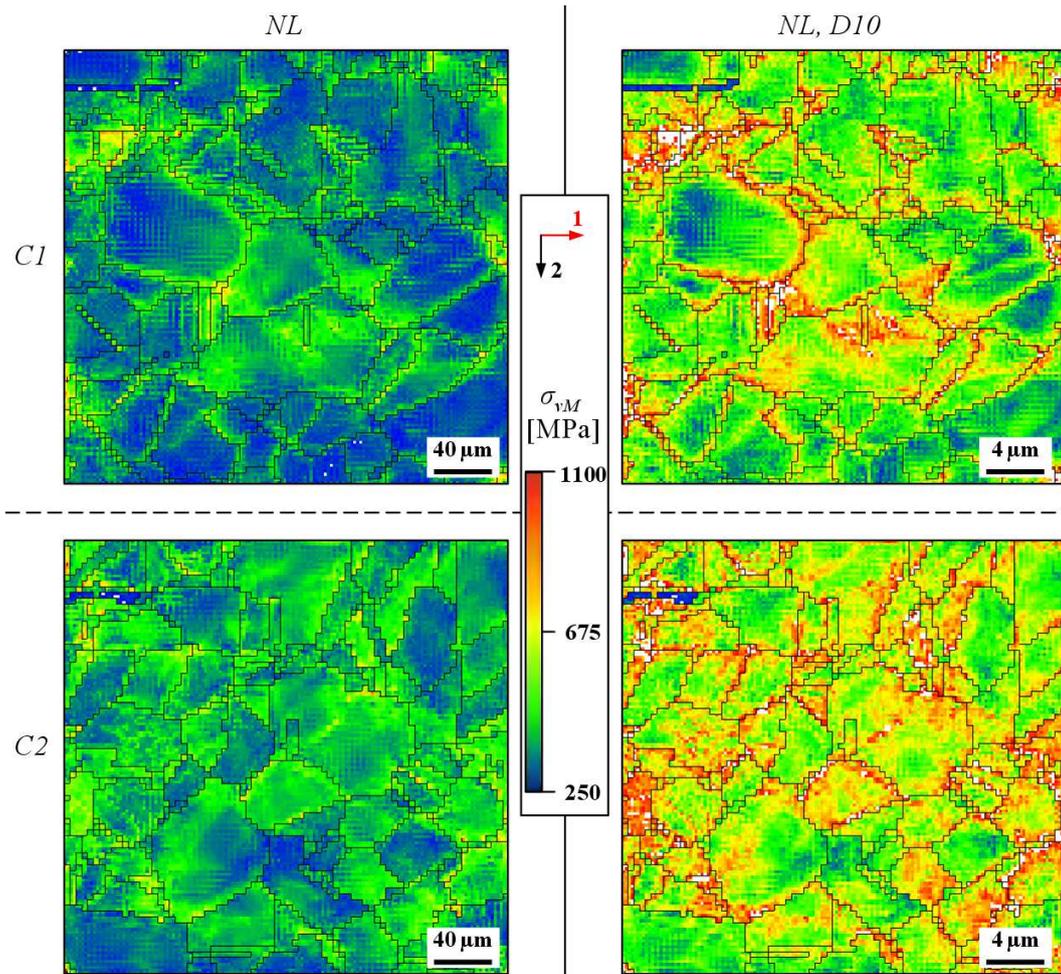


Figure 6.61 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

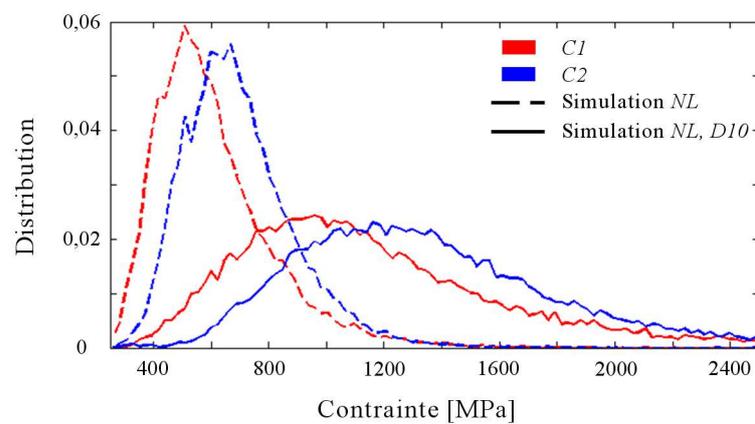


Figure 6.62 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$.

contrainte. Pour les deux couches considérées, l'hétérogénéité spatiale du champ de contrainte est plus importante dans l'agrégat réduit que dans l'agrégat d'origine. Nous pouvons également noter que les concentrations de contrainte bien plus intenses, particulièrement au niveau des interfaces (joints de grains et joints de macles). L'étalement des distributions de valeurs et les écarts type calculés (tableau 6.8) sont considérablement plus importants pour la simulation $NL, D10$ que pour la simulation NL .

Tableau 6.8 – Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$.

Couche	$C1$		$C2$	
	NL	$NL, D10$	NL	$NL, D10$
Simulation	NL	$NL, D10$	NL	$NL, D10$
σ_{vM} [MPa]	204	498	193	483
ϵ_{MaxP} [%]	6,4	6,0	4,6	4,1

Les cartes de déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à 15 % de déformation pour les simulations NL et $NL, D10$ sont données dans la figure 6.63 pour les couches $C1$ et $C2$. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.64.

Contrairement à ce que nous avons pu observer sur les agrégats 2D extrudés, une réduction de la taille de l'agrégat ne semble pas influencer sur la localisation du champ de déformation dans l'agrégat 3D. Les zones situées à proximité des interface semblent être tout autant déformées dans l'agrégat réduit que dans l'agrégat d'origine. En revanche, nous pouvons constater sur les cartes de déformation comme sur les courbes de distribution qu'une réduction de la taille de l'agrégat conduit à une réduction de la dispersion des valeurs de ϵ_{MaxP} . Les valeurs d'écart type calculés le confirment d'ailleurs (tableau 6.8).

Les cartes du nombre de systèmes de glissement actifs dans les couches $C1$ et $C2$ à 15 % de déformation sont données dans la figure 6.65 pour les simulations NL et $NL, D10$. La figure 6.66 présente les distributions du nombre de systèmes actifs associées.

Pour l'agrégat d'origine comme pour l'agrégat réduit, le nombre de systèmes actifs varie entre 2 et 7. Comme pour les agrégats 2D extrudés, la réduction de la taille de l'agrégat conduit à une diminution du nombre de systèmes actifs. Dans $C1$, le nombre moyen de système actifs est de 4,65 pour la simulation NL et de 4,37 pour la simulation $NL, D10$. Pour $C2$, ils sont respectivement de 4,88 et 4,60.

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation sont données pour les simulations NL et $NL, D10$ dans la figure 6.67.

Les cartes de figures de pôles inverses sont quasiment identiques pour les deux simulations. Contrairement à ce nous avons pu observer lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, aucun grain n'affiche de rotation de réseau plus franche dans l'agrégat d'origine.

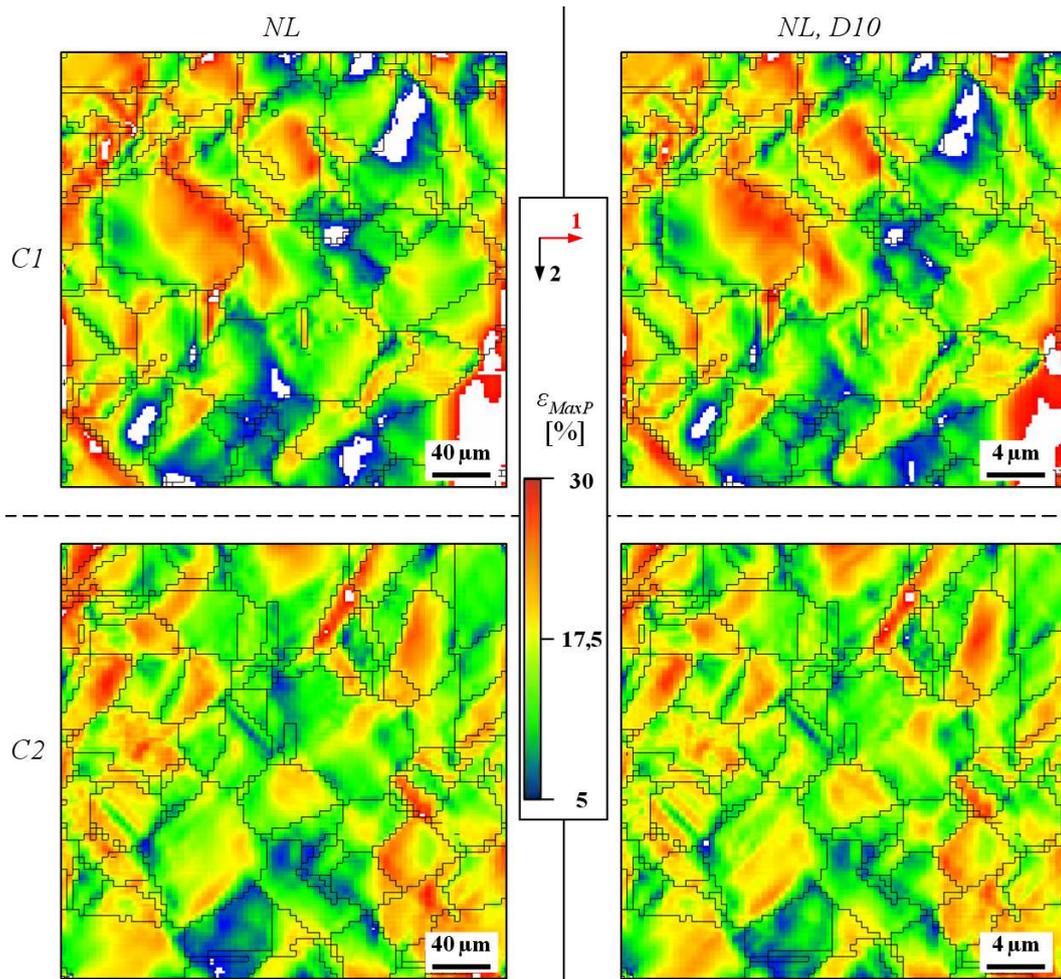


Figure 6.63 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

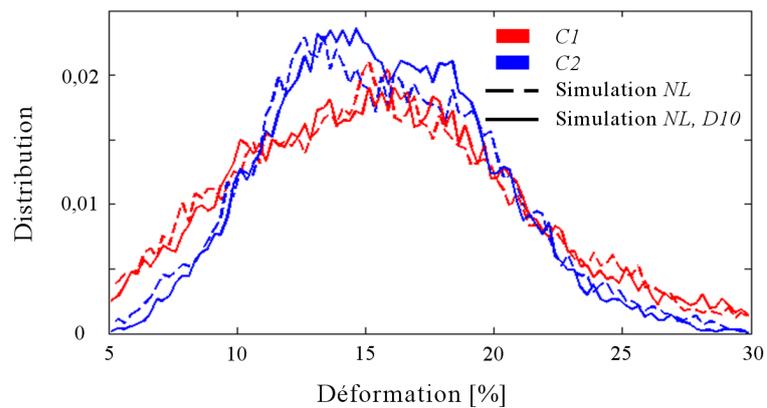


Figure 6.64 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$.

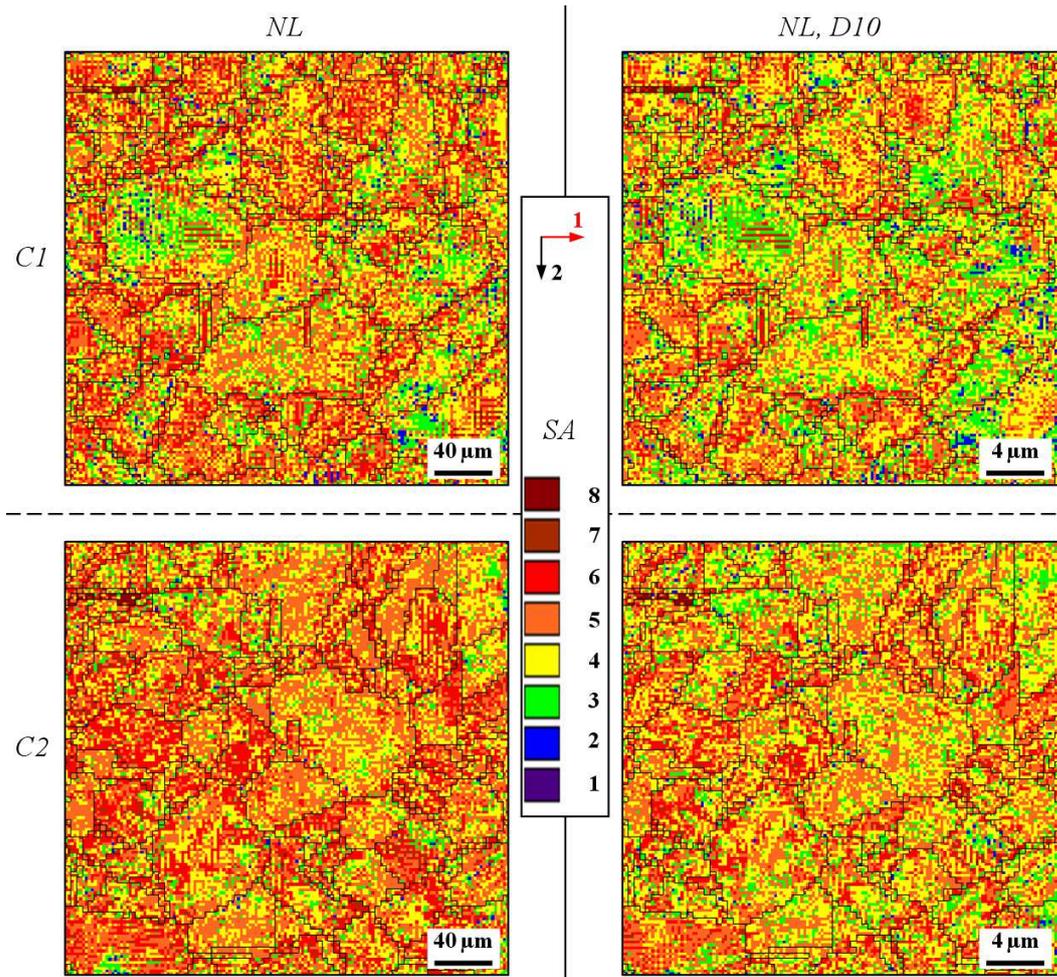


Figure 6.65 – Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

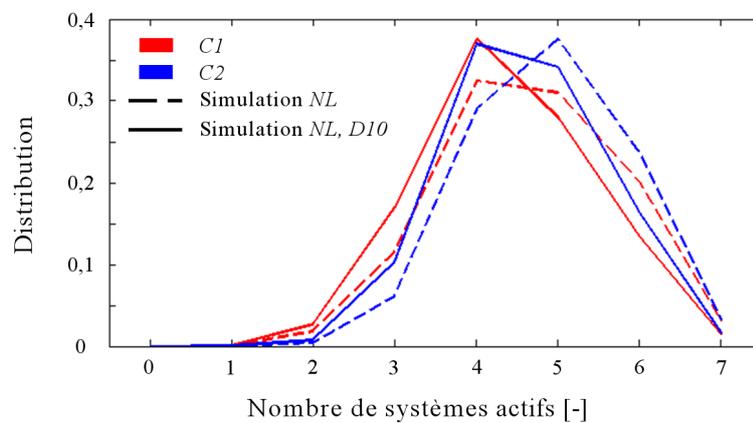


Figure 6.66 – Distribution du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 15 % de déformation pour les simulations d'un essai de traction NL et $NL, D10$.

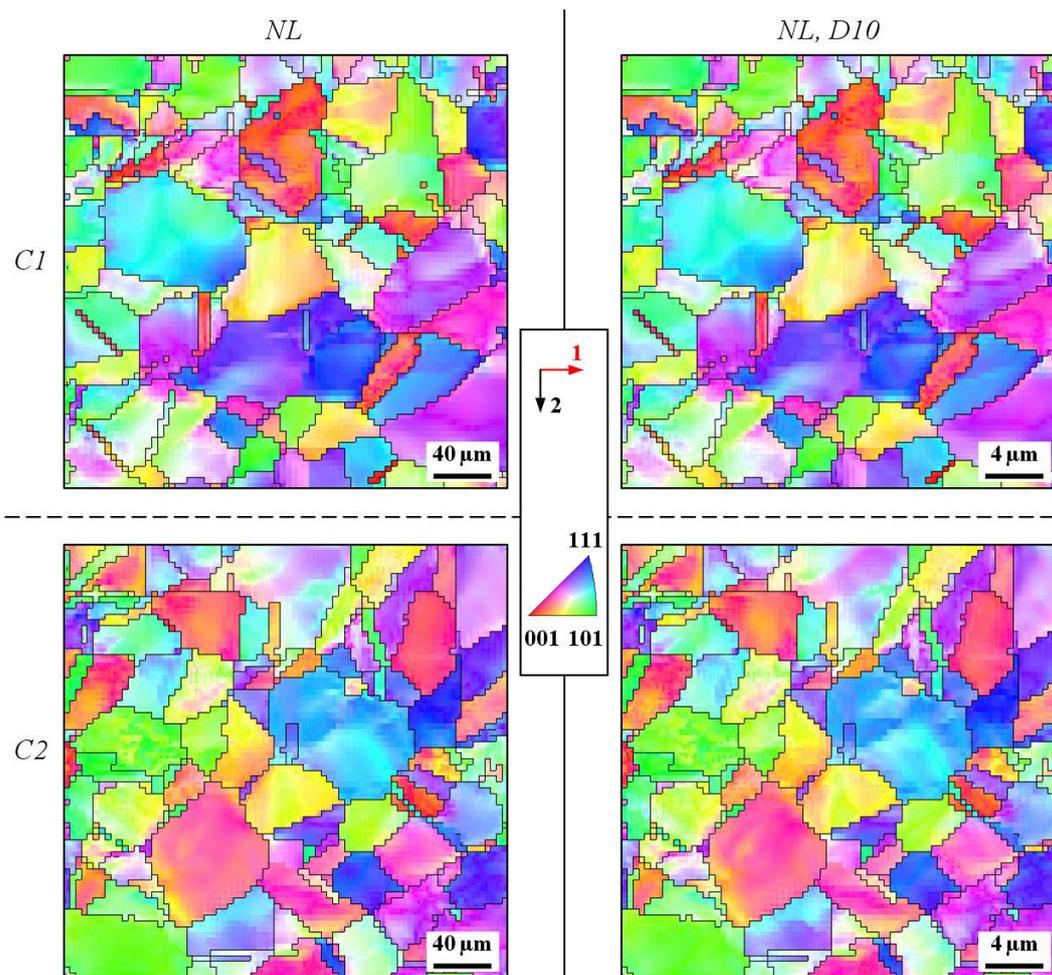


Figure 6.67 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D lors des simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

6.4.3.3 Bilan des simulations de traction réalisées sur un agrégat 3D

Dans cette partie, nous avons présenté :

- les résultats des simulations d'un essai de traction réalisées sur un agrégat 3D à l'aide des modèles local et non local,
- l'effet de la réduction de la taille de grains sur le comportement mécanique macroscopique et local de l'agrégat 3D.

Au cours de ces études, nous avons comparé les résultats obtenus pour une couche située à la surface ($C1$) de l'agrégat et une couche située au cœur ($C2$).

Par rapport à l'agrégat 2D extrudé en traction avec $CL2$, les courbes de contrainte/déformation obtenues avec les deux modèles sur un agrégat représentatif de la microstructure en trois dimensions reproduisent de manière plus fidèle le comportement mécanique macroscopique. La plus grande correspondance entre courbe simulée et courbe expérimentale a été obtenue à l'aide du modèle non local.

Comme lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, nous avons pu observer au cours du chargement que :

- L'hétérogénéité spatiale et la dispersion des valeurs prises par le champ de contrainte et de déformation augmentent.
- Le nombre de systèmes actifs croît.
- Les rotations de réseau s'intensifient.

Pour l'agrégat 3D, les différences entre les résultats obtenus à l'aide des modèles local et non local portent essentiellement sur le champ de contraintes locales. L'hétérogénéité de ce champ est plus importante lorsque le modèle non local est utilisé. Les localisations observées sont plus fines. Les concentrations de contrainte sont plus intenses, plus particulièrement au niveau des interfaces. En revanche, aucune différence entre les modèles local et non local n'a pu être mise en évidence en ce qui concerne les déformations ou encore les rotations de réseau. Le nombre de systèmes actifs lors de simulations réalisées avec le modèle non local n'est que très légèrement supérieur au nombre de systèmes de glissement actifs lors des simulations réalisées avec le modèle local.

Les deux modèles donnent des résultats comparables lorsque l'on passe de la surface au cœur de l'agrégat :

- Les valeurs de contrainte augmentent. La relaxation des contraintes est donc plus difficile au cœur qu'à la surface de l'agrégat, ce qui est un résultat cohérent.
- La dispersion des valeurs du champ de contrainte diminue légèrement.
- L'étalement des distributions du champ de déformation se resserre et l'écart type baisse.
- Le nombre de systèmes actifs augmente légèrement.

La réduction de la taille de l'agrégat a conduit à des résultats proches de ceux obtenus lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, à savoir :

- une nette augmentation de l'intensité et l'hétérogénéité du champ de contrainte,
- d'importantes concentrations de contrainte au niveau des interfaces,
- une diminution de la dispersion des valeurs du champ de déformation,
- une diminution du nombre de systèmes actifs.

En revanche, aucune diminution même légère des déformations aux interfaces ou des rotations de réseau n'a été observée.

6.4.4 Résultats de la simulation d'un trajet de chargement cyclique sur un agrégat 3D

6.4.4.1 Évolution des champs mécaniques dans l'agrégat 3D en fonction du nombre de cycles

Cette partie présente les résultats des simulations de fatigue réalisées avec les modèles local et non local sur l'agrégat 3D. Nous nous intéresserons ici aux courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, aux courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes ($\Delta\sigma/2$) en fonction du nombre de cycles, aux cartes de champs mécaniques obtenus à la fin des phases de traction des cycles 5 et 10 et aux distributions de valeurs associées.

Courbes macroscopiques

La figure 6.68 présente les boucles d'hystérésis des cycles 5 et 10 pour les simulations réalisées à l'aide des deux modèles. Les courbes représentant l'évolution de l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ en fonction du nombre de cycles sont données dans la figure 6.69.

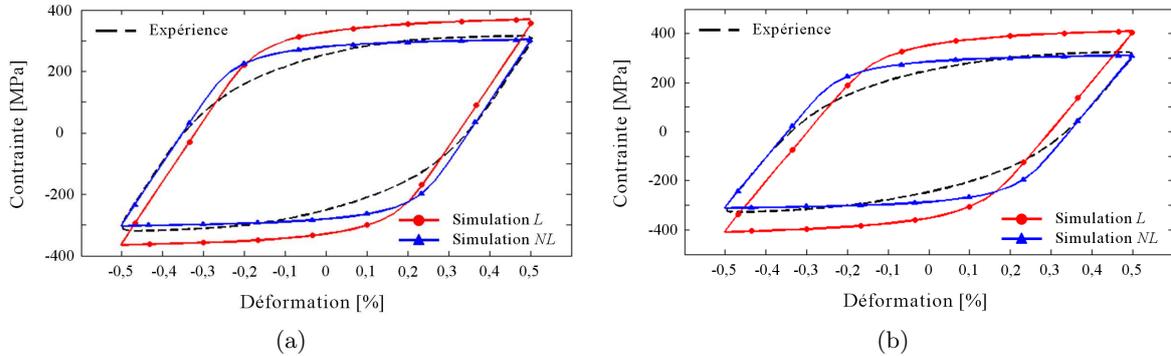


Figure 6.68 – Boucles d'hystérésis obtenues lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local sur l'agrégat 3D : a) cycle 5, b) cycle 10.

Les résultats obtenus sur l'agrégat 3D présentent les mêmes tendances que ceux obtenus sur l'agrégat 2D extrudé :

- Les boucles d'hystérésis simulées ne décrivent qu'approximativement celles obtenues lors des essais.
- Le durcissement cyclique de l'acier AISI 316LN est surestimé par le modèle local.
- Le durcissement cyclique décrit par le modèle non local correspond au durcissement cyclique mesuré. Mais l'amplitude des contraintes reste inférieure à celle observée expérimentalement.

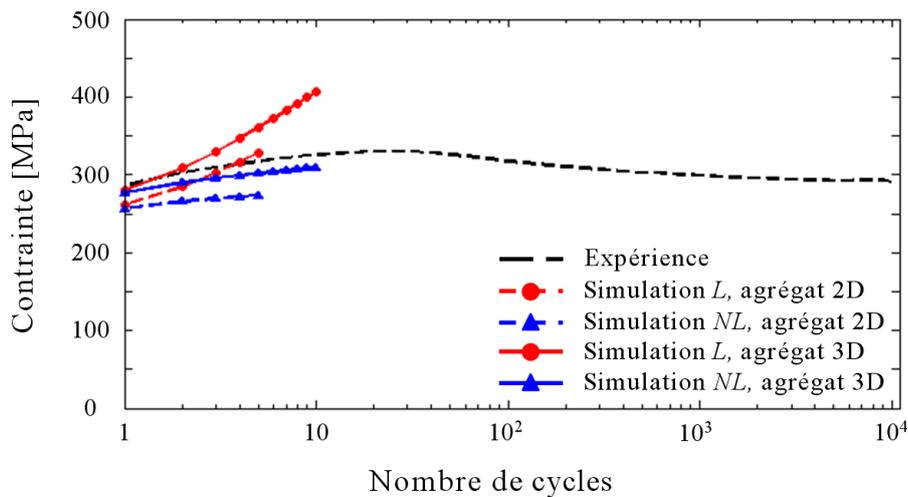


Figure 6.69 – Courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local sur l'agrégat 3D.

Cartes des champs mécaniques locaux

Au cours du cyclage, l'évolution en fonction du nombre de cycles des champs de contrainte et de déformation, du nombre de systèmes actifs et des rotations de réseau évoluent de la même manière dans l'agrégat 3D et l'agrégat 2D extrudé. Par conséquent, nous présenterons ici uniquement l'analyse des cartes et des distributions de valeurs obtenues à la fin du cycle 10. Les cartes obtenues à la fin du cycle 5 figurent dans l'annexe E. Les distributions de valeurs associées et les écarts type calculés à la fin du cycle 5 sont présentés de ce qui suit.

La figure 6.70 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} des couches C1 et C2 à la fin du cycle 10 pour les modèles local et non local. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.71.

Dans les couches C1 et C2, les zones de localisation des maxima et minima du champ de contrainte sont très proches pour les deux modèles. Comme lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, il s'avère difficile de comparer les cartes de champ de contrainte. Les niveaux de contrainte sont en effet plus importants lors des simulations réalisées à l'aide du modèle local que lors des celles réalisées à l'aide du modèle non local.

Entre les couches C1 et C2, les caractéristiques du champ de contrainte évoluent de la même manière et ce quel que soit le modèle utilisé. Comme lors des simulation de traction réalisées sur l'agrégat 3D, le passage de la couche surface (C1) à la couche de cœur (C2) s'accompagne :

- d'une hausse de la valeur des contraintes,
- d'une légère réduction de l'étalement des distributions de valeurs,
- d'une légère diminution de la valeur des écarts type.

Tableau 6.9 – Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches C1 et C2 de l'agrégat 3D à la fin des cycles 5 et 10 pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local.

Cycle	5				10			
	C1		C2		C1		C2	
Simulation	<i>L</i>	<i>NL</i>	<i>L</i>	<i>NL</i>	<i>L</i>	<i>NL</i>	<i>L</i>	<i>NL</i>
σ_{vM} [MPa]	96	85	92	76	110	90	107	81
ϵ_{MaxP} [%]	0,197	0,241	0,142	0,169	0,189	0,239	0,139	0,164

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 10 à l'aide des modèles local et non local sont données dans la figure 6.72 pour les couches C1 et C2. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.73.

Dans la couche C1 comme dans la couche C2, les concentrations de déformation se localisent dans les mêmes zones quel que soit le modèle utilisé. L'étalement des valeurs de ce champ ainsi que les écarts type calculés sont plus importants lorsque le modèle non local est mis en œuvre. Ceci rejoint d'ailleurs les observations réalisées lors des simulations de fatigue sur l'agrégat 2D extrudé.

Pour les deux modèles, le passage de la surface de l'agrégat au cœur de l'agrégat s'accompagne :

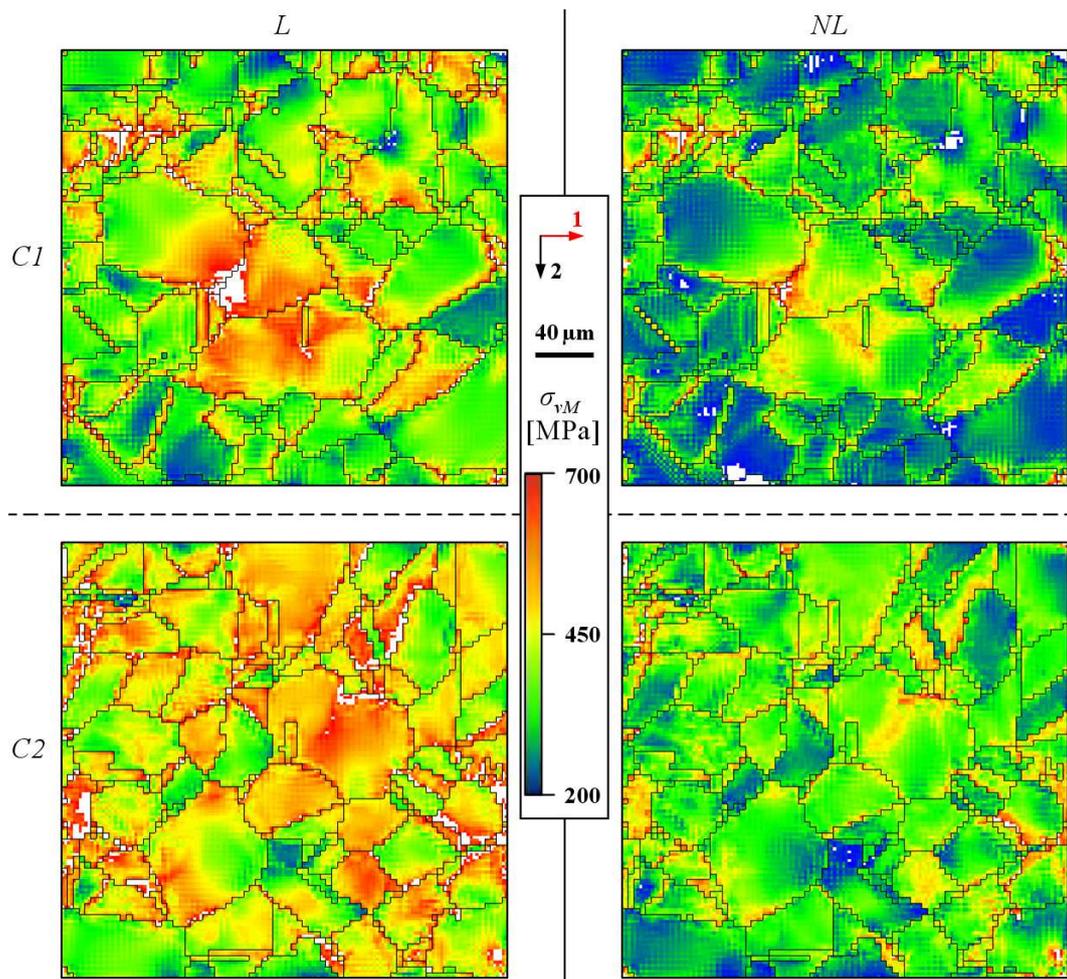


Figure 6.70 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

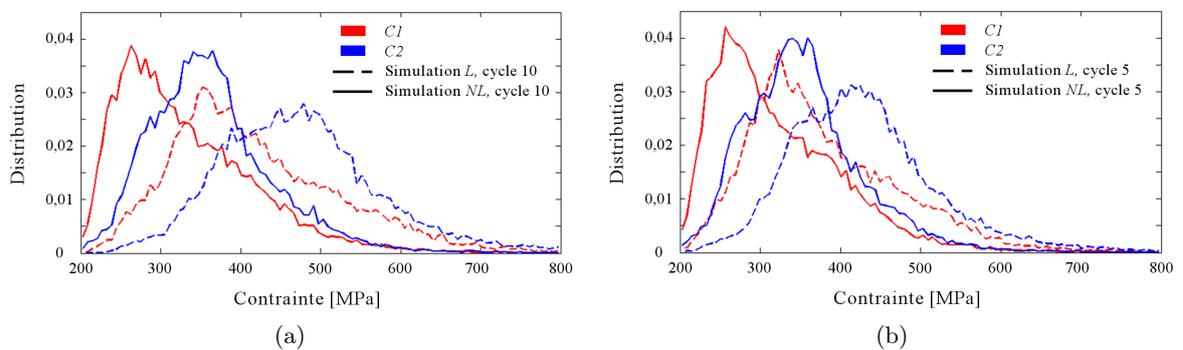


Figure 6.71 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) fin du cycle 5, b) fin du cycle 10.

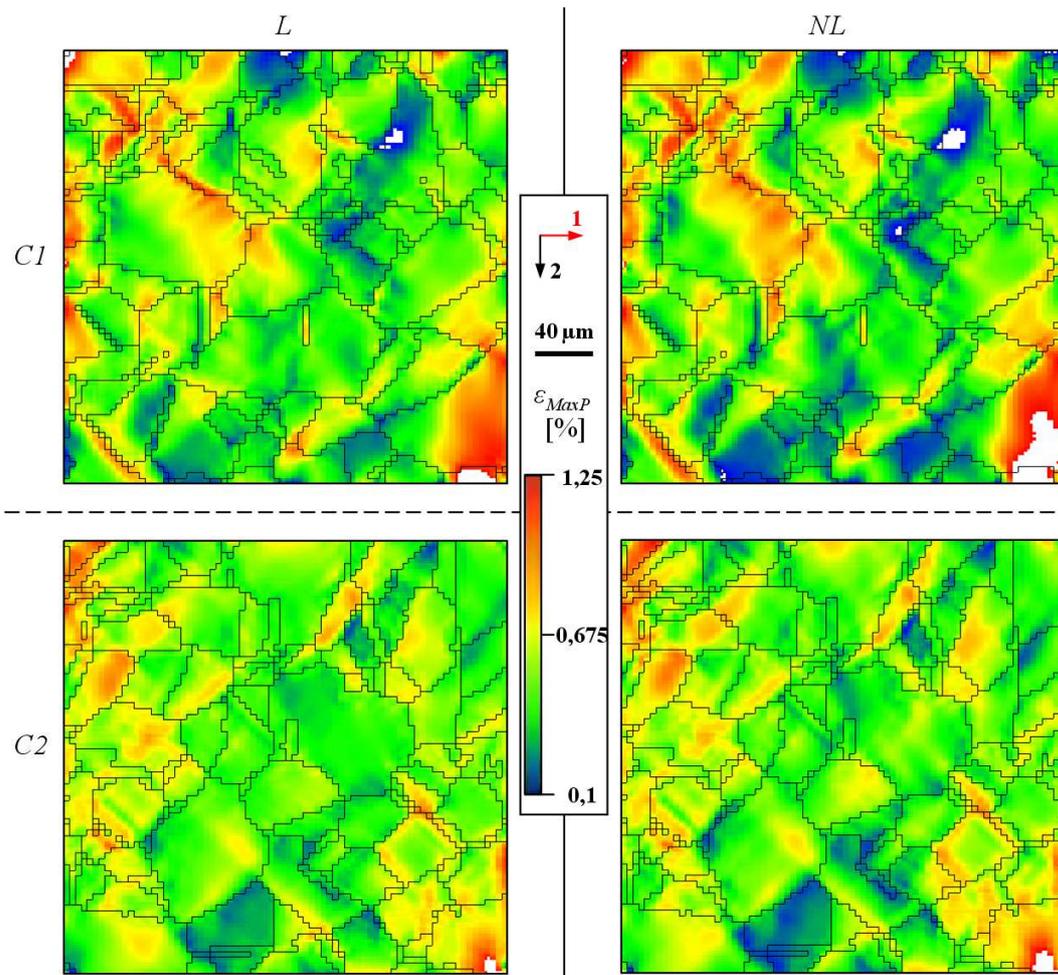


Figure 6.72 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

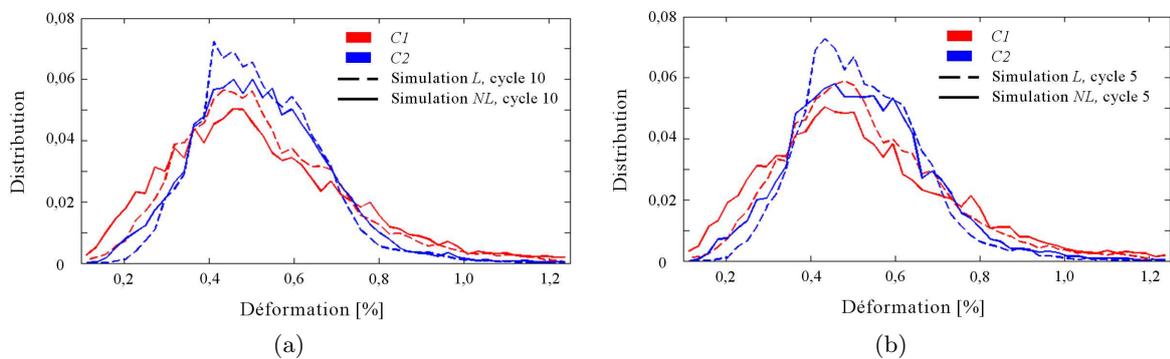


Figure 6.73 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) fin du cycle 5, b) fin du cycle 10.

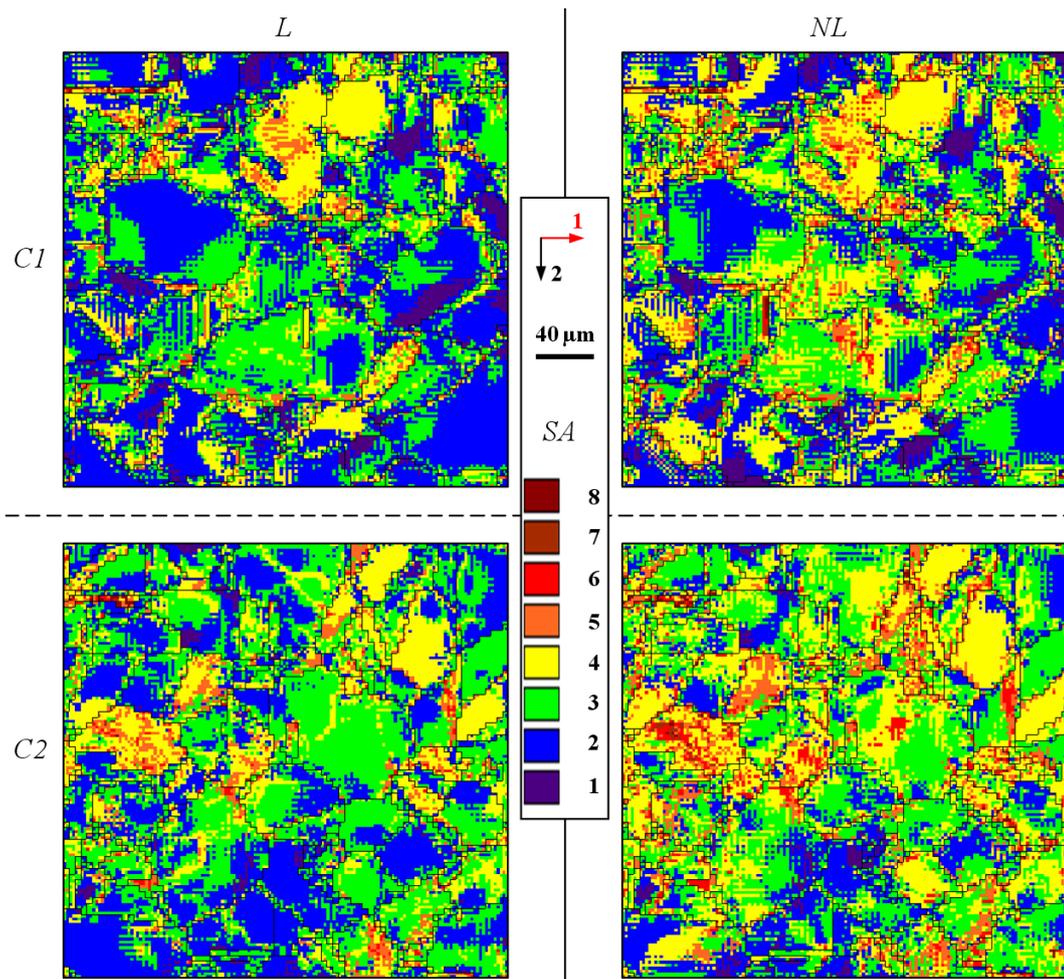


Figure 6.74 – Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

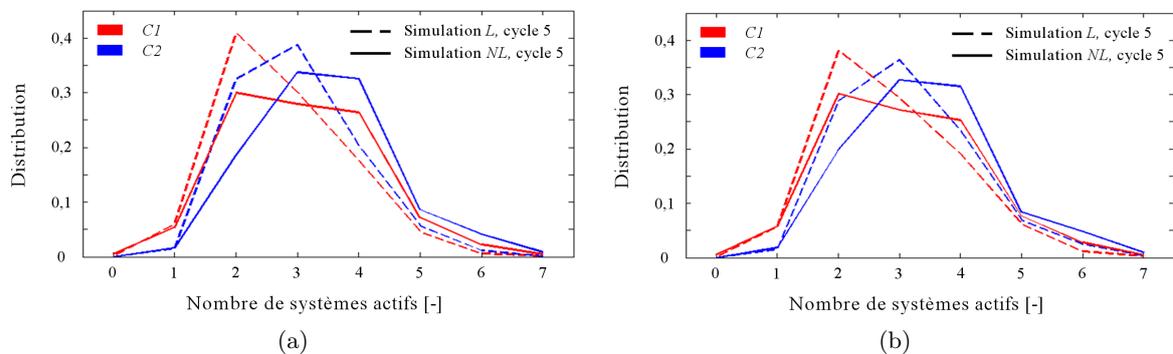


Figure 6.75 – Distributions du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local : a) fin du cycle 5, b) fin du cycle 10.

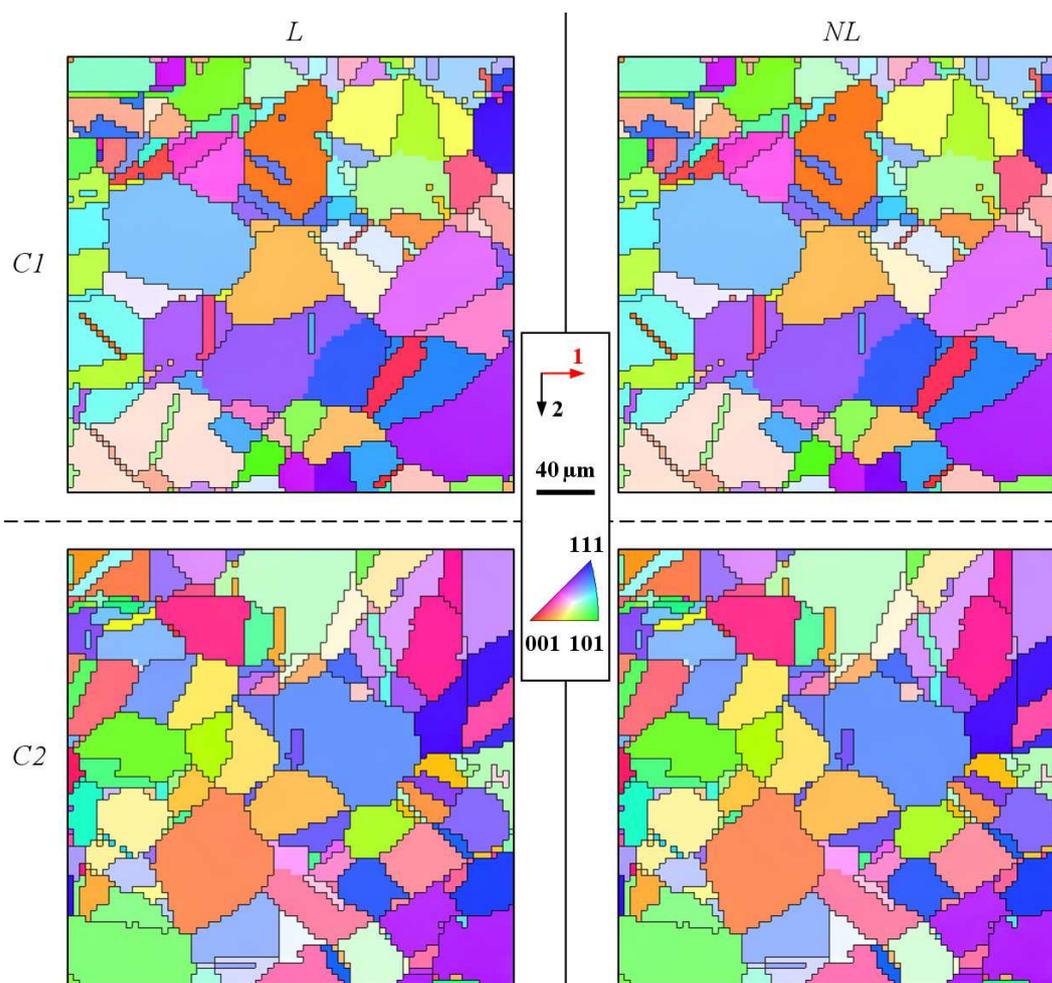


Figure 6.76 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 pour les couches C1 et C2 de l'agrégat 3D lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

- d'un resserrement des courbes de distribution,
- d'une baisse de la valeurs des écarts type calculés (tableau 6.9).

Les cartes du nombre de systèmes de glissement actifs dans les couches $C1$ et $C2$ à la fin du cycle 10 sont données sur la figure 6.74 pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local. La figure 6.75 présente les distributions du nombre de systèmes actifs.

D'après ces cartes et ces distributions, nous pouvons observer que le nombre de systèmes actifs varie à entre 1 et 7. Ce dernier est, de manière générale, légèrement plus important lorsque le modèle non local est utilisé. Dans la couche $C1$, le nombre moyen de systèmes actifs est de 2,76 pour le modèle local et de 3,07 pour le modèle non local. Dans $C2$, il est respectivement de 3,00 et 3,44. Ces résultats rejoignent ainsi ceux obtenus lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.

Comme lors des simulations de traction effectuées sur l'agrégat 3D, nous pouvons observer le nombre de systèmes de glissement actifs augmente lorsque l'on passe de la surface au cœur de l'agrégat.

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 sont données pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local dans la figure 6.76.

Les cartes de figures de pôles inverses obtenues à l'aide des deux modèles à la fin du cycle 10 sont identiques. Ceci a également été observé lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 2D extrudé.

6.4.4.2 Effet d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques dans l'agrégat 3D lors de simulations de fatigue

Cette partie présente les résultats de la simulation de fatigue réalisée à l'aide du modèle non local sur l'agrégat $D10$ (agrégat 3D dont le taille a été réduite d'un facteur 10). Ces résultats seront comparés à ceux obtenus lors de la même simulation de fatigue réalisée à l'aide du modèle non local sur l'agrégat d'origine. Nous nous intéresserons aux courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes, aux cartes de champs mécaniques obtenus à la fin du cycle 10 et aux distributions de valeurs associées. Les résultats associées à l'agrégat $D10$ sont notés NL , $D10$ et ceux associés à l'agrégat d'origine NL .

Nous ne ferons pas de distinction entre les couches $C1$ et $C2$, la réduction de la taille de l'agrégat ayant des effets similaires sur les champs mécaniques observés à la surface et au cœur de l'agrégat.

Courbes macroscopiques

La figure 6.77a présente les boucles d'hystérésis du cycle 10 obtenues pour les simulations NL et $NL, D10$ et la figure 6.77b les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.

Les boucles d'hystérésis montrent qu'une réduction de la taille de grain conduit à une augmentation de l'écrouissage. En ce qui concerne les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles, elle conduit à une augmentation globale des valeurs ainsi qu'à une augmentation du durcissement cyclique. Ces observations rejoignent et

confirment les tendances que nous avons précédemment mis en relief lors des simulations de traction et de fatigue réalisées sur les agrégat 2D extrudés.

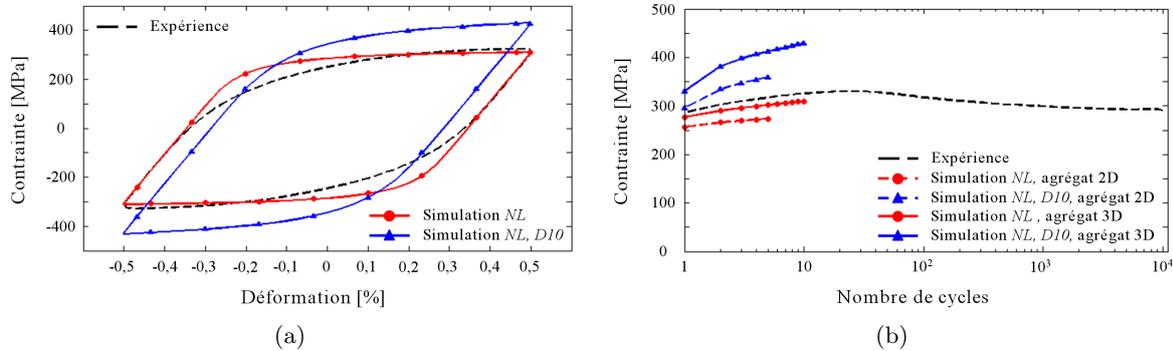


Figure 6.77 – Courbes macroscopiques obtenues pour l'agrégat 3D lors des simulations de fatigue *NL* et *NL, D10* : a) boucles d'hystérésis du cycle 10, b) courbe d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.

Cartes des champs mécaniques locaux

La figure 6.78 présente les cartes de la contrainte équivalente de von Mises σ_{vM} des couches *C1* et *C2* à la fin du cycle 10 pour les simulations *NL* et *NL, D10*. Les distributions de valeurs associées sont données dans la figure 6.79.

Nous retrouvons ici les mêmes résultats que sur l'agrégat 2D extrudé :

- Les concentrations de contraintes se situent dans les mêmes zones dans l'agrégat réduit que dans l'agrégat d'origine.
- Les concentrations de contrainte sont plus intenses dans l'agrégat réduit, principalement aux niveau des interfaces (joint de grain et joints de macles).
- L'étalement des distributions ainsi que les écarts type (tableau 6.10) augmentent quand la taille de grains diminue.

Tableau 6.10 – Écarts type sur les champs mécaniques dans les couches *C1* et *C2* de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de traction *NL* et *NL, D10*.

Couche	<i>C1</i>		<i>C2</i>	
	<i>NL</i>	<i>NL, D10</i>	<i>NL</i>	<i>NL, D10</i>
σ_{vM} [MPa]	90	143	81	132
ϵ_{MaxP} [%]	0,239	0,206	0,164	0,141

Les cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} obtenues à la fin du cycle 10 pour les simulations *NL* et *NL, D10* sont données dans la figure 6.80 pour les couches *C1* et *C2*. Les distributions de valeurs associées sont présentées dans la figure 6.81.

Contrairement à ce que nous avons pu observer lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 3D, la réduction de la taille de grains influe légèrement sur la localisation du champ

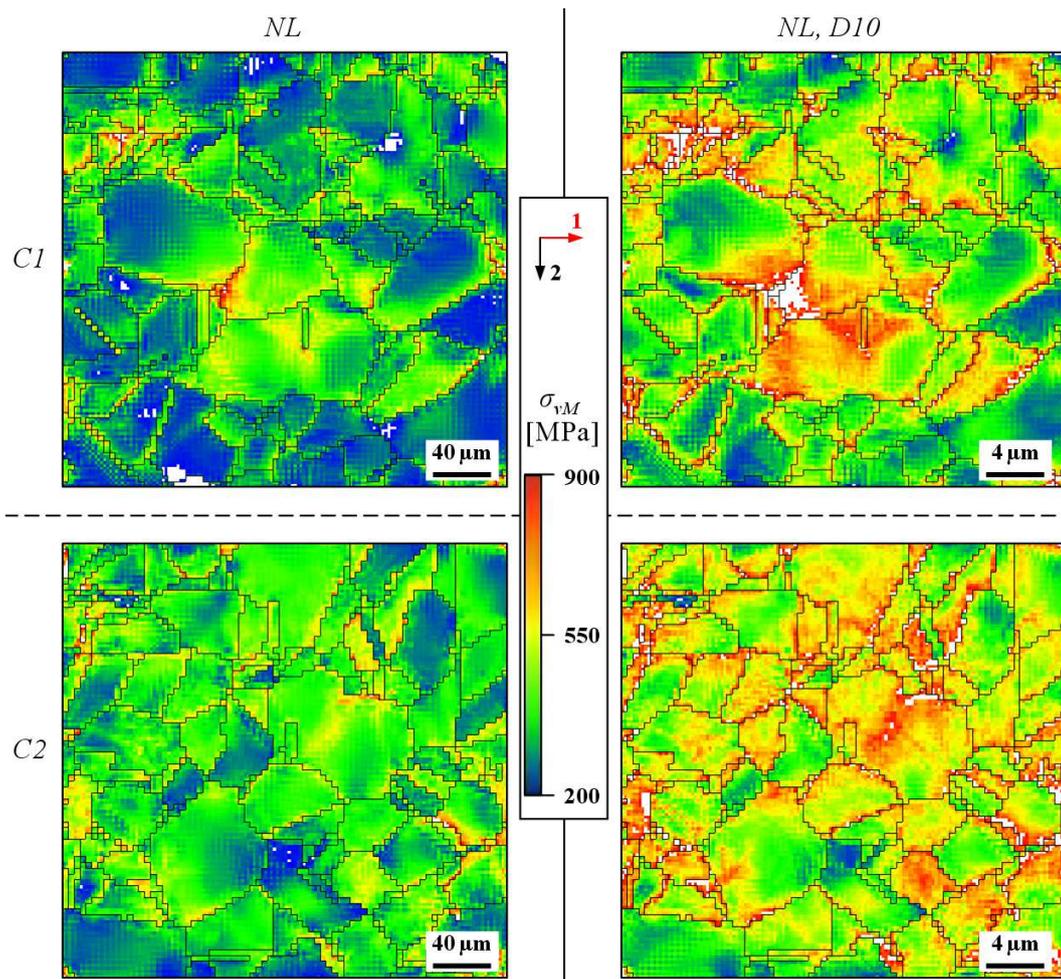


Figure 6.78 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

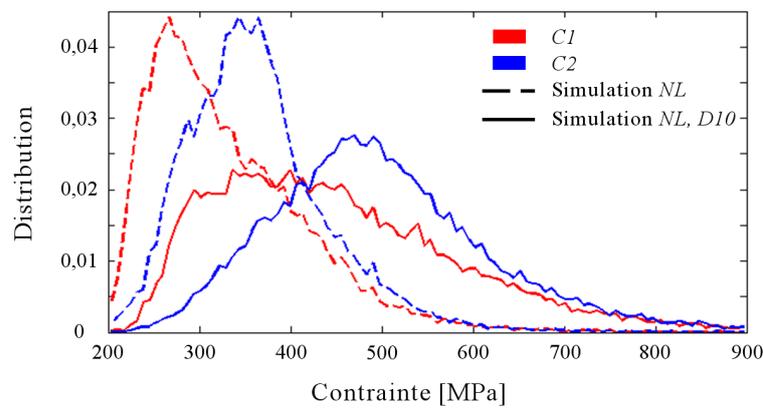


Figure 6.79 – Distributions des valeurs de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$.

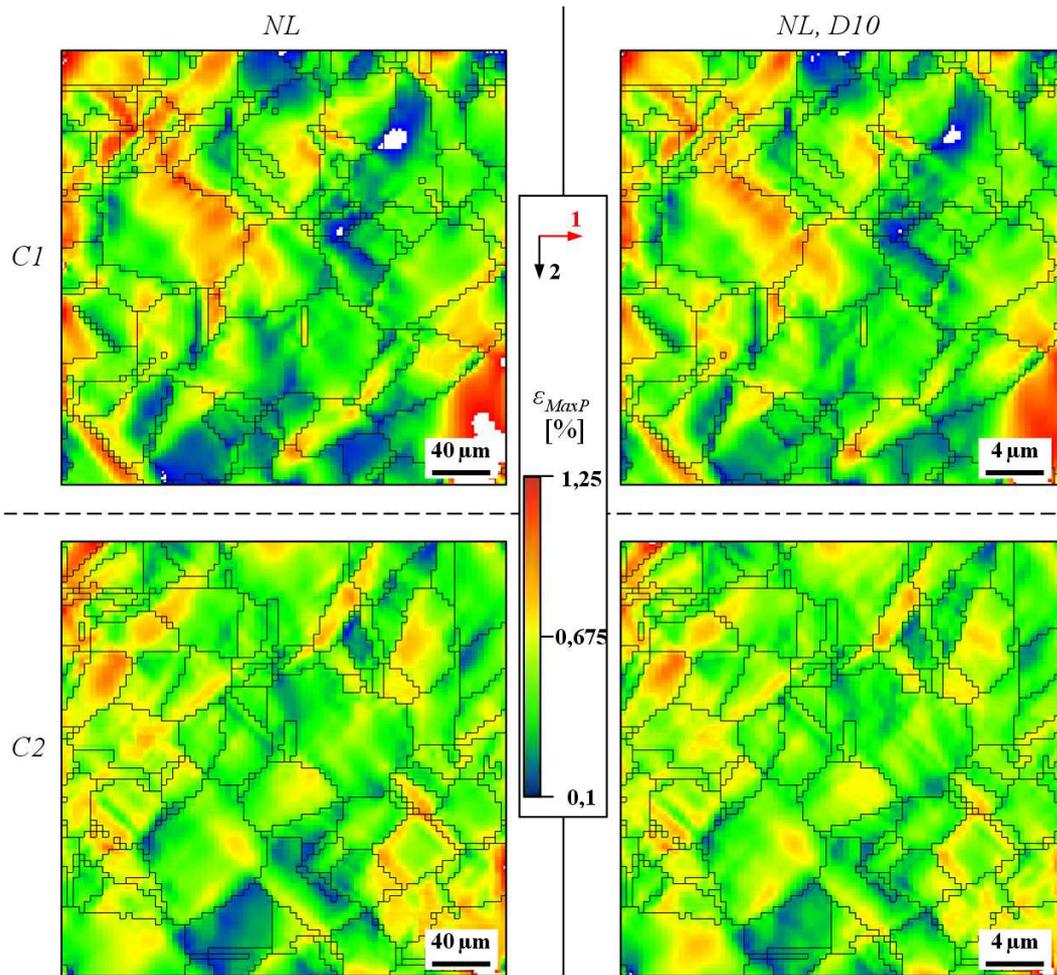


Figure 6.80 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de traction NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

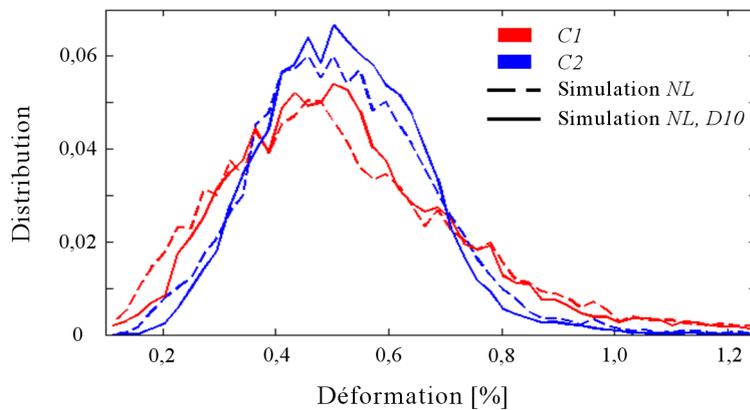


Figure 6.81 – Distributions des valeurs de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$.

de déformation. Dans certains grains, nous pouvons en effet observer que les zones situées à proximité des interfaces sont moins déformées dans l'agrégat réduit que dans l'agrégat d'origine (zones marquées, figure 6.79). Cet effet est moins marqué que lors des simulations de traction et de fatigue réalisées sur les agrégats 2D extrudés. Les courbes de distribution et les écarts type (tableau 6.10) indiquent que la dispersion des valeurs de la déformation diminue lorsque la taille de grain diminue.

Les cartes du nombre de systèmes de glissement actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10, les distributions associées et les cartes représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard sont données pour les simulations NL et $NL, D10$ dans l'annexe E.

Pour l'agrégat d'origine comme pour l'agrégat réduit, le nombre de systèmes actifs varie entre 1 et 7. Comme lors des précédentes études, la réduction de la taille de grains conduit à une diminution du nombre de systèmes actifs. Dans $C1$, le nombre moyen de systèmes actifs est de 3,07 pour la simulation NL et de 2,61 pour la simulation $NL, D10$. Pour $C2$, ils sont respectivement de 3,44 et 2,88.

Les cartes de figures de pôles inverses représentant l'orientation de l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 sont identiques pour les simulations NL et $NL, D10$.

6.4.4.3 Bilan des simulations de fatigue réalisées sur un agrégat 3D

Par rapport aux courbes macroscopiques obtenues lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 2D extrudé avec $CL2$, les courbes macroscopiques obtenues avec l'agrégat 3D dans les mêmes conditions montre que :

- la description des boucles d'hystérésis reste approximative quel que soit le modèle mis en œuvre,
- le durcissement cyclique reste surestimé par le modèle local.
- le durcissement cyclique décrit par le modèle non local est plus proche de celui observé expérimentalement bien que les valeurs prises par l'amplitude des contraintes restent inférieures à celles mesurées lors des essais.

Pour les deux modèles, les zones de localisation du champ de contrainte et du champ de déformation restent inchangées lorsque le nombre de cycles augmente. Le chargement cyclique conduit à :

- une augmentation de l'hétérogénéité spatiale du champ de contrainte et l'intensité des concentrations de contrainte,
- une faible hausse de la dispersion de valeurs du champ de contrainte,
- un léger resserrement des distributions des valeurs du champ de déformation,
- une faible diminution du nombre de systèmes actifs.

Les rotations de réseau sont quasi inexistantes. Ces observations sont cohérentes avec celles réalisées lors des simulations de fatigue sur l'agrégat 2D extrudé.

Les différences observées entre les résultats obtenus à l'aide des deux modèles pour l'agrégat 3D sont similaires à celles observées lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 2D extrudé. Les simulations effectuées à l'aide du modèle non local montrent :

- des concentrations de déformation plus intenses,
- un étalement des distributions du champ de déformation plus important,
- des zones légèrement moins déformées au niveau des interfaces,

- un nombre de systèmes actifs légèrement plus important.

Comme lors des simulations de traction effectuées sur l'agrégat 3D, le passage d'une couche de surface à une couche de cœur s'accompagne :

- d'une augmentation de la valeur des contraintes,
- d'une légère diminution de la dispersion des valeurs du champ de contrainte,
- d'une baisse de la dispersion des valeurs du champ de déformation,
- d'une légère hausse du nombre de systèmes actifs.

Remarque

En considérant ces observations, se pose alors la question des conditions aux limites appliquées aux agrégats multicristallins 2D. Si l'on souhaite modéliser à partir d'un agrégat 2D extrudé ce qui se passe à l'intérieur d'un volume plus massif de matériau, on peut faire le choix d'appliquer des conditions aux limites relativement restrictives. Or l'application de conditions aux limites plus restrictives à un agrégat 2D extrudé conduit à une augmentation de l'hétérogénéité du champ de contrainte alors que cette hétérogénéité diminue dans l'agrégat 3D entre une couche située à la surface et une couche située au cœur.

Cette remarque doit néanmoins être prise avec précaution. En effet, sur l'agrégat 2D extrudé, la couche de surface et la couche de cœur ont des microstructures identiques alors qu'il n'en est pas de même sur l'agrégat 3D. Ceci pourrait expliquer cette différence entre l'agrégat 2D extrudé et l'agrégat 3D.

Les effets d'une réduction de la taille de l'agrégat 3D sont similaires à ceux observés lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 2D extrudé :

- L'intensité et l'hétérogénéité du champ de contrainte augmentent nettement.
- Les concentrations de contraintes deviennent plus importantes, particulièrement au niveau des interfaces.
- La dispersion des valeurs du champ de déformation diminue.
- Les zones situées à proximité des interfaces sont légèrement moins déformées.
- Le nombre de systèmes de glissement actifs baisse.

CONCLUSION

Le modèle non local proposé a été appliqué à la modélisation du comportement mécanique de l'acier 316LN. Des simulations de traction et de fatigue ont été réalisées sur des agrégats 2D extrudés et sur un agrégat 3D représentant une microstructure réelle. Plusieurs conditions aux limites et l'influence d'une réduction de la taille de grains ont été étudiées.

Une importance toute particulière a été attachée à la comparaison des résultats obtenus à l'aide des modèles local et non local. Il a ainsi été possible de mettre en relief par les points forts et les points faibles de l'approche que nous proposons. Devant la quantité de résultats qu'il est possible d'analyser lors des simulations de plasticité cristalline, nous nous sommes principalement concentrés sur :

- les courbes de contrainte/déformation rationnelles moyennes,*
- les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles (pour les simulations de fatigue),*
- les champs de contrainte (de von Mises) et de déformation (maximale principale) locaux,*
- les nombres de systèmes de glissement actifs,*
- les rotations du réseau cristallin.*

Au niveau macroscopique, les résultats obtenus rejoignent et confirment les tendances observées lors des simulations effectuées au cours de la phase d'identification des paramètres matériaux. Par rapport au modèle local, le modèle non local permet de rendre compte de l'effet de taille de grains. Ceci se traduit en traction comme en fatigue par une augmentation de la valeur des contraintes ainsi que par une hausse de l'érouissage lorsque la taille de grains est réduite. Nous constatons, d'une part, que pour de faibles niveaux de déformation, le modèle non local peine à reproduire le durcissement lié à la réduction de la taille de grains. D'autre part, en fatigue, les boucles d'hystérésis ne décrivent pas parfaitement les courbes expérimentales. En revanche, là où le modèle local surestime le durcissement cyclique observé expérimentalement, le modèle non local reproduit de manière fidèle l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles.

Le type d'agrégats utilisés ainsi que les conditions aux limites appliquées influent de manière non négligeable sur les courbes macroscopique. Pour l'agrégat modèle (celui utilisé lors de la phase d'identification), l'application de conditions aux limites plus restrictives conduit en traction comme en fatigue à une augmentation :

- de la limite d'élasticité,*
- de la valeurs des contraintes pour un niveau de déformation fixée dans le domaine plastique,*
- de l'érouissage.*

En fatigue, elle a pour conséquences :

- une hausse des valeurs de l'amplitude des contraintes,*
- une augmentation du durcissement cyclique,*
- une hausse des valeurs de la contrainte macroscopique effective,*
- une augmentation de la croissance de la contrainte macroscopique effective,*
- une baisse des valeurs de la contrainte cinématique,*
- une diminution de la croissance de la contrainte cinématique.*

Ces effets sont également observables lors de simulations réalisées sur des agrégats 2D extrudés, peu importe le modèle mis en œuvre. Par rapport à l'agrégat modèle, le comportement

macroscopique obtenu à l'aide des agrégats 2D extrudés s'écartent quelque peu de celui observé lors des essais. Nos calculs montrent que les contraintes et l'écroutissage sont globalement inférieurs à ceux calculés lorsque l'agrégat modèle est utilisé. Il en est de même pour l'écroutissage et le durcissement cyclique. Leur faible épaisseur semble être à l'origine de leur manque de rigidité et l'application de conditions aux limites plus contraignantes ne semble pas permettre de corriger ce défaut. L'agrégat 3D utilisé est plus massif. Son comportement macroscopique s'approche d'avantage de celui observé lors des essais que celui de l'agrégat 2D extrudé. Toutefois, les contraintes restent tout de même légèrement plus faibles que celles mesurées expérimentalement. L'agrégat 3D semble moins sensible aux effets des conditions limites que l'agrégat 2D extrudé.

Le choix des conditions aux limites appliquées aux agrégats est délicat et les moyens de validation sont relativement restreints. Les mesures par corrélation d'images (Évrand, 2007) et les mesures de textures (Erieau, 2003) en sont deux exemples. Mais leur mise en œuvre reste complexe.

Nous pouvons également nous poser la question du choix des agrégats mis en œuvre. En effet, l'utilisation d'agrégat 2D extrudé a-t-elle réellement un sens ? Nos conclusions sur les agrégats 2D extrudés et 3D rejoignent celles de Delfosse (2005). La modélisation de trois couches de grains semble s'avérer nécessaire pour une bonne description des champs mécaniques et des interactions entre grains voisins.

Au niveau local, l'application d'un chargement monotone de type traction simple conduit à une augmentation :

- de l'hétérogénéité et des concentrations du champ de contrainte et du champ de déformation,
- du nombre de systèmes actifs,
- des rotations de réseau.

L'application d'un chargement cyclique uniaxial conduit à :

- une légère augmentation de l'hétérogénéité du champ de contrainte,
- des concentrations de contraintes plus intenses,
- une légère baisse de la dispersion des valeurs du champ de déformation,
- une légère diminution du nombre de systèmes actifs.

L'application de sollicitations cycliques ne provoque aucune rotation de réseau. Ces observations sont valables quels que soient les modèles, les agrégats ou les conditions aux limites mis en œuvre.

La prise en compte des dislocations géométriquement nécessaires permet, de manière générale, une description plus fine du champ de contrainte. Lorsque le modèle non local est utilisé, l'hétérogénéité du champ de contrainte est plus importante. La localisation des maxima et minima de contrainte apparaît plus fine et plus intense, particulièrement au niveau des joints de grains.

Par rapport au modèle local, les valeurs du champ de déformation obtenues à l'aide du modèle non local sont plus dispersées. Elles ne le sont que légèrement lors des simulations de traction. Mais cette tendance s'observe très nettement lors de sollicitations cycliques. Les simulations de traction et de fatigue réalisées sur les agrégats 2D extrudés montrent que les gros grains étaient plus déformés et que les petits l'étaient moins lorsque le modèle non local est utilisé. Les mêmes résultats ont été obtenus lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 3D. Ce phénomène n'a en revanche pas pu être mis en évidence sur cet agrégat lors des

simulations de traction. Notons que le maillage utilisé (taille d'éléments supérieure à $4 \times 4 \times 4 \mu\text{m}^3$) n'a pas permis l'étude de la localisation en bandes de la déformation dans les grains.

L'utilisation du modèle non local conduit à une activation des systèmes de glissement légèrement plus élevée que le modèle local. Concernant les rotations de réseaux, nous avons pu observer lors des simulations de tractions réalisées sur l'agrégat 2D extrudé qu'elles semblaient légèrement plus franches dans certains grains.

Il convient de noter que les différences entre les résultats obtenus à l'aide des modèles local et non local sont faibles. Les concentrations de champs mécaniques restent globalement localisées dans les mêmes zones et les valeurs prises par ces champs restent relativement proches. Ces différences bien que faibles peuvent néanmoins s'avérer suffisantes, au regard des différents résultats obtenus, pour influencer sur les critères d'endommagement, qu'ils soient écrits en contrainte, en déformation ou en encore en énergie.

Les effets d'une réduction de la taille de l'agrégat sur les résultats locaux sont inexistantes lorsque le modèle local est utilisé. En revanche, l'utilisation du modèle non local montre que la réduction de la taille de grains conduit à :

- une augmentation de l'hétérogénéité du champ de contrainte,*
- des concentrations de contrainte plus intense et ce particulièrement au niveau des interfaces,*
- une réduction de la dispersion de valeurs du champ de déformation,*
- une baisse du nombre de système actifs.*

Lors des simulations de traction et de fatigue réalisées sur les agrégats 2D extrudés ainsi que lors des simulations de fatigue réalisées sur l'agrégat 3D, les zones situées à proximité des interfaces se sont avérées moins déformées dans l'agrégat réduit (NL, D10) que dans l'agrégat d'origine (NL). Lors des simulations de traction réalisées sur l'agrégat 2D extrudé, certains grains de l'agrégat d'origine ont affichés des rotations de réseau légèrement plus franches.

En ce qui concerne les conditions aux limites, ces dernières influencent de manière significative les champs mécaniques locaux, le nombre de systèmes actifs ainsi que les rotations de réseau. Les localisations, l'intensité et l'hétérogénéités des champs de contraintes et de déformation varient selon les conditions aux limites appliquées. Lorsque ces dernières changent, le nombre de système actifs et les rotations de réseau peuvent différer de manière importante dans une même zone d'un même grain. Si l'application de conditions aux limites plus restrictives conduit à l'augmentation du niveau moyen de contrainte, elle a en revanche des effets relativement différentes sur les distributions de valeurs des champs mécaniques.

Les simulations que nous avons réalisées à l'aide de l'agrégat 3D, nous ont permis d'observer les différences entre les résultats obtenus pour une couche située à la surface de l'agrégat (C1) et une couche situées au cœur de l'agrégat (C2). Le passage de la couche C1 à la couche C2 s'accompagne :

- d'une hausse des contraintes,*
- d'une légère diminution de la dispersion des valeurs du champ de contrainte,*
- d'une baisse de la dispersion des valeurs du champ de déformation,*
- d'une légère hausse du nombre de système actifs.*

En conclusion, au niveau local comme au niveau macroscopique :

- Le modèle non local semble permettre de traduire de manière intrinsèque des effets liés à la réduction de taille de grains.*
- Le choix de conditions aux limites est important. Il conditionne les champs mécaniques*

calculés aussi bien au niveau de leur localisation qu'au niveau de leur intensité dans les zones de concentrations.

Synthèse et perspectives

Cette étude traite des problématiques liées à l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN. Au niveau industriel, elle s'inscrit dans le cadre de travaux de recherche visant l'allongement de la durée de vie des centrales nucléaires. Au niveau scientifique, elle se veut une contribution à la compréhension des phénomènes d'amorçage à l'échelle du grain et à la modélisation micromécanique des localisations fines des champs mécaniques, signes précurseur de l'apparition des fissures.

Le présent mémoire s'articule autour de deux grandes parties. La première est *expérimentale*. Elle est basée sur une caractérisation de la microstructure et du comportement mécanique en fatigue du matériau et se focalise sur une caractérisation à différentes échelles des tout premiers stades d'amorçage des fissures. La seconde partie est *numérique*. Elle propose un nouveau modèle de plasticité cristalline permettant la prise en compte du durcissement dû aux incompatibilités de la déformation via l'intégration de dislocations géométriquement nécessaires (Geometrically Necessary Dislocations, GND).

L'intérêt majeur de ces travaux réside dans le développement d'un modèle multicristallin numérique, fondé sur des observations expérimentales et susceptible de modéliser à l'échelle du grain les phénomènes physiques conduisant à la localisation fine des champs mécaniques à la surface de l'acier AISI 316LN.

Synthèse

Travaux expérimentaux

Dans le cadre de l'étude et de la modélisation du comportement micromécanique de l'acier AISI 316LN en fatigue, une caractérisation expérimentale préalable de la microstructure et du comportement mécanique en traction simple du matériau s'est avérée nécessaire.

La microstructure du matériau étudié est biphasée. Elle se compose d'une matrice austénitique et de rares nappes ou îlots de ferrite δ résiduelle. Outre les observations microscopiques standards (au microscope optique, au MEB et MET), cette microstructure a été caractérisée en trois dimensions par une méthode de polissages successifs combinée à des cartographies EBSD. Un volume de $600 \times 600 \times 150 \mu\text{m}^3$ a ainsi été analysé, permettant la construction d'un agrégat multicristallin 3D représentant de manière réaliste la microstructure de l'acier AISI 316LN (morphologie des grains et orientations cristallines). Cet agrégat contient 4363 grains : 4044 d'austénite et 319 de ferrite δ résiduelle.

Des essais de traction sur le matériau brut (taille de grains de $27 \mu\text{m}$) ont permis de déterminer ses propriétés mécaniques. Les modèles de plasticité cristalline basés sur la prise en compte de gradients de champs non locaux étant connus pour permettre la modélisation de l'effet de taille de grains, la taille de grains initiale du matériau a été modifiée par traitements thermomécaniques et des essais de traction ont été effectués. Le comportement mécanique de l'acier AISI 316LN et l'effet Hall (1951) - Petch (1953) observés s'apparentent à ceux d'un acier AISI 316L ayant une énergie de faute d'empilement proche de celle du matériau étudié ($32,7 \text{ mJ/m}^2$).

En fatigue, des essais pilotés à deux amplitudes de déformation totale imposée, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$, ont été réalisés. Pour ces niveaux de déformation imposée, les fissures les plus critiques sont celles s'amorçant au sein de bandes composées d'intrusions et d'extrusions apparaissant à l'intérieur des grains de surface.

Les essais de fatigue réalisés ont permis de caractériser le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN. Les boucles d'hystérésis ont montré que le matériau étudié est sujet à l'effet Bauschinger (1886). Les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles sont caractérisées par trois stades : un premier stade de durcissement cyclique, suivi d'un stade d'adoucissement cyclique et d'un plateau au cours duquel l'amplitude des contraintes se stabilise. La décomposition de la contrainte macroscopique en contraintes macroscopique effective et cinématique montre que c'est la contrainte cinématique qui pilote principalement l'évolution de l'amplitude des contraintes au cours de ces trois stades.

Pour les deux niveaux de déformation, l'observation des structures de dislocations montre que les mécanismes microstructuraux de déformation sont majoritairement de type simple planaire. Les dislocations s'organisent au cours du stade d'adoucissement cyclique pour former des bandes de glissement planaire, bandes qui portent la majeure partie de la déformation. À mi-durée de vie, ces bandes sont visibles dans la majorité des grains et sont accompagnées de cellules en formation au niveau des interfaces (joints de grains et joints de macles). Des macles de déformation ont également été observées et pour $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ et quelques grains présentent des structures de type veines et bandes persistantes de glissement.

L'analyse du relief de surface a permis de caractériser les bandes composées d'intrusions et d'extrusions, bandes au sein desquelles se développent les fissures intragranulaires de fatigue oligocyclique. Ces bandes coïncident avec la trace des plans de glissement $\{111\}$ et résultent de l'émergence de bandes glissement planaires parallèlement aux plans $\{111\}$. Leur formation a été reliée à l'activité du système ayant le facteur de Schmid le plus important. Dans le cas où ces bandes correspondent à deux plans distincts d'un même grain, elles ont été majoritairement associées à l'activité des systèmes ayant les deux facteurs de Schmid les plus élevés. Le critère du plus grand facteur de Schmid (déjà mentionné dans la littérature) a ainsi pu être identifié comme critère très pertinent pour l'activation du glissement pour l'acier AISI 316LN. Sa validité traduit un faible effet des contraintes internes, même si ces dernières conduisent à l'activation d'un plus grand nombre de systèmes de glissement au niveau des interfaces.

La mesure précise du relief (à l'AFM) montre que les bandes de glissement créent à la surface de réels élèvements de matière de forme pyramidale, composés d'intrusions et d'extrusions. Le relief mesuré croît rapidement en début d'essai et la vitesse d'extrusion se stabilise ensuite. Elle est d'autant plus grande que le niveau de déformation est important.

En fatigue, le comportement de l'acier AISI 316LN à température ambiante se rapproche de celui d'un acier AISI 316L sollicité à faible température.

Travaux de modélisation

Afin de modéliser les phénomènes physiques liés à la localisation des champs mécaniques précédant l'amorçage des fissures de fatigue, un nouveau modèle de plasticité cristalline basé sur l'amélioration de la prise en compte de l'écroutissage et des incompatibilités de la déformation intra- et intergranulaire a été proposé :

- S'appuyant sur la théorie des grandes transformations, le modèle a été implémenté dans les codes de calcul éléments finis AbaqusTM et Cast3mTM et repose sur l'hypothèse des petites déformations et des grandes rotations du réseau cristallin (Peirce et al., 1983 ; Tabourot, 1992 ; Teodosiu et al., 1993).
- Il se base sur le modèle de plasticité du monocristal proposé par Teodosiu et al. (1993).
- La loi d'évolution des densités de dislocations a été enrichie, sur la base de travaux d'Acharya and Bassani (2000) et d'Acharya and Beaudoin (2000), par l'intégration d'un terme de création de dislocations géométriquement nécessaires (GND), dont les densités sont directement calculées de manière explicite à partir du gradient de la rotation élastique.

Le type de modèles mis en œuvre a l'inconvénient de faire intervenir de multiples paramètres matériaux. Mais contrairement à d'autres, bon nombre d'entre eux sont accessibles expérimentalement. Dans notre démarche d'identification de ces paramètres, la plupart a été fixée grâce aux données bibliographiques et aux données expérimentales collectées lors des différents essais réalisés. Les autres (K associé au terme de production de dislocations statistiquement stockées, k_0 associé au terme de production de GND et y_c associé à l'annihilation des dislocations) ont été identifiés par méthode inverse par l'intermédiaire d'un couplage réalisé entre le logiciel d'optimisation SiDoLoTM et du code de calcul éléments finis AbaqusTM. Cette identification a été faite sur la base d'essais de traction, le but étant ici de pouvoir apprécier la capacité du modèle à décrire le comportement monotone et cyclique (lors des premiers cycles) du matériau sans ajustement de paramètres sur le cycle stabilisé.

Afin d'évaluer les apports qu'offrent la prise en compte de dislocations géométriquement nécessaires, des simulations de traction et fatigue ont été effectuées avec :

- différentes tenseurs d'élasticité, l'un isotrope, l'autre anisotrope,
- différentes matrices caractérisant l'interaction entre les dislocations propres à chaque système de glissement, l'une identifiée sur la base de travaux expérimentaux, l'autre identifiée sur la base de simulations en dynamique des dislocations discrètes,
- différents agrégats multicristallins, un agrégat modèle créé numériquement, deux agrégats 2D extrudés créés à partir de cartographies EBSD et un agrégat 3D reconstruit par polissages successifs et cartographies EBSD,
- différentes tailles de grains,
- différentes conditions aux limites.

Au niveau macroscopique, les modélisations rendent globalement bien compte du comportement mécanique en traction de l'acier AISI 316LN. En fatigue, le comportement cyclique du matériau étudié n'est qu'approximativement décrit.

Les simulations de traction réalisées montrent que la prise en compte de GND permet la description de l'effet de taille de grains là où le modèle d'origine est mis en défaut. La réduction de la taille de grains conduit à une hausse de l'érouissage. Ceci dit, la prise en compte de l'effet de Hall (1951) - Petch (1953) reste difficile à reproduire lorsque le niveau de déformation est faible ($< 2\%$), les rotations de réseau n'étant pas suffisantes pour créer suffisamment de GND. Aucune évolution de la limite d'élasticité n'a en effet pu être observée lors d'un changement de taille de grains. Cet effet peut s'expliquer par les hypothèses numériques utilisées lors du calcul des GND. Le calcul de ces dislocations :

- ne prend pas en compte la déformation élastique (hypothèse des petites déformations et des grandes rotations du réseau cristallin),
- est fait de manière interne à l'élément considéré et ne prend pas directement en compte les éléments voisins.

Les simulations de fatigue ont été réalisées à l'aide d'un paramètre k_0 ajusté afin d'augmenter l'influence des dislocations géométriquement nécessaires.

Les simulations de fatigue ont mis en évidence la capacité du modèle proposé (appelé modèle non local) ainsi que celle du modèle d'origine (appelé modèle local) à reproduire un érouissage cinématique. La valeur initiale de la contrainte cinématique est conditionnée par le tenseur d'élasticité utilisé et l'évolution de cette contrainte par la matrice d'interaction mise en œuvre. Malgré cela, le comportement cyclique de l'acier AISI 316LN reste approximativement décrit. La forme des boucles d'hystérésis calculées par les deux modèles diffère de celle observée expérimentalement. L'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles est mieux décrite par le modèle non local que par le modèle local. Les principales différences entre expérience et modélisation sont :

- la contrainte macroscopique effective qui diminue tout au long des essais alors qu'elle augmente lors des simulations,
- l'évolution de la contrainte cinématique qui ne se stabilise pas lors des simulations.

L'adoucissement cyclique ne peut alors être modélisé.

Au niveau microstructural, la prise en compte des GND permet globalement d'affiner le calcul du champ de contrainte et ainsi de descendre quasiment d'une demi-échelle dans sa description.

En traction simple comme en fatigue, l'utilisation du modèle non local conduit à une augmentation de l'hétérogénéité du champ de contrainte ainsi qu'à une localisation plus fine et plus intense des maxima et minima de contrainte, particulièrement au niveau des joints de grains. Même si elles ne le sont que très légèrement en traction, les valeurs du champ de déformation calculé par le modèle non local sont plus dispersées. Selon les agrégats utilisés, les gros grains apparaissent plus déformés et les petits moins. La prise en compte des GND conduit également à l'activation d'un plus grand nombre de systèmes de glissement. En revanche, elle n'a pas de réel effet sur les rotations de réseau.

La prise en compte de l'effet de taille de grains par le modèle non local se traduit au niveau microstructural, lors d'une réduction de la taille de l'agrégat, par :

- une augmentation de l'hétérogénéité du champ de contrainte,
- des concentrations de contrainte plus intenses, particulièrement au niveau des interfaces,
- une réduction de la dispersion de valeurs du champ de déformation,
- une baisse du nombre de systèmes actifs.

Si les GND permettent localement la description de l'effet de taille de grains lors d'une réduction de la taille des agrégats, à taille de grains fixée, les différences entre les résultats des modèles local et non local restent faibles. Les concentrations de champs mécaniques restent globalement localisées dans les mêmes zones et les valeurs prises par ces champs restent relativement proches. Ceci étant, ces différences bien que faibles peuvent néanmoins s'avérer suffisantes pour influencer sur les critères d'endommagement, qu'ils soient écrits en contrainte, en déformation ou en encore en énergie.

Le changement de conditions aux limites conditionne de manière importante les champs mécaniques calculés, aussi bien au niveau de leur localisation qu'au niveau de leur intensité dans les zones de concentrations. Cette constatation soulève la question de la définition des conditions aux limites à appliquer aux agrégats multicristallins et de la validation de ces conditions.

Perspectives

Au cours des travaux présentés dans ce mémoire, nous avons ainsi cherché à décrire d'un point de vue expérimental les phénomènes de localisation de champs mécaniques annonçant l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier AISI 316LN. D'un point de vue modélisation, nous nous sommes placés à l'échelle du grain et avons proposé un modèle de plasticité cristalline basé sur la prise en compte de dislocations géométriquement nécessaires avec pour but de décrire plus finement ces phénomènes de localisation.

Pour compléter ces travaux et répondre aux questions qu'ils soulèvent, différentes pistes sont encore à explorer.

Travaux expérimentaux

Si, dans le domaine de sollicitation étudié, les auteurs s'accordent à dire que les fissures apparaissent, de manière préférentielle, au niveau des bandes d'intrusions et d'extrusions observées à la surface du matériau, les causes conduisant à l'amorçage des fissures au sein de ces bandes restent floues. En effet, d'après les observations de Katagiri et al. (1977) ou encore celles d'Hunsche and Neumann (1986), les fissures naissent des concentrations de contrainte à l'interface entre bandes persistantes de glissement et matrice. Essmann et al. (1953), dans son modèle, et Mughrabi et al. (1983), de par ses observations, attribuent l'apparition des fissures aux concentrations de contrainte dues aux extrusions. D'après Polák et al. (2009), ce sont plutôt les concentrations de contrainte liées aux intrusions qui conduisent à la fissuration. Des tentatives pour caractériser les conditions d'apparition de fissures dans l'acier AISI 316LN ont certes été entreprises (Mineur et al., 2000 ; Mu and Aubin (2010)) mais la question reste encore ouverte.

Une piste de recherche pourrait être la réalisation d'observation MET au niveau de la surface d'éprouvettes cyclées présentant des fissures de fatigue. Une autre serait l'utilisation de la technique d'observation par canalisation d'électrons (Electron Channeling Contrast Imaging) qui permet l'observation de structures de dislocations à la surface d'éprouvettes massives à l'aide d'un MEB (Gong et al., 1997 ; Gutierrez-Urrutia et al., 2009). Ceci permettrait ainsi de caractériser les structures de dislocations se formant en surface au niveau des bandes d'intrusions et d'extrusions.

Une autre question ouverte concerne les dislocations géométriquement nécessaires. Mugh-rabi (2001a, 2001b, 2004, 2006) remet en cause leur lien avec la limite d'écoulement et critique leur utilisation dans les modèles de plasticité cristalline. Si cet auteur reconnaît leur rôle dans l'accommodation des incompatibilités dues à la déformation, il juge leur contribution à l'écroutissement négligeable.

Si d'un point de vue théorique, leur existence est largement admise, leur observation physique et leur caractérisation restent difficiles. Des travaux sont actuellement en cours sur cette thématique (Demir et al., 2009).

La caractérisation expérimentale des hétérogénéités de champs locaux dans la microstructure s'avère elle aussi problématique. Les simulations de plasticité cristalline permettent à l'heure actuelle de décrire plus ou moins finement ces hétérogénéités mais les outils actuels de mesure ne permettent pas de réelle validation au niveau local. Si le dépôt de micro-grilles et l'analyse EBSD permettent respectivement de mesurer avec précision les champs de déformation et les rotations du réseau cristallin, ces méthodes impliquent, pour valider les modèles, la réalisation de simulation à partir d'agrégats 2D extrudés. Or bon nombre d'auteurs critiques leur utilisation.

Le développement des mesures de champs par corrélation d'images (Besnard et al., 2006 ; El Bartali, 2007) et les récents travaux menés en tomographie par contraste de diffraction (Ludwig et al., 2009) permettront peut-être d'apporter des solutions à ce problème.

Travaux de modélisation

En ce qui concerne le modèle proposé, nous avons pu constater au cours de nos travaux qu'il ne permettait pas la prise en compte de l'effet de taille de grains lorsque les niveaux de déformation sont inférieurs à 2 %. Pour remédier à cela, deux pistes peuvent être envisagées.

La première serait de réaliser le calcul du second gradient en tenant compte des éléments voisins. En effet, le passage d'un élément à un autre peut correspondre au passage d'un grain à un autre et le modèle tel qu'il est implémenté ne considère pas ces importantes désorientations. Leur prise en compte conduirait à augmenter les dislocations géométriquement nécessaires présentes au niveau intragranulaire, à proximité des interfaces. Une description de l'effet de taille de grains serait alors possible pour de faibles niveaux de déformation. Ceci pourrait d'ailleurs même permettre de faire évoluer la limite d'élasticité lorsque la taille de grains est modifiée.

La seconde consisterait à ne plus se baser sur l'hypothèse des petites déformations et des grandes rotations du réseau cristallin. La prise en compte de la déformation élastique permettrait ainsi de créer plus de dislocations géométriquement nécessaires. Des GND seraient alors créés pour de faibles niveaux de déformation et des rotations de réseau inexistantes.

Les différents résultats présentés dans ce mémoire nous montrent également que les lois de comportement utilisées ne sont pas réellement adaptées à la modélisation de trajets de chargement cyclique. Conçues pour le cas de trajets de chargement monotones, elles peinent à décrire l'effet Bauschinger (1886) et sont incapables de reproduire l'adoucissement cyclique observé lors des essais. Le développement de lois adaptées semble donc s'avérer nécessaire.

Un travail intéressant est à mener sur les matrices d'interaction. Elles ne permettent pas, à l'heure actuelle, de décrire les interactions entre les dislocations au sein des structures de type

veine, bande persistante de glissement, labyrinthe ou encore cellule, formées lors de sollicitations cycliques. Nous avons en effet pu constater que ces matrices influencent considérablement le comportement cyclique du matériau. Elles conditionnent au cours des cycles l'évolution de la contrainte macroscopique effective et de la contrainte cinématique.

Des lois d'érouissage cinématique physiques devraient être introduites dans les modèles de plasticité cristalline. Les lois proposées par Déprés (2004) sont dans le cadre de cette thématique extrêmement intéressantes. Ces dernières s'appuient, rappelons le, sur des simulations réalisées en dynamique des dislocation discrètes et font intervenir des dislocations géométriquement nécessaires.

Enfin, pour améliorer les modélisations réalisées, la validité des conditions aux limites appliquées aux agrégats multicristallins devrait être étudiée en profondeur. Ces conditions ont en effet un impact considérable sur les champs mécaniques calculés.

ANNEXE A

Préparation des échantillons et détails des analyses de caractérisation microstructurale

Cette annexe décrit les protocoles de préparation des échantillons utilisés pour la caractérisation de la microstructure de l'acier AISI 316LN. Elle donne également une vue détaillée des analyses EBSD réalisées, des essais de nanoindentation et de ceux de microdureté Vickers. Elle présente enfin les épaisseurs de matière retirée par polissages lors de la construction de l'agrégat 3D et les corrections angulaires effectuées d'une cartographie EBSD à l'autre.

A.1 Analyses EBSD

A.1.1 Préparation des échantillons nécessaires aux analyses EBSD

Les échantillons utilisés pour les analyses EBSD ont été polis mécaniquement à l'aide des papiers 800, 1200, 2400 et 4000. La finition a été réalisée au spray diamanté 3 μm et 1 μm . La couche de matériau écroui a été retirée par polissage électrolytique externe à température ambiante à l'acide oxalique 10 % ($\text{C}_2\text{H}_2\text{O}_4$). Une tension de 10 V durant 60 s a été appliquée lors de ce polissage électrolytique.

Le polissage électrolytique utilisé pour les échantillons destinés aux analyses EBSD révèle également la microstructure du matériau. Ce protocole de préparation a donc aussi été utilisé pour la réalisation des observations au microscope optique, au MEB ainsi que pour les analyses chimiques EDS.

A.1.2 Analyses EBSD effectuées

La caractérisation de la microstructure de l'acier AISI 316LN fournis dans le cadre du projet AFGRAP a en partie été réalisée par analyses EBSD. Des échantillons ont été prélevés au cœur ainsi qu'à la surface du bloc. Pour les analyses faites au cœur, trois cartographies ont respectivement été réalisées sur les faces de normale R (direction de laminage), de normale T (direction transverse) et de normale N (direction normale) d'un même échantillon. La dimension de ces analyses est de $850 \times 850 \mu\text{m}^2$ (par pas de 1 μm). Une cartographie de grande taille ($4500 \times 2000 \mu\text{m}^2$, par pas de 2 μm) sur la face de normale R complète ces trois analyses. Les mêmes observations ont été pratiquées à la surface du bloc.

Les cartographies EBSD de petite tailles (ainsi que les observations MEB et les analyses EDS) ont été réalisées au LMSSMat à l'aide d'un MEB-FEG Leo 1530. Les cartographies de grande taille ont été faites au laboratoire ICMMO de l'université d'Orsay Paris Sud, par F. Brisset, à l'aide d'un MEB-FEG Zeiss Supra 55 VP avec une colonne Gemini.

Le tableau A.1 rend compte du nombre de grains observés lors de chaque analyse. La figure A.1 présente les cartographies réalisées sur les trois faces d'un échantillon prélevé au cœur et en surface et la figure A.2 les cartographies de grande taille.

Tableau A.1 – Données issues des analyses EBSD.

Analyse EBSD	Grains d'austénite	Grains d'austénite sans macles	Grains ferrite	Total des grains (austénite + ferrite)
Échantillon cœur : Face R	1255	390	61	1316
Échantillon cœur : Face T	1370	325	68	1438
Échantillon cœur : Face N	1297	303	21	1318
Échantillon surface : Face R	725	211	0	725
Échantillon surface : Face T	781	235	5	786
Échantillon surface : Face N	1072	316	36	1108
Échantillon cœur : grande zone	11222	3140	120	11342
Échantillon surface : grande zone	9039	2571	77	9116

La figure A.3 montre la différence de distribution de la taille des grains d'austénite entre les trois faces de l'échantillon prélevé au cœur (cette différence est la même pour l'échantillon prélevé en surface). La figure A.4 présente les distributions de la taille des grains d'austénite pour

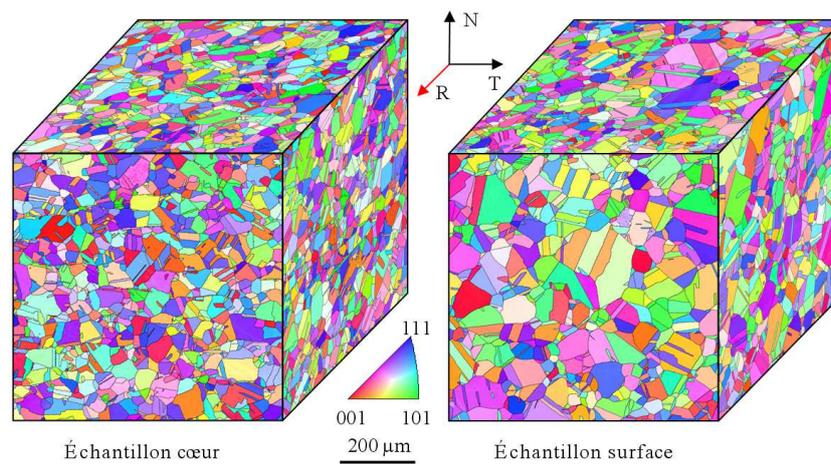


Figure A.1 – Cartographies des orientations de l’axe de laminage R par rapport au repère cristallin pour les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) : échantillon de cœur à gauche, échantillon de surface à droite.

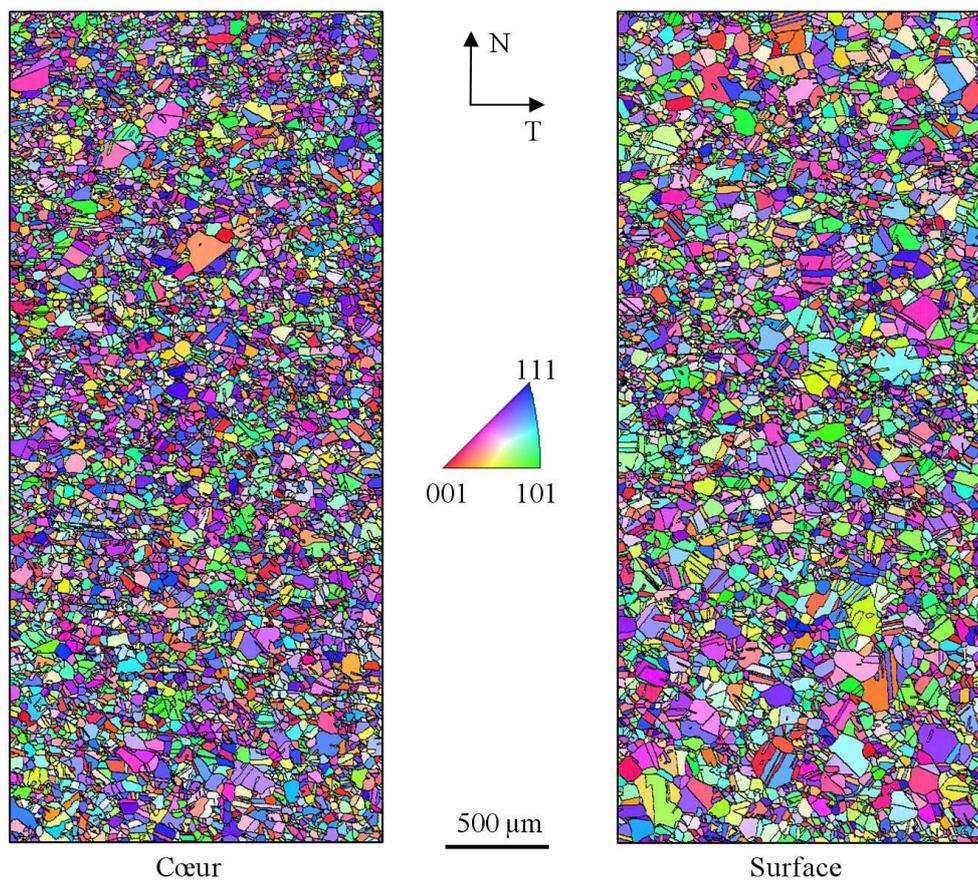


Figure A.2 – Cartographies des orientations de l’axe de laminage R par rapport au repère cristallin pour les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) : grande zone cœur à gauche, grande zone surface à droite.

les analyses réalisées au cœur et en surface lorsque les joints de macles sont considérés comme des joints de grains. La figure A.5 présente les mêmes résultats mais lorsque les joints de macles ne sont pas considérés comme des joints de grains. La distribution de taille des grains de ferrite est visible sur la figure A.6. Le tableau A.2 résume ces résultats d'étude sur la distribution de taille de grains. Les valeurs moyennes correspondent aux moyennes arithmétiques du diamètre des grains données par le logiciel de traitement de cartographies EBSD TSL-OIM™.

Les figures A.7 et A.8 présentent respectivement les différences de distribution de désorientations entre les analyses réalisées au cœur et en surface pour l'austénite et la ferrite.

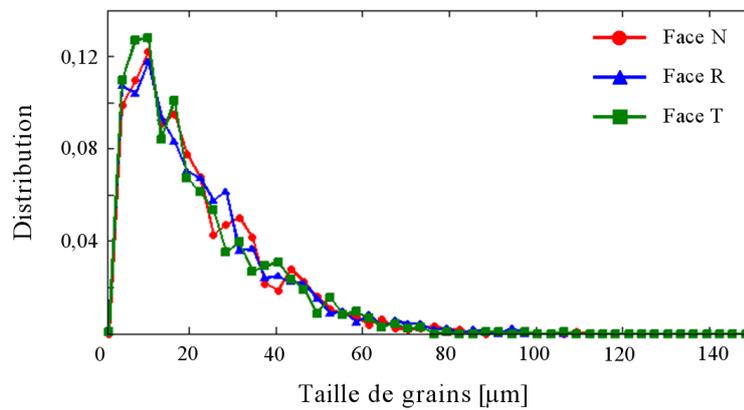


Figure A.3 – Distribution de la taille des grains d'austénite pour les trois faces de l'échantillon prélevé au cœur.

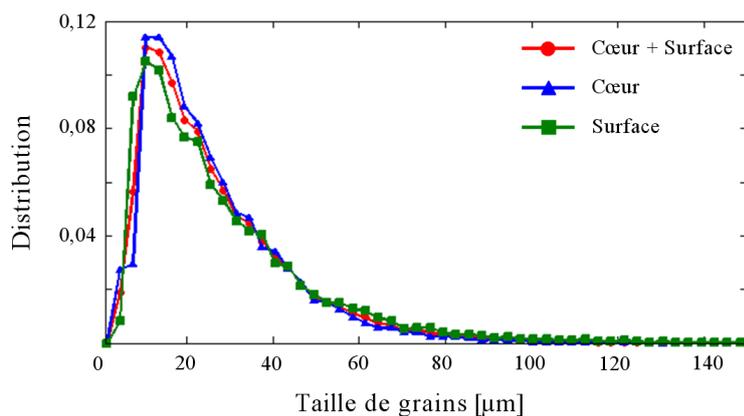


Figure A.4 – Distribution de la taille des grains d'austénite au cœur et en surface lorsque les joints de macles sont considérés comme joints de grains.

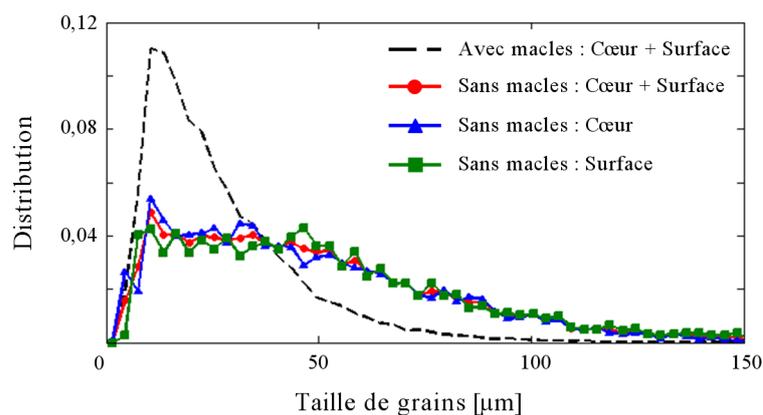


Figure A.5 – Distribution de la taille des grains d'austénite au cœur et en surface lorsque les joints de macles ne sont pas considérés comme joints de grains.

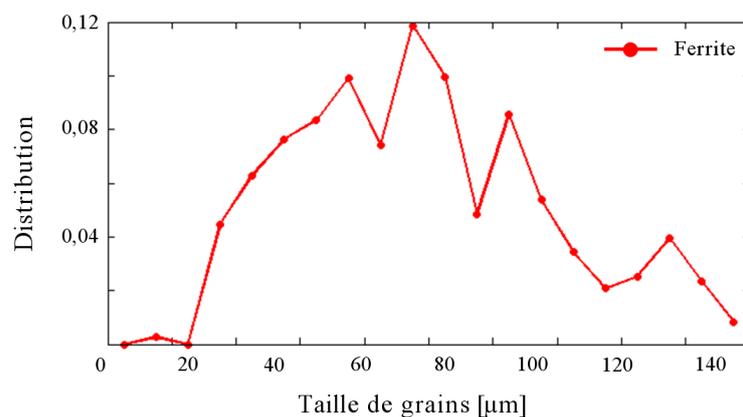


Figure A.6 – Distribution de la taille des grains de ferrite

Tableau A.2 – Données statistiques issues de l'étude sur la distribution de taille de grains.

Distribution	Moyenne [μm]	Écart type [μm]	Nombre de grains analysés
Austénite : cœur	25,9	16,3	15144
Austénite : surface	28,1	20,8	11617
Austénite : cœur + surface	26,9	18,4	26761
Austénite sans macles : cœur	47,7	31,8	4058
Austénite sans macles : surface	52,8	36,5	3333
Austénite sans macles : cœur + surface	50,0	34,1	7391
Ferrite : cœur + surface	9,8	4,0	388

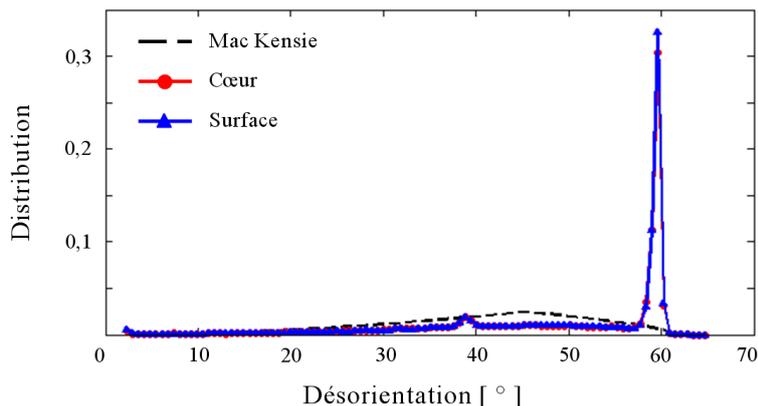


Figure A.7 – Distribution de désorientations pour l'austénite au cœur et en surface.

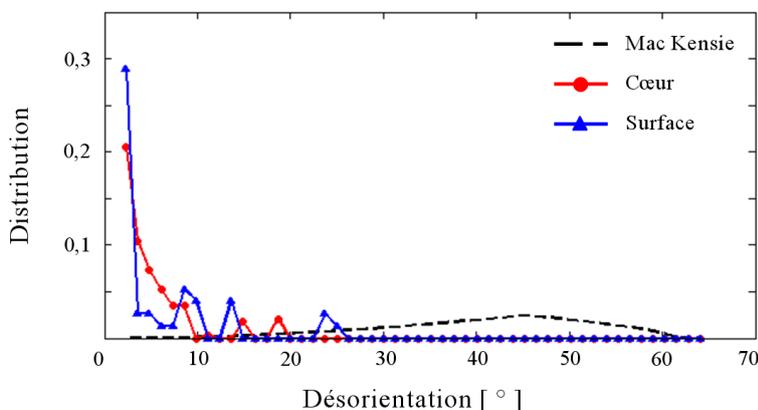


Figure A.8 – Distribution de désorientations pour la ferrite au cœur et en surface.

A.2 Préparation des lames minces nécessaires aux observations au MET

La réalisation de lames minces débute par le prélèvement de pastilles d'une épaisseur d'environ 1 mm et de diamètre 3 mm. Ces dernières sont ensuite amincies par polissage mécanique à l'aide des papiers 800, 1200, 2400 et 4000 jusqu'à atteindre une épaisseur d'environ 100 μm . Le perçage des lames a été réalisé à l'aide d'une solution électrolytique par la méthode du double jet. Le bain utilisé est composé à 90% d'acide acétique et 10% d'acide perchlorique. La tension appliquée est de 40 V et la vitesse du flux a été fixée à 22.

Les observations ont été réalisées au LMSSMat avec un MET JEOL EX1200 120 kV.

A.3 Essais de nanoindentation

A.3.1 Préparation des échantillons nécessaire aux essais de nanoindentation

La préparation des échantillons pour les essais de nanoindentation nécessite un très bon état de surface. Les échantillons ont été polis mécaniquement à l'aide des papiers 800, 1200,

2400 et 4000 et des sprays diamantés 3 μm et 1 μm . Afin de retirer la couche de matériau écroui et de révéler très légèrement les phases sans creuser les joints de grains, cette préparation a été complétée par un polissage de 4 h réalisé à l'OPS à l'aide d'une polisseuse à vibrations.

A.3.2 Essais de nanoindentations réalisés

Les essais de nanoindentation ont été réalisés au LMSSMat à l'aide d'un système de type MTS Nano Indenteur XP. Ce dernier est équipé d'une pointe Berkovitch (en diamant, de forme pyramidale à base triangulaire). La technique consiste à pénétrer le matériau avec cette pointe et ce en appliquant des charges de la même manière que lors d'un essai de dureté classique (figure A.9a). Des charges de 1 à 500 mN peuvent être appliquées à l'aide de notre dispositif, ce qui induit des tailles d'indentation allant de quelques nanomètres à plusieurs micromètres.

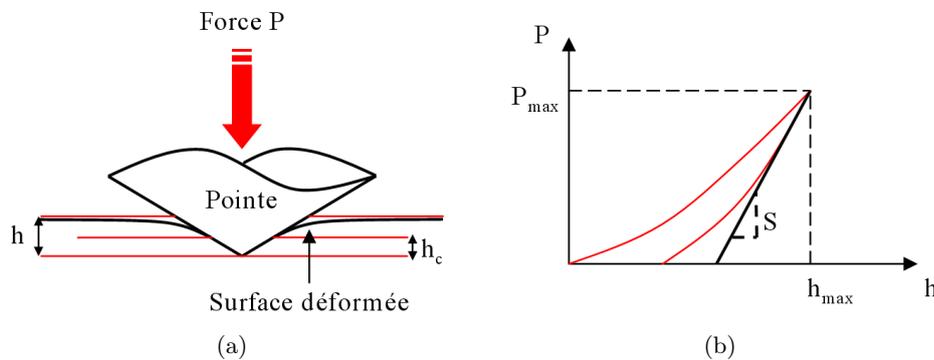


Figure A.9 – a) Pointe Berkovitch du nanoindenteur en contact avec la matière. b) Courbe typique de décharge.

La force appliquée P est mesurée en fonction de la pénétration de la pointe h . Il est alors possible d'obtenir des courbes de charge, dont l'allure typique est présentée dans la figure A.9b. Un modèle analytique décrivant le contact permet ensuite d'obtenir une relation entre la pente de la décharge S , le module réduit E_r , et l'aire projetée A :

$$S = \frac{dP}{dh} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{A(h_c)} E_r. \quad (\text{A.1})$$

Le module E_r réduit est défini en fonction des propriétés élastiques de la pointe ($E_i = 1141 \text{ GPa}$, $\nu_i = 0.07$) et de celles du milieu (E_m, ν_m) :

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1 - \nu_m^2}{E_m} + \frac{1 - \nu_i^2}{E_i}. \quad (\text{A.2})$$

Par une analyse élastique du contact, il est possible de calculer $A(h_c)$ et ainsi d'obtenir le module d'élasticité du matériau. Pour que la courbe de réponse soit caractéristique d'une phase seule et non de son environnement, il faut adapter la valeur maximale de la charge à la taille des hétérogénéités. Dans notre cas, les charges appliquées étaient faibles. Elles ont été calculées de manière à ce que les indentations ne dépassent pas 300 nm de profondeur. Ces essais ont permis la mesure de la dureté, exprimée en GPa, et du module de Young, exprimé dans la même unité, des deux phases présentes dans le matériau.

Deux séries de mesures ont été effectuées sur un échantillon issu du cœur du bloc. Pour la première série de mesures, une zone de $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ contenant uniquement de l'austénite a été quadrillée avec un pas de $50 \mu\text{m}$. Cent points de mesure ont été recueillis. Pour la seconde série, une zone de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ contenant de l'austénite et de la ferrite a été quadrillée avec un pas de $10 \mu\text{m}$. La figure A.10 représente les duretés moyennes en fonction des modules de Young moyens pour chaque indentation des deux séries d'essais. Le détail des mesures effectuées est donné dans le tableau A.4.

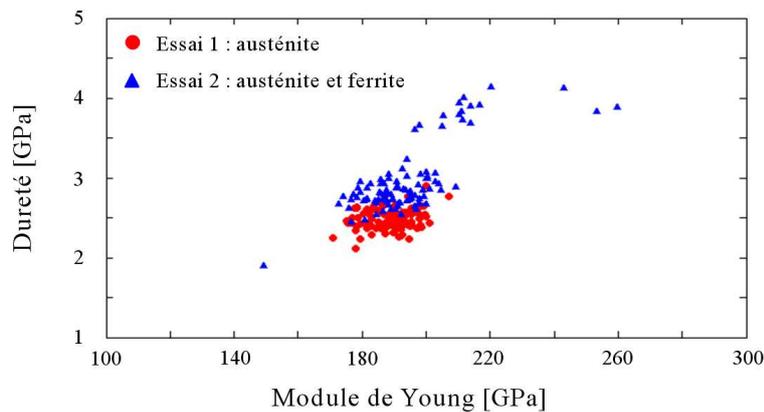


Figure A.10 – Résultats de nanoindentation.

Tableau A.3 – Données statistiques issues de deux séries de mesure de nanoindentation.

Données	Série 1	Série 2
Nombre de points : austénite	100	84
Nombre de points : ferrite	0	16
Nombre de points : austénite + ferrite	100	100
Dureté austénite : moyenne [GPa]	2,3	2,8
Dureté austénite : écart type [GPa]	0,1	0,2
Module de Young austénite : moyenne [GPa]	189	190
Module de Young austénite : écart type [GPa]	7	9
Dureté ferrite : moyenne [GPa]	–	3,8
Dureté ferrite : écart type [GPa]	–	0,2
Module de Young ferrite : moyenne [GPa]	–	218
Module de Young ferrite : écart type [GPa]	–	19

Deux populations de points se dégagent de l'essai réalisé sur l'austénite et la ferrite alors qu'une seule population se dégage de l'essai réalisé uniquement sur l'austénite. La dureté moyenne de l'austénite calculée à partir de la première série est de 2,3 GPa et son module de Young moyen vaut 189 GPa. La seconde série de mesures nous donne une dureté moyenne de l'austénite plus importante que lors de la première série de mesure, 2,8 GPa. Son module de Young moyen reste le même, 190 GPa. Cette différence de dureté est attribuée à l'influence de la ferrite. Uniquement les valeurs issues de la première série de mesures seront donc retenues pour caractériser la phase austénitique. En ce qui concerne la ferrite, sa dureté moyenne est de

3,8 GPa et son module de Young moyen est de 218 GPa.

A.4 Essais de microdureté Vickers

A.4.1 Préparation des échantillons nécessaires aux essais de microdureté Vickers

Les échantillons utilisés pour les essais de microdureté Vickers ont subi la même préparation de ceux destinés aux analyses EBSD.

A.4.2 Essais de microdureté Vickers réalisés

Les essais de microdureté Vickers ont été réalisés sur onze échantillons prélevés dans une partie du bloc initial, cinq au cœur et six en surface. Une série de neuf empreintes a été respectivement effectuée sur les faces de normale R (direction de laminage), T (direction transverse) et N (direction normale) de chaque échantillon. La masse d'appui est de 300 g. Les séries de vingt sept mesures réalisées sur chaque échantillon ont été moyennées afin d'obtenir une mesure de microdureté moyenne par échantillon (figure A.11).

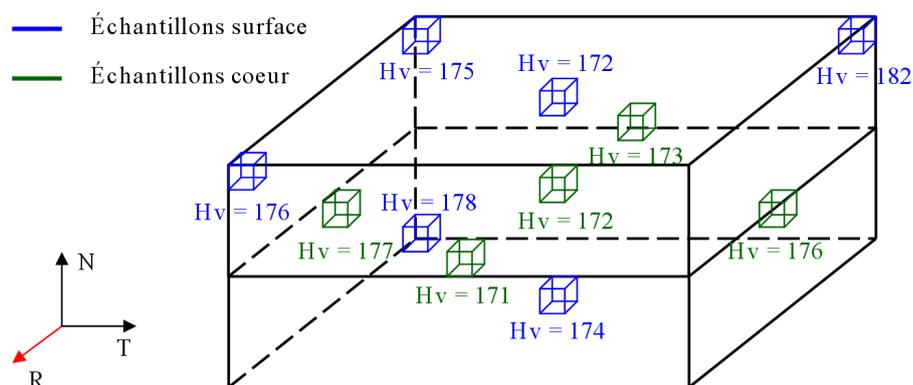


Figure A.11 – Résultats de microdureté.

La microdureté varie entre $H_v^{300g} = 171$ et $H_v^{300g} = 182$ en sein du bloc. La valeur moyenne pour les échantillons de cœur est de $H_v^{300g} = 174$ et celle pour les échantillons de surface est de $H_v^{300g} = 176$. Ces deux valeurs étant proches, la dureté est considérée comme homogène au sein du bloc et égale à $H_v^{300g} = 175$.

A.5 Caractérisation et modélisation 3D de la microstructure

Lors de la caractérisation et modélisation 3D de la microstructure, trente cartographies EBSD ont été réalisées. L'épaisseur de matière retirée et des corrections de rotation réalisées lors de chaque passe sont détaillées dans le tableau A.4.

ANNEXE A : Préparation des échantillons et détails des analyses de caractérisation
microstructurale

Tableau A.4 – Épaisseurs de matière retirées et corrections de rotations réalisées lors de chaque passe.

Passes	Épaisseurs de matière [μm]	Angles de rotation [$^{\circ}$]
C1 \rightarrow C2	5,57	2,56
C2 \rightarrow C3	6,53	-1,06
C3 \rightarrow C4	5,03	-0,09
C4 \rightarrow C5	4,85	-1,52
C5 \rightarrow C6	4,80	-0,63
C6 \rightarrow C7	5,16	-0,65
C7 \rightarrow C8	4,93	-1,21
C8 \rightarrow C9	5,62	-2,57
C9 \rightarrow C10	4,88	-2,65
C10 \rightarrow C11	5,05	-1,48
C11 \rightarrow C12	5,06	2,11
C12 \rightarrow C13	5,51	-0,65
C13 \rightarrow C14	4,57	2,38
C14 \rightarrow C15	4,54	-1,42
C15 \rightarrow C16	5,81	-0,65
C16 \rightarrow C17	4,82	-1,21
C17 \rightarrow C18	5,19	-1,59
C18 \rightarrow C19	5,00	-0,71
C19 \rightarrow C20	5,35	-0,54
C20 \rightarrow C21	5,22	1,10
C21 \rightarrow C22	5,34	-1,53
C22 \rightarrow C23	5,03	-0,81
C23 \rightarrow C24	6,14	1,04
C24 \rightarrow C25	5,43	-1,96
C25 \rightarrow C26	5,16	0,31
C26 \rightarrow C27	4,51	1,05
C27 \rightarrow C28	4,51	0,74
C28 \rightarrow C29	4,98	-0,33
C29 \rightarrow C30	5,85	0,98

ANNEXE B

Essais de traction simple et essais de fatigue oligocyclique

Cette annexe présente les détails concernant les essais de traction simple réalisés pour la caractérisation du comportement mécanique macroscopique de l'acier AISI 316LN. Elle décrit également le dispositif expérimental utilisé pour la réalisation des essais de fatigue et le protocole de préparation des éprouvettes. Elle détaille les mesures de contrainte/déformation réalisées au cours de ces essais de fatigue et les mesures de l'évolution du relief de surface effectuée à l'AFM.

B.1 Essais de traction simple

Les essais de traction simple ont été réalisés à l'aide d'une machine d'essais mécaniques Instron 100 kN. Les mesures de déformation ont été effectuées à l'aide de jauges et d'extensomètre dont les gammes de mesure sont respectivement de 3 % et de 20 % (déformation conventionnelle). Les caractéristiques mécaniques mesurées lors de chaque essai figure dans le tableau B.1. Des éprouvettes ont été prélevées dans la direction de laminage R ainsi que dans la direction transverse T et sont notées R et T dans le tableau ci-dessous. Leur plan est donné sur la figure B.1. Les éprouvettes pour lesquelles des mesures de déformation ont été effectuées à l'aide de jauges sont suivies de la lettre J. La quasi totalité des essais ont été effectué à une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Ceux pilotés à une vitesse de déformation supérieure ($\dot{\epsilon} = 3,5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$) sont notés VH pour vitesse haute. L'essai à partir duquel les mesures de champ déformation ont été faites par corrélation d'images est suivi de la lettre C pour corrélation.

Tableau B.1 – Caractéristiques mécaniques mesurées suite aux essais de traction.

Essai	E [GPa]	ν	σ_e [MPa]	R_m [MPa]	A_r [%]
<i>B1R</i>	195	–	235	577	76
<i>B2R</i>	190	–	–	–	–
<i>B3RJ</i>	195	0,29	–	572	84
<i>B4R</i>	192	–	254	577	84
<i>B5R</i>	184	–	242	578	84
<i>B6RJ</i>	195	0,28	–	572	86
<i>B9RVH</i>	191	–	292	580	72
<i>B11R</i>	193	–	–	–	–
<i>B12R</i>	182	–	231	577	85
<i>B15RJC</i>	189	0,28	239	575	80
<i>B16T</i>	192	–	241	575	87
<i>B17T</i>	191	–	243	573	85
<i>B18TJ</i>	189	0,29	–	568	85
<i>B19T</i>	191	–	241	573	86
<i>B20T</i>	188	–	237	574	86
<i>B21TJ</i>	188	0,27	–	571	85
<i>B24TVH</i>	181	–	277	574	75
<i>B26T</i>	186	–	–	–	–
<i>B27T</i>	183	–	227	573	86

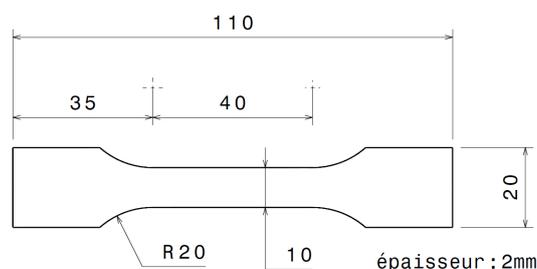


Figure B.1 – Plan des éprouvettes de traction.

B.2 Essais de fatigue oligocyclique

B.2.1 Dispositif expérimental pour les essais de fatigue et protocole de préparation des éprouvettes

Les essais de fatigue oligocyclique ont tous été réalisés à l'aide d'une machine d'essais mécaniques MTS 100 kN. Les mesures de déformation ont été effectuées à l'aide d'un extensomètre dont la gamme de mesure est de 20 % (déformation conventionnelle).

Les éprouvettes de fatigue utilisées pour ces essais ont été usinées à partir du bloc d'acier AISI 316LN fourni dans le cadre du projet AFGRAP. Certaines ont été prélevées dans la direction de laminage (notée R) et d'autres dans la direction transverse (notée T). Le plan de ces éprouvettes a été fourni par le département MMC du centre EDF des Renardières (figure B.2a). Afin de faciliter l'observation du relief de surface deux méplats ont été usinés par électro-érosion (figure B.2b). Ces méplats sont diamétralement opposés et ont été réalisés au centre de la zone utile. Leur forme a fait l'objet d'une étude numérique (non présentée dans ce mémoire). Les méplats sont composés de deux congés et d'une surface plane de $2 \times 3 \text{ mm}^2$. Ils ont subi un polissage mécanique à l'aide des papiers 800, 1200, 2400 et 4000, ainsi qu'à l'aide des sprays diamantés de $3 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$. Afin de révéler la microstructure du matériau, ce polissage mécanique a été suivi d'un polissage électrolytique à l'acide oxalique 10 % ($\text{C}_2\text{H}_2\text{O}_4$) à une tension de 10 V durant 180 s. Un soin tout particulier a été attaché à ne pas trop creuser les joints de grains pour ne pas favoriser l'apparition de fissures dans ces zones. Cette préparation a uniquement été effectuée pour les essais au cours desquels nous nous sommes intéressés à l'amorçage de fissure et à l'évolution du relief de surface. Pour les autres essais, les méplats ont été laissés brut d'usinage.

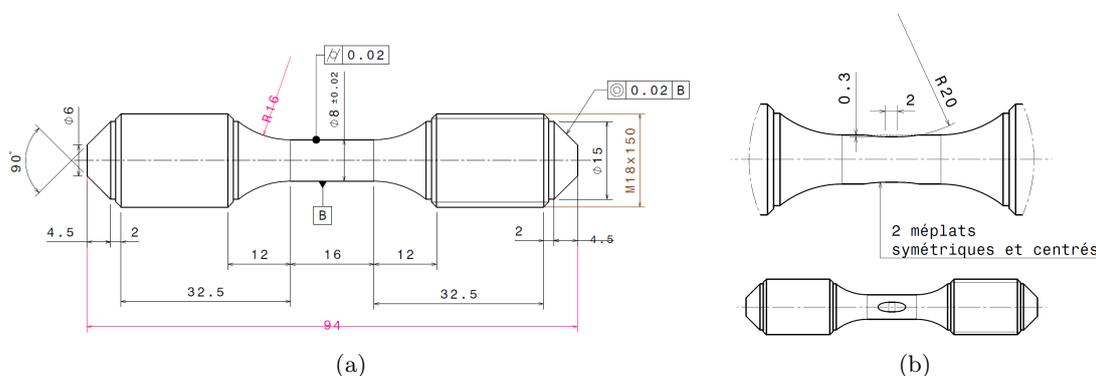


Figure B.2 – a) Plan des éprouvettes de fatigue. b) Plan des méplats.

B.2.2 Détails des mesures de contrainte/déformation au cours des essais de fatigue

Les boucles d'hystérésis pour les cycles correspondant à la fin du stade de durcissement (N_{FD}), la fin du stade d'adoucissement (N_{FA}), la mi-durée de vie ($N_{1/2}$) et au cycle à rupture (N_R) sont présentées sur les figures B.3a et B.3b, et B.4a et B.4b pour les essais réalisés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ sur les éprouvettes prélevées dans la direction transverse à l'axe de laminage (T).

Le détail des mesures des amplitudes de déformation élastique ($\Delta\epsilon_e/2$), plastique ($\Delta\epsilon_p/2$), de contraintes minimale (σ_{min}), maximale (σ_{max}) et de l'amplitude des contraintes ($\Delta\sigma/2$) pour les cycles N_1 , N_{FD} , N_{FA} , $N_{1/2}$ et N_R sont présentés dans les tableaux B.2, B.3, B.4, B.5, B.6 et B.7 pour les essais réalisés sur les éprouvettes prélevées dans la direction de laminage (R) et la direction transverse (T).

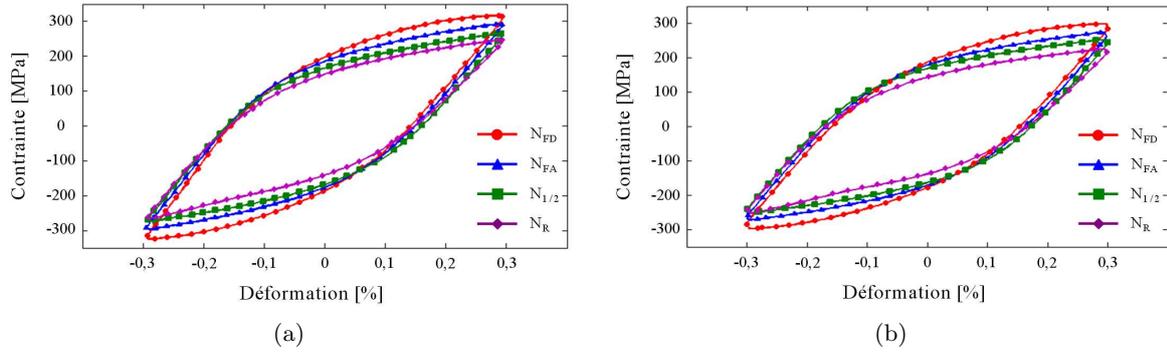


Figure B.3 – Boucles d'hystérésis pour les essais réalisés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$: a) éprouvette $B229T$, b) éprouvette $B239T$ (T direction transverse).

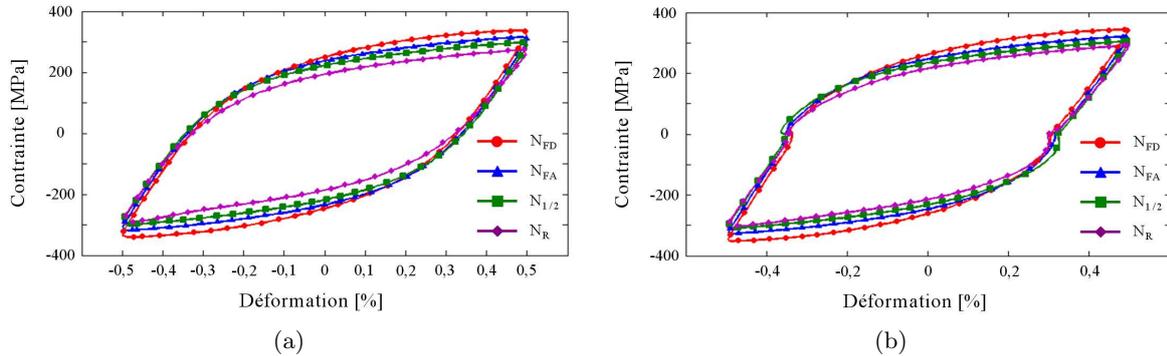


Figure B.4 – Boucles d'hystérésis pour les essais réalisés à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$: a) éprouvette $B124T$, b) éprouvette $B125T$ (T direction transverse).

Tableau B.2 – Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ réalisé sur l'éprouvette $B219R$ (R direction de laminage).

Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
N_1	0,134	0,166	-287,1	283,6	285,4	1
N_{FD}	0,149	0,151	-296,6	291,9	294,3	10
N_{FA}	0,130	0,170	-270,7	268,4	269,6	300
$N_{1/2}$	0,124	0,176	-250,0	249,3	249,7	16157
N_R	0,128	0,172	-248,1	234,2	241,2	32313

Tableau B.3 – Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ % réalisé sur l'éprouvette *B229T* (T direction transverse).

Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
N_1	0,136	0,164	-313,8	304,1	309,0	1
N_{FD}	0,152	0,148	-323,5	316,9	320,2	10
N_{FA}	0,145	0,155	-295,7	292,6	294,2	300
$N_{1/2}$	0,140	0,160	-272,6	264,4	268,6	14250
N_R	0,151	0,149	-265,0	246,8	255,9	28500

Tableau B.4 – Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ % réalisé sur l'éprouvette *B239T* (T direction transverse).

Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
N_1	0,135	0,165	-287,1	290,3	288,7	1
N_{FD}	0,143	0,157	-296,1	298,6	297,4	10
N_{FA}	0,165	0,165	-270,3	273,5	271,9	300
$N_{1/2}$	0,125	0,175	-250,1	252,1	251,1	15253
N_R	0,134	0,166	-251,0	224,4	237,7	30506

Tableau B.5 – Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5$ % réalisé sur l'éprouvette *B115R* (R direction de laminage).

Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
N_1	0,138	0,362	-295,3	300,0	297,7	1
N_{FD}	0,168	0,332	-330,0	329,0	329,5	20
N_{FA}	0,160	0,340	-309,9	309,0	309,5	200
$N_{1/2}$	0,157	0,343	-292,5	291,7	292,1	5048
N_R	0,173	0,327	-298,3	271,1	284,7	10097

Tableau B.6 – Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5$ % réalisé sur l'éprouvette *B124T* (T direction transverse).

Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
N_1	0,142	0,358	-307,7	307,4	307,6	1
N_{FD}	0,171	0,329	-339,1	336,1	337,7	20
N_{FA}	0,162	0,338	-317,5	315,0	316,3	200
$N_{1/2}$	0,157	0,343	-299,4	296,6	298,0	4750
N_R	0,177	0,323	-295,4	272,4	283,9	9500

Tableau B.7 – Évolution des amplitudes de déformation élastique, plastique, des contraintes minimale, maximale et de l'amplitude des contraintes pour l'essai à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$ réalisé sur l'éprouvette *B125T* (T direction transverse).

Cycle	$\Delta\epsilon_e/2$ [%]	$\Delta\epsilon_p/2$ [%]	σ_{min} [MPa]	σ_{max} [MPa]	$\Delta\sigma/2$ [MPa]	N
N_1	0,144	0,356	-315,8	316,2	316,0	1
N_{FD}	0,179	0,321	-350,9	343,9	347,4	20
N_{FA}	0,169	0,331	-326,3	320,6	323,5	200
$N_{1/2}$	0,163	0,337	-309,7	304,6	307,2	3626
N_R	0,176	0,324	-305,8	291,8	298,8	7253

B.2.3 Critère d'activation du glissement : détermination des systèmes actifs et de leur facteur de Schmid pour l'éprouvette A ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$)

Pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$, la trace formée par les plans de glissement $\{111\}$ avec la surface de l'éprouvette correspond aux bandes formées d'intrusions et d'extrusions. Ces dernières naissent donc bien de l'émergence en surface de bandes de glissement. Parmi les grains analysés, seul un ou deux systèmes de glissement sont actifs par grain. Pour 80 % d'entre eux, les bandes observées à la surface du matériau peuvent être associées à la trace d'un seul système. Pour les 20 % restant, elles correspondent à la trace de deux systèmes distincts.

Pour 80 % des grains en glissement simple (où seul S_1 est actif), les bandes correspondent à la trace du plan de glissement contenant le système f_1 . Pour 17,3 % de ces grains, elles peuvent être associées au plan contenant le système f_2 et pour les 3,7 % restant, au plan contenant f_3 . Pour 80 % des grains en glissement double, le premier système actif (S_1) correspond au système f_1 . Pour les autres 20 %, il peut être associé à f_2 . Le second système actif (S_2) est dans 60 % des cas le système f_2 , dans 30 % des cas le système f_3 , dans 5 % des cas le système f_5 et dans 5 % des cas le système f_6 .

La figure B.5a présente la distribution cumulée des facteurs de Schmid maximaux (ceux des systèmes f_1) pour les 2174 grains contenus dans la cartographie EBSD réalisée sur l'éprouvette A. Elle y est comparée à la distribution cumulée des facteurs de Schmid associés aux systèmes S_1 des 100 grains analysés. Les deux distributions se superposent, confirmant ainsi le fait que les systèmes S_1 correspondent majoritairement aux systèmes f_1 . Notons que les systèmes S_1 ont pour 80 % des 100 grains étudiés un facteur de Schmid supérieur à 0,435.

La figure B.5b représente la distribution cumulée du rapport Q_{S_1/f_1} . Ce dernier correspond au rapport entre le facteur de Schmid du système S_1 d'un grain et le facteur de Schmid maximal des systèmes de ce grain f_1 . Pour 80 % des 100 grains analysés, Q_{S_1/f_1} est supérieur à 0,80. Ainsi lorsque S_1 ne correspond pas à f_1 , son facteur de Schmid est dans 80 % des cas supérieur à 0,80 fois celui du système f_1 .

Dans le cas où deux systèmes glissement sont actifs, il est possible de calculer le rapport entre le facteur de Schmid du système S_2 et du système S_1 : Q_{S_2/S_1} . Nous pouvons constater au regard de la figure B.6a que pour 80 % des grains étudiés, ce rapport est supérieur à 0,80. Ainsi lorsque deux systèmes de glissement sont actifs par grain, le facteur de Schmid du système S_2 est dans 80 % des cas supérieur à 0,80 fois celui du système S_1 .

La figure B.6b présente la distribution de grains ayant deux systèmes actifs en fonction de la valeur de leur facteur de Schmid. Pour 100 % de ces grains, les systèmes S_1 ont un facteur de Schmid supérieur à 0,4 et pour 70 %, les systèmes S_2 ont un facteur supérieur à 0,4.

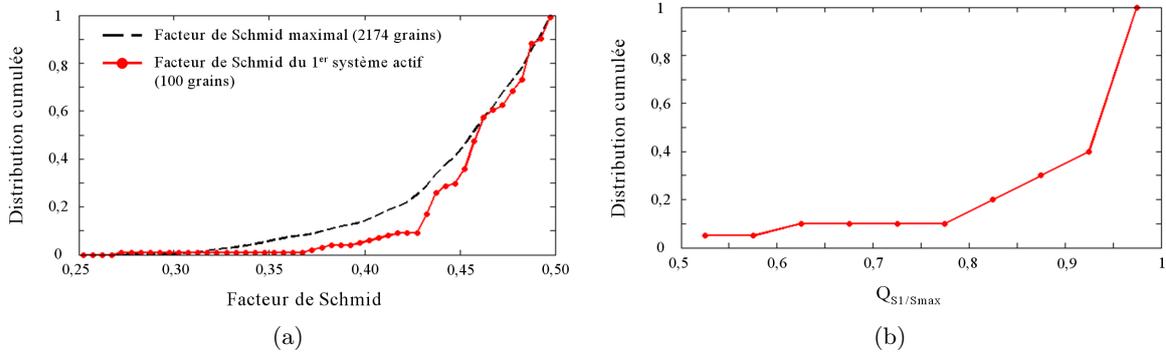


Figure B.5 – a) Distribution cumulée des facteurs de Schmid des systèmes de glissement f_1 pour les 2174 grains contenus dans la cartographie EBSD réalisée à deux tiers de la durée de vie ($N_{2/3}$) pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ (15220 cycles) et distribution des facteurs de Schmid des systèmes S_1 pour les 100 grains analysés sur cette cartographie, b) Distribution cumulée du rapport $Q_{S1/f1}$ entre les facteurs de Schmid du système de glissement S_1 et du système f_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$).

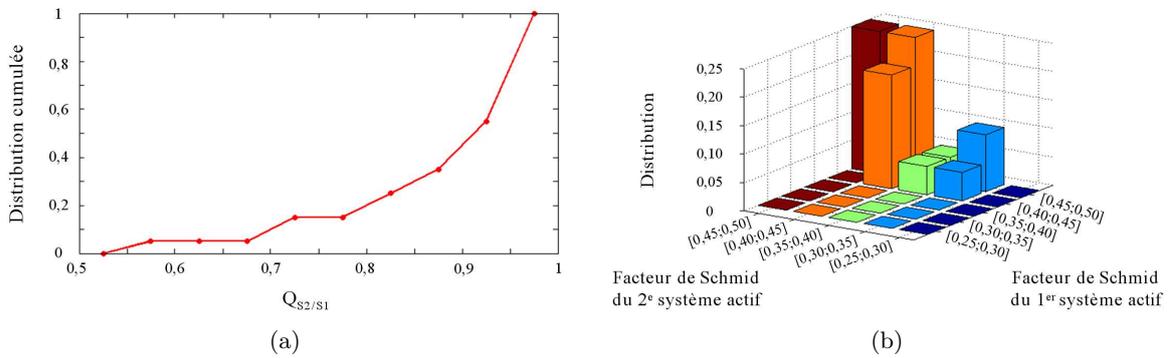


Figure B.6 – a) Distribution cumulée du rapport $Q_{S2/S1}$ entre le facteur de Schmid du système de glissement S_2 et du système de S_1 ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$), b) Distribution des grains ayant deux systèmes actifs en fonction des facteurs de Schmid ($N_{2/3}$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$).

B.2.4 Analyses du relief en relation avec l'orientation cristalline des grains : éprouvette A ($\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$)

La figure B.7 présente la carte de figure de pôles et la figure de pôles des grains qui ont été observés lors du cyclage à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$. Elles représentent la position de l'axe de sollicitation dans le triangle stéréographique standard. La figure B.8 donne un aperçu des observations réalisées pour le grain G_4 et G_6 au cours de l'essai.

Pour les grains G_1 , G_6 , G_8 et G_9 , l'axe de sollicitation est proche du centre du triangle stéréographique, ce qui correspond à des orientations favorables au glissement simple pour un monocristal en traction lors du stade I de déformation. Les axes de sollicitation sont pour les

grains G_2 , G_3 , G_4 , G_5 et G_7 proches des frontières du triangle, ce qui correspond plutôt à des orientations propices au glissement multiple.

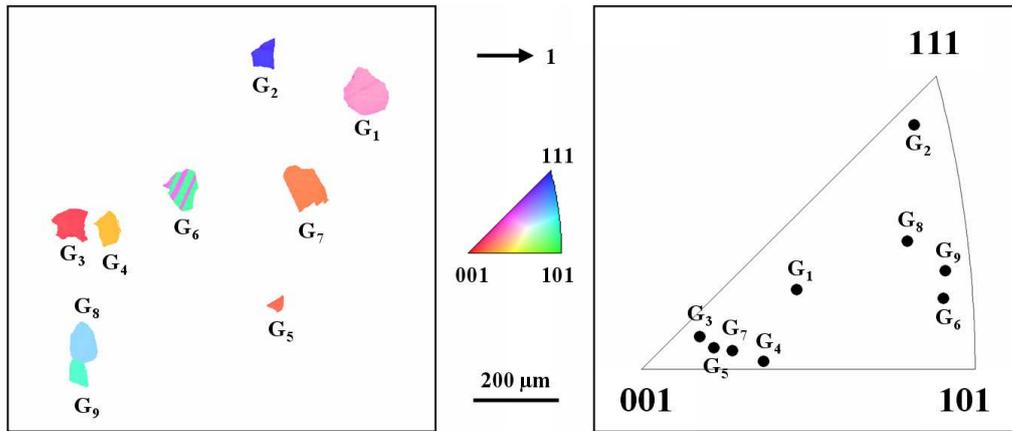


Figure B.7 – Carte de figure de pôles des 9 grains d’acier AISI 316LN étudiés lors du cyclage à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ et position de l’axe de sollicitation dans le triangle standard de ces 9 grains (axe 1 : axe de sollicitation).

Grains favorablement orientés pour le glissement simple

À N_{FD} , un seul système est activé dans les grains G_6 , G_8 et G_9 . Ce système correspond au système f_1 . Le grain G_1 présente deux systèmes actifs, f_1 et f_2 , qui interagissent au sein d’un même zone. Que les grains soient en glissement simple ou en glissement double, l’activité des systèmes se limite à des zones situées à proximité des interfaces (joints de grains et/ou joints de macles). Dans G_1 , il est difficile d’identifier à ce stade si l’un des systèmes génère un relief plus important en terme de lignes ou de bandes formées et de hauteur d’extrusions que l’autre. Rappelons qu’à N_{FD} , le relief se compose uniquement de fines extrusions de matière.

À N_{FA} , aucun nouveau système n’a été activé. Nous pouvons noter pour tous les grains en glissement simple (G_6 , G_8 et G_9) que l’activité du système f_1 s’étend vers le centre des grains alors qu’elle était initialement localisée au niveau des interfaces. Dans G_1 où les systèmes f_1 et f_2 étaient en interaction au niveau d’un joint de grain à N_{FD} , le système f_1 prend le pas sur l’autre système. L’activité du système f_2 perdure mais les deux systèmes opèrent dans des domaines distincts. Le nombre de lignes et de bandes et la hauteur de extrusions générées par ces deux systèmes sont équivalents. Entre N_{FD} et N_{FA} , le relief (nombre de lignes et de bandes et hauteur des extrusions) n’a de manière générale que peu augmenté.

À $N_{1/3}$, un nouveau système a été activé dans le grain G_9 : le système f_2 . Les grains G_6 et G_8 restent en glissement simple et le grain G_1 en glissement double. Dans les grains en glissement simple, l’activité du système f_1 s’étend sur la quasi totalité de la surface des grains. Pour G_9 , les deux systèmes actifs interagissent au sein d’un même zone mais c’est f_1 qui crée le relief le plus important. Son activité couvre d’ailleurs la plus grande partie du grain. Dans G_1 , l’activité des systèmes f_1 et f_2 est équivalente. Par rapport à N_{FA} , le nombre de lignes et de bandes a augmenté de manière conséquente tout comme la hauteur des extrusions. Des intrusions sont

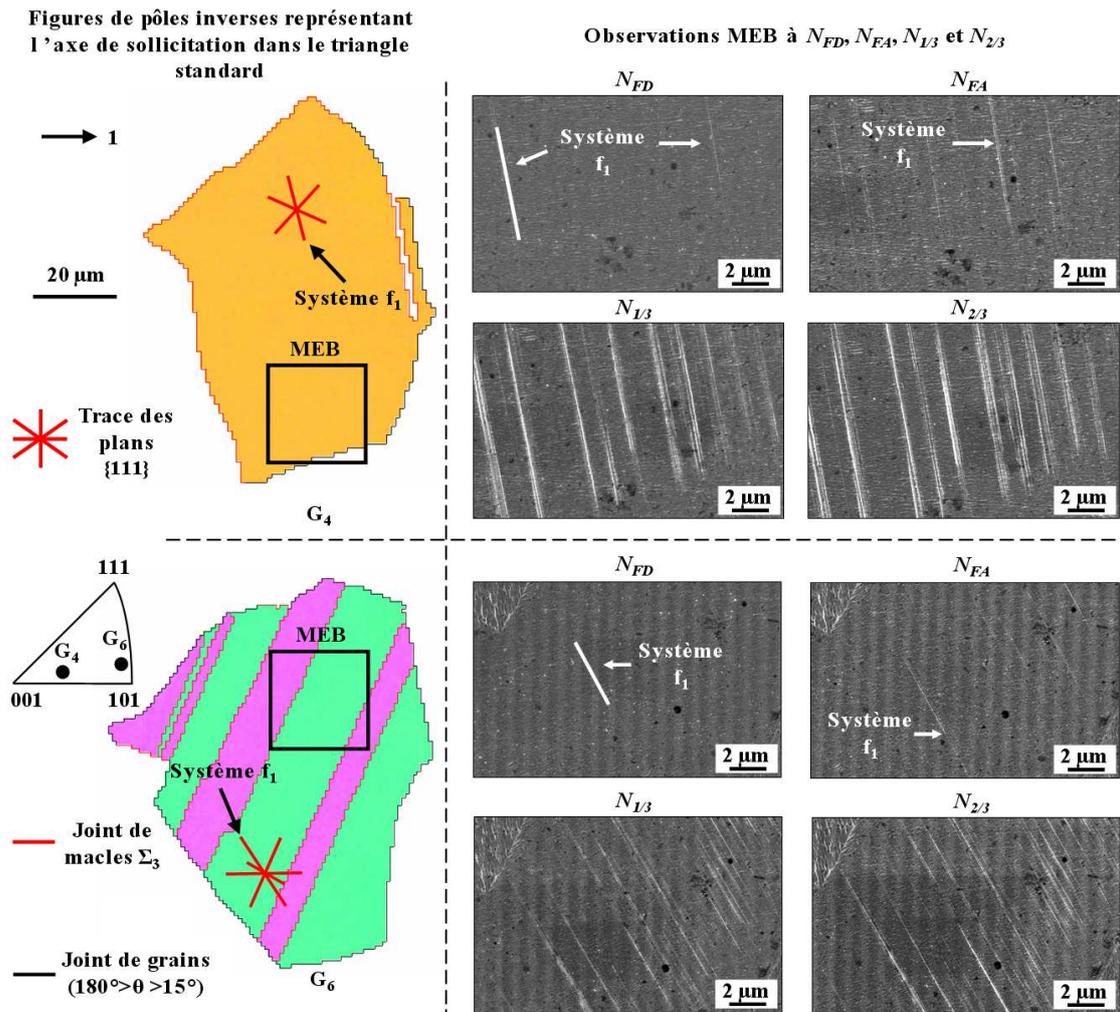


Figure B.8 – Observations au MEB de l'évolution des bandes de glissement dans les grains G_4 et G_6 pour $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$ (axe 1 : axe de sollicitation).

apparues. Rappelons qu'à ce stade, le relief se compose de lignes et de bandes de glissement bien développées. Les bandes sont constituées d'importantes intrusions et extrusions de matière.

À $N_{2/3}$, aucun nouveau système n'est activé. Le relief observé est similaire à celui observé à $N_{1/3}$. Le nombre de lignes et de bandes qui marquent la surface des grains est resté plutôt stable. En revanche, la hauteur des extrusions de matière et la profondeur des intrusions ont augmenté.

Grains favorablement orientés pour le glissement multiple

À N_{FD} , les grains G_4 , G_5 ont un seul système de glissement actif : f_1 . Les grains G_2 , G_3 et G_7 présentent deux systèmes en activité : f_1 et f_3 dans G_2 , f_1 et f_2 dans G_3 , et f_2 et f_3 dans G_7 . Pour les grains en glissement simple comme pour ceux en glissement multiple, l'activité des systèmes est localisée à proximité des interfaces (joints de grains et/ou joints de macles). Dans G_2 , les systèmes f_1 et f_3 opèrent dans des domaines distincts. Dans G_3 comme dans G_7 , les systèmes actifs interagissent au sein d'une même zone. Pour les grains en glissement multiple, il est à ce stade difficile de constater si l'un des systèmes génère un relief plus important en termes de nombre de lignes ou de bandes formées et de hauteur des extrusions que l'autre.

À N_{FA} , aucun nouveau système n'est activé. Parmi les grains en glissement simple (G_4 et G_5), l'activité du système f_1 s'étend vers l'intérieur du grain pour G_4 alors qu'elle reste limitée au niveau d'un joint de grain pour G_5 . Parmi les grains en glissement multiple (G_2 , G_3 et G_7), notons que les systèmes S_1 (f_2 pour G_2 et G_3 et f_2 pour G_7) ont une activité plus importante que les autres systèmes. Le relief qu'ils génèrent est plus important (nombre de lignes et de bandes et hauteur de extrusions) et tend d'ailleurs à recouvrir les grains. De manière générale, le relief a légèrement augmenté entre N_{FD} et N_{FA} .

À $N_{1/3}$, un système supplémentaire s'est activé dans le grain G_5 : le système f_2 . Le grain G_4 reste en glissement simple et l'activité du système f_1 est importante et recouvre une grande partie de la surface du grain. Les grains G_2 , G_3 et G_7 sont toujours en glissement double. Dans G_2 , les systèmes f_1 et f_3 sont actifs dans des domaines distincts. Dans G_7 , l'activité du système f_2 est devenu prépondérante dans la zone où il interagissait avec le système f_3 à N_{FA} . Ces systèmes opèrent à présent aussi dans des domaines distincts. Les systèmes en activité dans G_3 et G_5 interagissent au sein d'une même zone. Dans tous les grains en glissement double, les systèmes S_1 créent le relief le plus important. Leur activité est étendue à une grande partie de la surface des grains alors que celle des systèmes S_2 reste limitée aux zones situées à proximité des interfaces. Par rapport à N_{FA} , le relief a considérablement augmenté.

À $N_{2/3}$, aucun nouveau système n'est activé. Le nombre de lignes et de bandes observées est resté stable mais la hauteur des extrusions et la profondeur des intrusions ont augmenté.

B.2.5 Évolution du relief de surface à l'AFM

Les tableaux ci-dessous récapitulent les hauteurs maximales (mesures sommet-vallée) moyennes (sur les trois profils) des élèvements de matière associés à l'émergence de chaque bande de glissement étudiée dans les cinq grains observés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et les cinq grains

observés à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Tableau B.8 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_1 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]
N_{FD}	–	–	–
N_{FA}	22, 33	12, 67	22, 33
$N_{1/3}$	154, 33	123, 67	113, 00
$N_{2/3}$	242, 33	282, 00	323, 67

Tableau B.9 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_3 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]
N_{FD}	–	–
N_{FA}	19, 00	–
$N_{1/3}$	67, 33	63, 33
$N_{2/3}$	73, 00	66, 33

Tableau B.10 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_4 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]
N_{FD}	–	–	–
N_{FA}	21, 00	18, 00	–
$N_{1/3}$	48, 67	69, 67	109, 66
$N_{2/3}$	75, 67	89, 33	163, 70

Tableau B.11 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_6 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]
N_{FD}	–	–
N_{FA}	–	–
$N_{1/3}$	28, 67	52, 33
$N_{2/3}$	111, 67	114, 67

Tableau B.12 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_8 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]	Bande 4 [μm]
N_{FD}	–	–	–	–
N_{FA}	–	–	–	–
$N_{1/3}$	60,33	54,00	23,33	24,33
$N_{2/3}$	107,67	62,67	30,00	31,67

Tableau B.13 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_1 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]	Bande 4 [μm]
N_{FD}	–	–	–	–
N_{FA}	–	–	–	–
$N_{1/3}$	39,67	20,67	46,67	30,00
$N_{2/3}$	54,00	61,00	70,67	82,00

Tableau B.14 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_4 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]	Bande 4 [μm]
N_{FD}	–	–	–	–
N_{FA}	–	–	–	–
$N_{1/3}$	63,67	75,33	118,33	84,67
$N_{2/3}$	183,33	122,67	292,00	185,33

Tableau B.15 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G_5 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]	Bande 4 [μm]
N_{FD}	–	–	–	–
N_{FA}	–	–	–	–
$N_{1/3}$	13,33	14,67	26,00	25,67
$N_{2/3}$	35,33	32,33	37,67	56,67

Tableau B.16 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G.7 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]	Bande 4 [μm]
N_{FD}	–	–	–	–
N_{FA}	–	–	–	–
$N_{1/3}$	30,00	24,33	21,67	44,00
$N_{2/3}$	100,00	131,33	89,67	187,67

Tableau B.17 – Évolution des élèvements de matière associés à l'émergence des bandes de glissement dans le grain G.11 pour l'essai mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,5 \%$.

Cycle	Bande 1 [μm]	Bande 2 [μm]	Bande 3 [μm]	Bande 4 [μm]
N_{FD}	–	–	–	–
N_{FA}	–	–	–	–
$N_{1/3}$	41,67	33,00	22,33	94,67
$N_{2/3}$	143,33	120,67	82,67	188,33

ANNEXE C

Matrice d'interaction pour les matériaux à structure Cubique Centrée (CC) et implémentation du modèle local *Cristal_ECP_Loc*

*Cette annexe détaille la structure de la matrice d'interaction des matériaux à structure CC. Elle présente également l'implémentation du modèle local *Cristal_ECP_Loc* dans les codes de calcul *Abaqus*TM et *Cast3m*TM.*

C.1 Matrice d'interaction des matériaux à structure CC

Pour les matériaux à structure CC, les travaux concernant la détermination des matrices d'interaction sont moins nombreux. Nous pouvons noter que Franciosi (1984) en a proposé une matrice caractérisant les interactions entre les dislocations des 24 systèmes $\langle 111 \rangle \{110\}$ et $\langle 111 \rangle \{112\}$ du fer α . Huit types d'interaction sont distingués et la matrice se compose donc des coefficients suivants $a_0, a_0'', a_1, a_1', a_1'', a_2, a_2'$ et a_2'' . Ces derniers sont liés par les relations suivantes :

$$\begin{cases} a_0'' = 3 a_0, \\ a_1 = 2, 3 a_0, \\ a_1' = 4 a_0, \\ a_1'' < 6, 6 a_0, \\ a_2 = 3 a_0, \\ a_2' > 4 a_0, \\ a_2'' = 6, 6 a_0. \end{cases} \quad (C.1)$$

La matrice d'interaction 24×24 est détaillé dans le tableau C.1.

C.2 Implémentation du modèle local *Cristal_ECP_Loc*

Les équations de la loi de comportement du modèle local constituent un système différentiel à intégrer. À chaque itération lors d'un incrément, l'incrément de temps Δt et le gradient de la transformation $\overline{\overline{F}}$ sont calculés par les codes de calcul AbaqusTM et Cast3mTM. L'évolution de la contrainte de Cauchy $\overline{\overline{\sigma}}$, ainsi celles des variables γ^s, ρ^s et $\overline{\overline{R^e}}$ doivent être calculées via la subroutine UMAT et les sous-routines associées. Rappelons que :

$$\overline{\overline{F^e}} = \overline{\overline{V^e}} \cdot \overline{\overline{R^e}}, \quad (C.2)$$

où $\overline{\overline{R^e}}$ est la rotation du réseau cristallin, tenseur non objectif.

Le schéma d'intégration utilisé reprend le schéma semi-implicite de type Forward Gradient mise en oeuvre par Peirce et al. (1983) et repris par Teodosiu et al. (1993). Tous les incréments de variables internes sont calculés de manière implicite et les autres grandeurs dont l'évolution est supposée linéaire au cours d'un pas de temps Δt sont calculées explicitement.

C.2.1 Expression de l'incrément de glissement $\Delta\gamma^s$

L'incrément de glissement $\Delta\gamma^s$ est défini par l'application du théorème des accroissements finis à la fonction $\gamma^s(t)$ sur l'intervalle Δt :

$$\Delta\gamma^s = \dot{\gamma}^s(t + \theta \Delta t) \Delta t. \quad (C.3)$$

En faisant une approximation linéaire de l'évolution de $\dot{\gamma}^s$ au cours de l'incrément de temps Δt , il est possible d'écrire :

$$\Delta\gamma^s = ((1 - \theta) \dot{\gamma}^s(t) + \theta \dot{\gamma}^s(t + \Delta t)) \Delta t, \quad (C.4)$$

Tableau C.1 – Matrice d'interaction symétrique pour les matériaux à structure CC.

	1C	1D	1'C	1''D	2A	2B	2'A	2''B	3A	3C	3'A	3''C	4B	4D	4'B	4''D	5B	5C	5'B	5''C	6A	6D	6'A	6''D
1C	a_0	a_2	a'_1	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_1	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_1	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2
1D		a_0	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_1	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_1	a'_2	a'_1
1'C			a''_0	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_1	a''_2	a''_1	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_1	a''_2	a''_1	a'_2	a'_2	a_2''	a''_2
1''D				a''_0	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_1	a''_2	a''_1	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_1	a''_2	a''_1
2A					a_0	a_2	a'_1	a'_2	a_1	a_2	a'_1	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_1	a_2	a'_1	a'_2
2B						a_0	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_1	a_2	a'_1	a'_2	a_1	a_2	a'_1	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2
2'A							a''_0	a''_2	a'_1	a'_2	a''_1	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_1	a'_2	a''_1	a''_2
2''B								a''_0	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_1	a'_2	a''_1	a''_2	a'_1	a'_2	a''_1	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2
3A									a_0	a_2	a'_1	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a'_2	a_2	a'_2	a'_2	a_1	a_2	a'_1	a'_2
3C										a_0	a''_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_1	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2
3'A											a''_0	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_1	a'_2	a''_1	a''_2
3''C												a''_0	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_1	a''_2	a''_1	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2
4B													a_0	a_2	a'_1	a'_2	a_1	a_2	a'_1	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2
4D														a_0	a'_2	a'_1	a_2	a_2	a'_2	a'_2	a_2	a_1	a'_2	a'_1
4'B															a''_0	a''_2	a'_1	a'_2	a''_1	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2
4''D																a''_0	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2	a'_2	a'_1	a''_2	a''_1
5B																	a_0	a_2	a'_1	a'_2	a_2	a_2	a'_2	a'_2
5C																		a_0	a_2	a'_1	a_2	a_2	a_2	a'_2
5'B																			a''_0	a''_2	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2
5''C																				a''_0	a'_2	a'_2	a''_2	a''_2
6A																					a_0	a_2	a'_1	a'_2
6D																						a_0	a_2	a'_1
6'A																							a''_0	a''_2
6''D																								a''_0

où θ est un paramètre numérique pouvant prendre des valeurs entre 0 et 1. Nous avons choisi de le fixer à 0,5, valeur qui conduit à une erreur minimale. Pour cette valeur, la stabilité numérique est plus restreinte que pour 1, ce qui implique l'utilisation de pas de temps relativement petits. La discrétisation temporelle est gérée par les codes de calcul AbaqusTM et Cast3mTM. La taille des pas de temps est ajusté de manière automatique en fonction du nombre d'itérations nécessaires à la convergence du calcul.

À l'instant t , $\dot{\gamma}^s$ est donnée par la loi d'écoulement. Le terme $\dot{\gamma}^s(t + \Delta t)$ est calculé à partir d'un développement de Taylor suivant la cission résolue τ^s et la cission critique τ_c^s :

$$\dot{\gamma}^s(t + \Delta t) = \dot{\gamma}^s(t) + \frac{\partial \dot{\gamma}^s}{\partial \tau^s} \Big|_t \Delta \tau^s + \frac{\partial \dot{\gamma}^s}{\partial \tau_c^s} \Big|_t \Delta \tau_c^s. \quad (\text{C.5})$$

Ce type de développement suivant deux variables est propre au schéma d'intégration choisi.

En différentiant l'équation (5.3) par rapport à τ^s et τ_c^s , nous obtenons les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \dot{\gamma}^s}{\partial \tau^s} \Big|_t = \frac{n \dot{\gamma}^s}{\tau^s}, \\ \frac{\partial \dot{\gamma}^s}{\partial \tau_c^s} \Big|_t = -\frac{n \dot{\gamma}^s}{\tau_c^s}, \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

et $\dot{\gamma}^s(t + \Delta t)$ s'exprime alors :

$$\dot{\gamma}^s(t + \Delta t) = \dot{\gamma}^s(t) + \frac{n \dot{\gamma}^s(t)}{\tau^s} \Delta \tau^s - \frac{n \dot{\gamma}^s(t)}{\tau_c^s} \Delta \tau_c^s. \quad (\text{C.7})$$

L'incrément de glissement $\Delta \gamma$ s'écrit donc :

$$\Delta \gamma^s = \left(\dot{\gamma}^s(t) + n \theta \dot{\gamma}^s(t) \left(\frac{\Delta \tau^s}{\tau^s} - \frac{\Delta \tau_c^s}{\tau_c^s} \right) \right) \Delta t. \quad (\text{C.8})$$

C.2.2 Calcul de $\Delta \gamma^s$ par résolution du système Forward Gradient

La méthode de résolution consiste à expliciter les termes $\Delta \tau^s$ et $\Delta \tau_c^s$ en fonction de $\Delta \gamma^s$ de manière à faire apparaître un système linéaire de la forme suivante (Peirce et al., 1983) :

$$\sum_u N^{su} \Delta \gamma^u = \left(\dot{\gamma}^s(t) + \overline{\overline{Q}}^s : \overline{\overline{L}} \right) \Delta t. \quad (\text{C.9})$$

Il est possible de résoudre ce système en exprimant N^{su} et $\overline{\overline{Q}}^s$ en fonction de $\Delta \tau^s$ et de $\Delta \tau_c^s$.

C.2.2.1 Calcul de $\Delta \tau^s$

D'après les relations établies dans la partie traitant des grandes transformations (chapitre 4, partie 4.2), il est possible de montrer que la dérivée temporelle de la cission τ^s s'exprime de la manière suivante :

$$\dot{\tau}^s = \overline{\overline{R}}^s : \overline{\overline{D}}^e, \quad (\text{C.10})$$

où $\overline{\overline{R^s}}$ est, rappelons le, défini comme suit :

$$\overline{\overline{R^s}} = \overline{\overline{C^e}} : \overline{\overline{D^s}} + \overline{\overline{W^s}} \cdot \overline{\overline{\sigma}} - \overline{\overline{\sigma}} \cdot \overline{\overline{W^s}}, \text{ avec } \overline{\overline{D^s}} = \vec{m}^s \otimes_S \vec{n}^s. \quad (\text{C.11})$$

Par linéarisation de l'équation (C.10) sur l'intervalle de temps Δt , $\Delta\tau^s$ s'écrit :

$$\Delta\tau^s = \overline{\overline{R^s}} : \left(\overline{\overline{D}} \Delta t - \sum_u \Delta\gamma^u \overline{\overline{D^u}} \right). \quad (\text{C.12})$$

C.2.2.2 Calcul de $\Delta\tau_c^s$

En linéarisant la loi d'érouissage sur l'intervalle de temps Δt :

$$\dot{\tau}_c^s = \sum_u h^{su} |\dot{\gamma}^u|, \quad (\text{C.13})$$

où :

$$h^{su} = \frac{\mu a^{su}}{2\sqrt{\sum_t a^{st} \rho^t}} \left(\frac{\sqrt{\sum_{t \neq s} \rho^t}}{K} - 2 \frac{y_c}{b} \rho^u \right), \quad (\text{C.14})$$

$\Delta\tau_c^s$ s'exprime :

$$\Delta\tau_c^s = \sum_u h^{su} \Delta\gamma^u \text{sgn}(\dot{\gamma}^u). \quad (\text{C.15})$$

Le signe de $\dot{\gamma}^s$ étant le même que celui de τ^s , $\Delta\tau_c^s$ prend alors la forme suivante :

$$\Delta\tau_c^s = \sum_u h^{su} \Delta\gamma^u \text{sgn}(\tau^u). \quad (\text{C.16})$$

C.2.2.3 Calcul de N^{su} et de $\overline{\overline{Q^s}}$

Afin de faire apparaître le système linéaire (équation (C.9)) issu de la formulation du Forward Gradient, il est nécessaire d'introduire $\Delta\tau^s$ et $\Delta\tau_c^s$ dans la formule (C.8). Nous obtenons alors :

$$\begin{cases} N^{su} = \delta^{su} + \theta n \left(\frac{1}{\tau^s} \overline{\overline{R^s}} : \overline{\overline{D^u}} - \frac{1}{\tau_c^s} h^{su} \text{sgn}(\tau^u) \right) \Delta t, \\ \overline{\overline{Q^s}} = \theta \frac{\partial \dot{\gamma}^s}{\partial \tau^s} \Big|_t \overline{\overline{R^s}}, \end{cases} \quad (\text{C.17})$$

avec δ^{su} symbole de Kronecker. La résolution du système linéaire permet le calcul de l'incrément de glissement $\Delta\gamma^s$ par l'intermédiaire de la formule suivante :

$$\Delta\gamma^s = \left| f^s + \overline{\overline{F^s}} : \overline{\overline{L}} \right| \Delta t, \quad (\text{C.18})$$

où f^s et $\overline{\overline{F^s}}$ sont les solutions respectives des systèmes linéaires :

$$\begin{cases} \sum_u N^{su} f^u = \dot{\gamma}^s(t), \\ \sum_u N^{su} \overline{F^u} = \overline{Q^s}. \end{cases} \quad (\text{C.19})$$

C.2.3 Calcul des incréments de contrainte $\Delta\overline{\overline{\sigma}}$, de densités de dislocations $\Delta\rho^s$, et de rotation du réseau cristallin $\Delta\overline{\overline{R^e}}$

À l'instant t , une fois l'incrément de glissement calculé pour chaque système de glissement, les contraintes $\overline{\overline{\sigma}}$, les densités de dislocations ρ^s et la rotation du réseau cristallin $\overline{\overline{R^e}}$ peuvent être estimées à l'instant $t + \Delta t$ de manière explicite en supposant l'évolution de ces variables linéaire au cours de l'incrément de temps Δt , soit :

$$\begin{cases} \overline{\overline{\sigma}}(t + \Delta t) = \overline{\overline{\sigma}}(t) + \dot{\overline{\overline{\sigma}}} \Delta t, \\ \rho^s(t + \Delta t) = \rho^s(t) + \dot{\rho}^s \Delta t, \\ \overline{\overline{R^e}}(t + \Delta t) = \overline{\overline{R^e}}(t) + \dot{\overline{\overline{R^e}}} \Delta t. \end{cases} \quad (\text{C.20})$$

Rappelons que l'évolution temporelle de $\overline{\overline{R^e}}$ est donnée par :

$$\dot{\overline{\overline{R^e}}} = \overline{\overline{R^e}} \cdot \left(\overline{\overline{W}} - \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{W^s}} \right), \text{ avec } \overline{\overline{W^s}} = \vec{m}^s \otimes_A \vec{n}^s. \quad (\text{C.21})$$

L'équation (4.40) :

$$\dot{\overline{\overline{\sigma}}} = \overline{\overline{\overline{C^e}}} : \overline{\overline{D}} + \overline{\overline{W}} \cdot \overline{\overline{\sigma}} - \overline{\overline{\sigma}} \cdot \overline{\overline{W}} - \sum_s \dot{\gamma}^s \overline{\overline{R^s}}, \quad (\text{C.22})$$

permet d'expliciter $\dot{\overline{\overline{\sigma}}}$ et ainsi :

$$\overline{\overline{\sigma}}(t + \Delta t) = \overline{\overline{\sigma}}(t) + \left(\overline{\overline{\overline{C^e}}} : \overline{\overline{D}} + \overline{\overline{W}} \cdot \overline{\overline{\sigma}}(t) - \overline{\overline{\sigma}}(t) \cdot \overline{\overline{W}} \right) \Delta t - \sum_s \Delta\gamma^s \overline{\overline{R^s}}. \quad (\text{C.23})$$

L'évolution des densités de dislocations se déduit de l'équation (5.6) :

$$\rho^s(t + \Delta t) = \rho^s(t) + \frac{|\Delta\gamma^s|}{b} \left(\frac{\sqrt{\sum_{u \neq s} \rho^u(t)}}{K} - 2 y_c \rho^s(t) \right). \quad (\text{C.24})$$

L'équation (C.2) permet d'exprimer $\overline{\overline{R^e}}(t)$ et l'expression de $\overline{\overline{R^e}}(t + \Delta t)$ est :

$$\overline{\overline{R^e}}(t + \Delta t) = \overline{\overline{R^e}}(t) + \overline{\overline{R^e}}(t) \left(\overline{\overline{W}} - \sum_s \dot{\gamma}^s(t) \overline{\overline{W^s}} \right) \Delta t. \quad (\text{C.25})$$

Identification des paramètres matériau

Cette annexe détaille les comparaisons simulations/expériences pour les simulations de fatigue menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$. Ces comparaisons ont été réalisées dans le cadre de l'identification des paramètres matériau des modèles local et non local. Elles ont pour but d'apprécier la capacité de ces modèles à reproduire le comportement mécanique cyclique de l'acier AISI 316LN.

D.1 Comparaison simulations/expérience pour le modèle local

Pour les trajets de chargement cyclique, l'évaluation des jeux de paramètres du modèle local a été faite sur la base de simulations de 50 cycles de fatigue menés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. La vitesse de déformation imposée est de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les courbes simulées comparées aux courbes expérimentales sont :

- les boucles d'hystérésis,
- les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ en fonction du nombre de cycles N ,
- les courbes d'évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction du nombre de cycles N .

Les courbes expérimentales sont issues d'essais présentés dans le chapitre 3. Les résultats obtenus pour les simulations menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ dans ce qui suit.

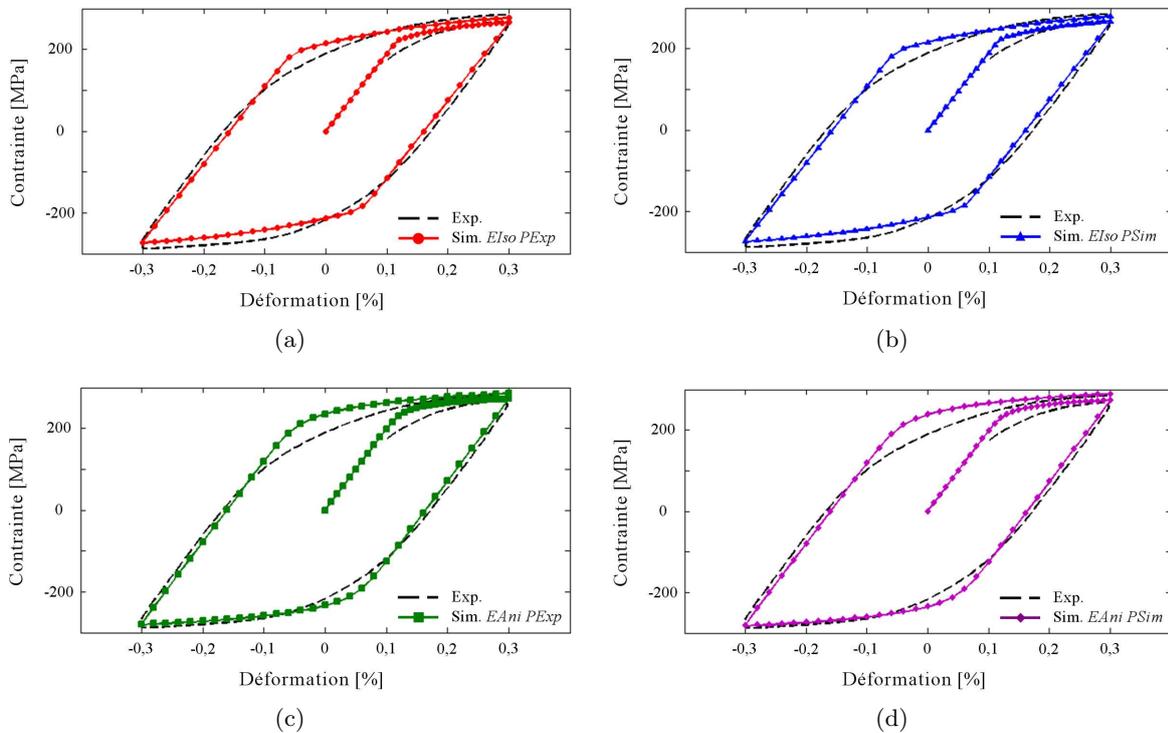


Figure D.1 – Boucles d'hystérésis du cycle 1 associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$: a) *EIso PExp*, b) *EIso PSim*, c) *EAni PExp*, d) *EAni PSim*.

Les boucles d'hystérésis du premier cycle associées aux simulations *EIso PExp*, *EIso PSim*, *EAni PExp* et *EAni PSim* sont présentées sur la figure D.1 et celles des cycles 10 et 50 sur les figures D.2a et D.2b.

Pour chaque jeu de paramètres utilisé, la boucle d'hystérésis du cycle 1 est globalement bien reproduite. Les simulations réalisées à l'aide de la matrice d'interaction *PSim* conduisent à un durcissement cyclique plus important que les autres. La contrainte à la fin du premier cycle est pour les simulations *EIso PSim* et *EAni PSim* supérieure à celle obtenue avec les simulations *EIso PExp* et *EAni PExp*.

L'analyse des cycles 10 et 50 nous montre que le durcissement cyclique décrit par le modèle est surestimé. Les boucles d'hystérésis simulées s'écartent de celles mesurées lorsque le nombre de cycles augmente. Comme nous l'avons constaté lors du premier cycle, les courbes obtenues à l'aide de la matrice $PSim$ présentent un durcissement cyclique supérieur aux autres.

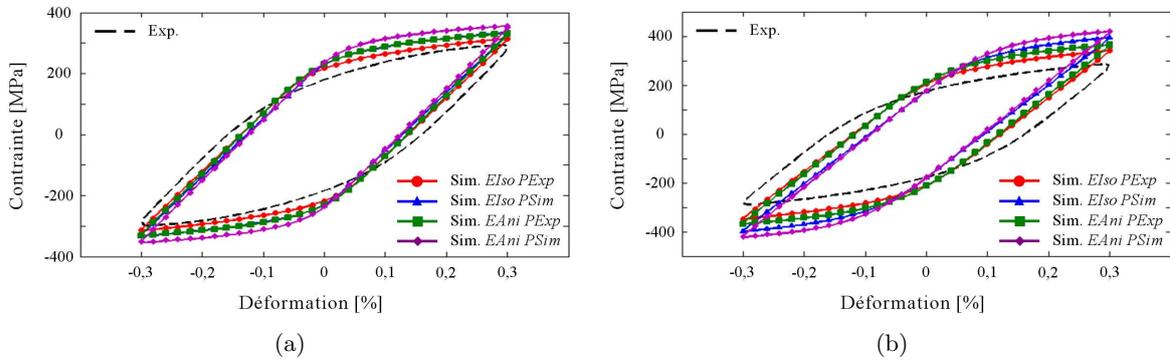


Figure D.2 – Boucles d'hystérésis associées aux simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$: a) cycle 10, b) cycle 50.

La courbe D.3a décrit l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour les différents jeux de paramètres utilisés. Cette courbe confirme les observations précédentes. Le modèle surestime le durcissement cyclique mais de manière moins importante qu'à $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. Lorsque les paramètres $PSim$ sont utilisés, l'amplitude des contraintes croît plus fortement que lorsque les paramètres $PExp$ le sont.

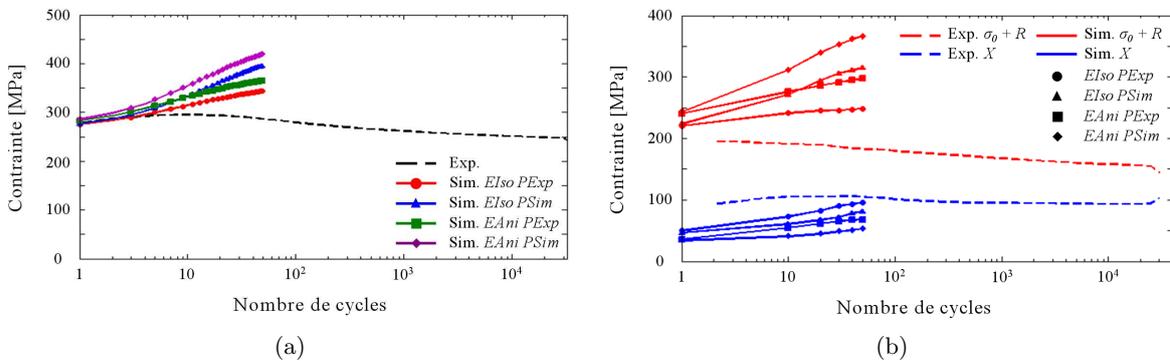


Figure D.3 – a) Évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles pour les simulations d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombre de cycles d'un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

L'évolution de la contrainte macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et de la contrainte cinématique X en fonction du nombre de cycles est présentée dans la figure D.3b.

La contrainte macroscopique effective est plus importante lors des simulations que lors de l'essai. Pour les quatre jeux de paramètres identifiés, elle croît lorsque le nombre de cycles augmente. Expérimentalement, la contrainte effectivement macroscopique diminue tout au long de l'essai. L'évolution de $\sigma_0 + R$ décrite par le modèle diffère donc de l'évolution réellement

observée. Sa valeur au premier cycle dépend des paramètres d'élasticité utilisés. Elle est de 211 MPa pour les simulations *EIso* et de 248 MPa pour les simulations *EAni*. Son évolution est en revanche conditionnée par les matrices d'interaction choisies. La contrainte macroscopique effective évolue de manière identique pour les simulations *PExp* et pour les simulations *PSim*. Elle augmente de façon plus importante lorsque la matrice d'écroissage *PSim* est utilisée.

Pour les quatre jeux de paramètres identifiés, la contrainte cinématique est non nulle. Elle est inférieure à celle mesurée expérimentalement mais suit la même évolution. Ces observations confirment ainsi la capacité du modèle local à décrire l'effet Bauschinger (1886). Comme pour la contrainte macroscopique effective, ce sont les paramètres d'élasticité utilisés qui influent sur la valeur de X au premier cycle et les matrices d'écroissage choisies qui conditionnent son évolution. Au cycle 1, X vaut 46 MPa pour les simulations *EIso*, et 34 MPa pour les simulations *EAni*. La contrainte cinématique évolue de manière identique pour les simulations *PExp* et les simulations *PSim*. Son augmentation est plus importante lorsque la matrice d'interaction *PSim* est utilisée.

D.2 Comparaison simulations/expérience pour le modèle non local

L'évaluation du jeu de paramètres NL pour les trajets de chargement cyclique a été effectuée par le biais de simulations de 50 cycles de fatigue menés à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ et $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$. La vitesse de déformation imposée est de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les courbes simulées comparées aux courbes expérimentales sont les suivantes :

- les boucles d'hystérésis,
- les courbes d'évolution de l'amplitude des contraintes $\Delta\sigma/2$ en fonction du nombre de cycles N ,
- les courbes d'évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction du nombre de cycles N .

Les courbes expérimentales sont issues d'essais présentés dans le chapitre 3. Les résultats obtenus pour les simulations menées à $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$ dans ce qui suit.

Les boucles d'hystérésis des cycles 1, 10, 20 et 50 sont présentées dans la figure D.4. Dans l'ensemble, la correspondance entre simulation et expérience est plutôt bonne. Le modèle non local décrit d'ailleurs plus fidèlement le durcissement cyclique de l'acier AISI 316LN que le modèle local.

La courbe D.5a décrit l'évolution de l'amplitude des contraintes en fonction du nombre de cycles. Le modèle non local reproduit un durcissement cyclique plus faible que celui observé expérimentalement lors des 20 premiers cycles. Il est en revanche plus important lors des cycles suivants et semble ne pas tendre à se stabiliser. Notons que le modèle non local donne bien une meilleure description du comportement cyclique de l'acier AISI 316LN que le modèle local.

L'évolution des contraintes macroscopique effective $\sigma_0 + R$ et cinématique X en fonction nombre de cycles est présentée dans la figure D.5b.

La contrainte macroscopique effective obtenue à partir du modèle non local est supérieure à celle de l'essai. Comme lors des simulations réalisées avec le modèle local, elle croît lorsque le nombre de cycles augmente et ne décrit donc pas l'évolution observée expérimentalement. Les

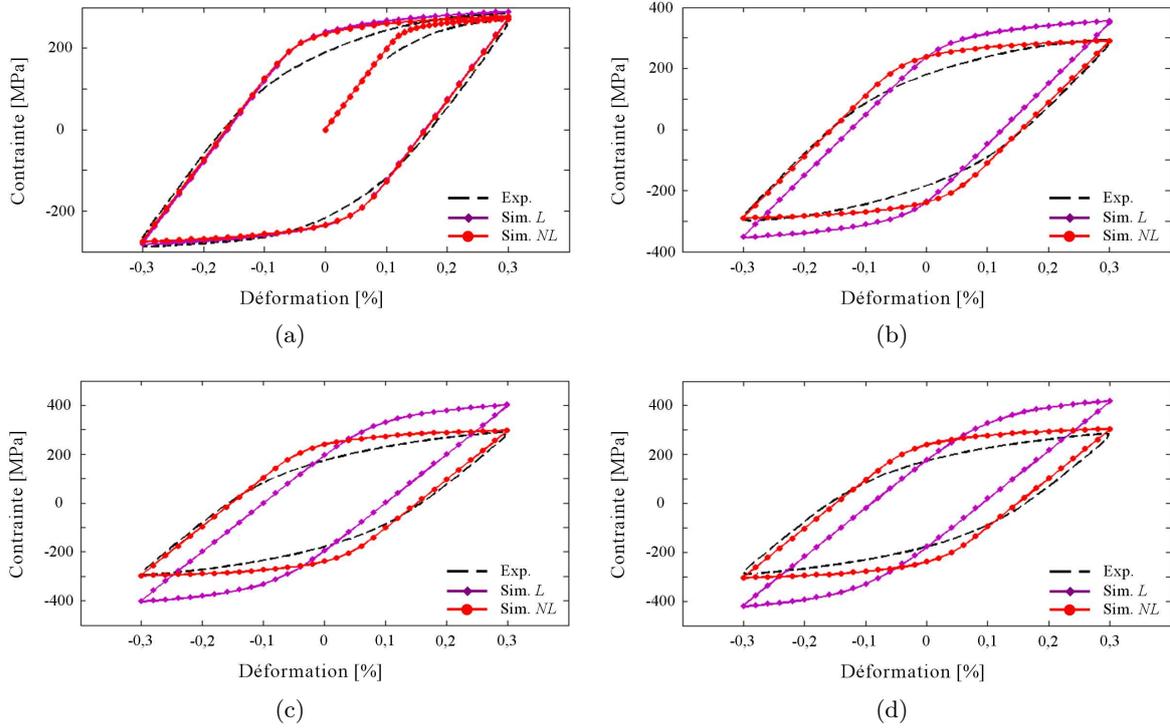


Figure D.4 – Boucles d’hystérésis associées aux simulations d’un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$: a) cycle 1, b) cycle 10, b) cycle 20, b) cycle 50.

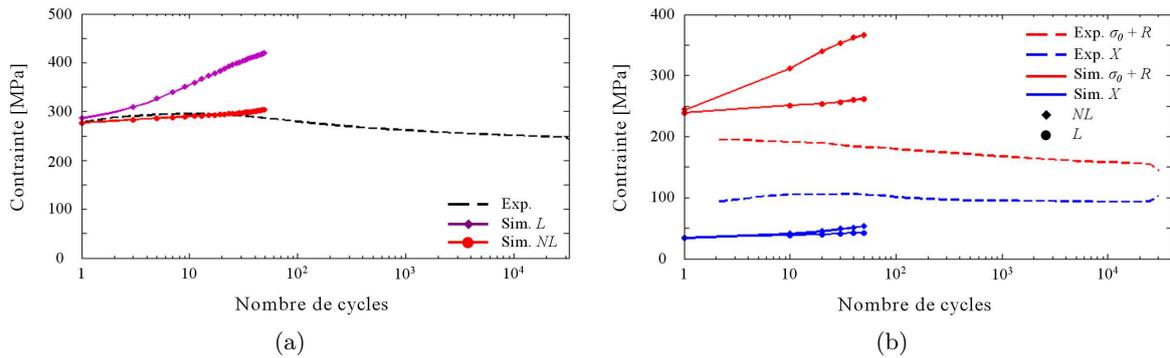


Figure D.5 – a) Évolution de l’amplitude des contraintes en fonction du nombres de cycles pour les simulations d’un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$. b) Évolution des contraintes macroscopique effective et cinématique en fonction du nombres de cycles d’un essai de fatigue mené à $\Delta\epsilon/2 = 0,3 \%$.

valeurs de $\sigma_0 + R$ au cycle 1 sont identiques pour les modèles local et non local. Elles augmentent de manière moins importante pour le modèle local que pour le modèle non local.

La contrainte cinématique obtenue à partir du modèle non local est non nulle. Comme le modèle local, ce dernier semble donc être en mesure de reproduire l'effet Bauschinger (1886). La contrainte cinématique simulée est inférieure à la contrainte cinématique expérimentale mais suit la même évolution. Elle croît durant les 50 premiers cycles. Les valeurs de X au cycle 1 sont identiques pour les modèles local et non local. Elles augmentent de manière moins importante pour le modèle non local que pour le modèle local.

ANNEXE E

Application des modèles local et non local à la modélisation du comportement mécanique de l'acier AISI 316LN

Cette annexe détaille les résultats d'une étude menée sur l'influence du maillage et de la représentation des joints de grains sur la localisation des champs mécaniques calculés à l'échelle de la microstructure. Elle présente également des courbes de contrainte/déformation, les cartes et les distribution de champs mécaniques complétant les résultats d'étude du chapitre 6.

E.1 Influence des conditions aux limites sur le comportement macroscopique lors de simulations d'essais de fatigue

L'influence des conditions aux limites appliquées aux agrégats multicristallins sur l'évolution des grandeurs mécaniques moyennes a été étudiée lors de simulations de fatigue. Ces dernières ont été effectuées pour quatre conditions aux limites différentes à l'aide des modèles local et non local. Elles ont été menées à une amplitude de déformation imposée de $\Delta\epsilon/2 = 0,5\%$ et à une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$.

Les boucles d'hystérésis des cycles 1 obtenues à l'aide des modèles local et non local pour les différentes conditions aux limites appliquées sont présentées dans les figures E.1, E.2, E.3 et E.4, et celles des cycles 20 et 50 dans les figures E.5 et E.6.

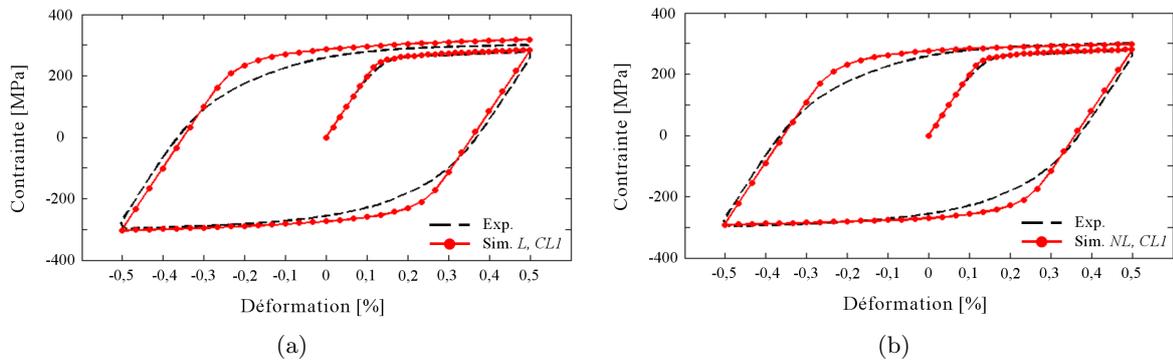


Figure E.1 – Boucle d'hystérésis du cycle 1 obtenue pour *CL1* : a) modèle local, b) modèle non local.

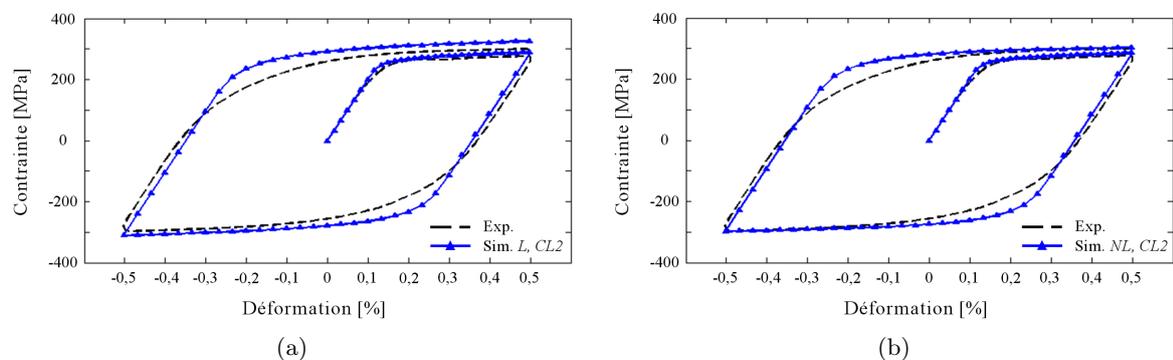


Figure E.2 – Boucle d'hystérésis du cycle 1 obtenue pour *CL2* : a) modèle local, b) modèle non local.

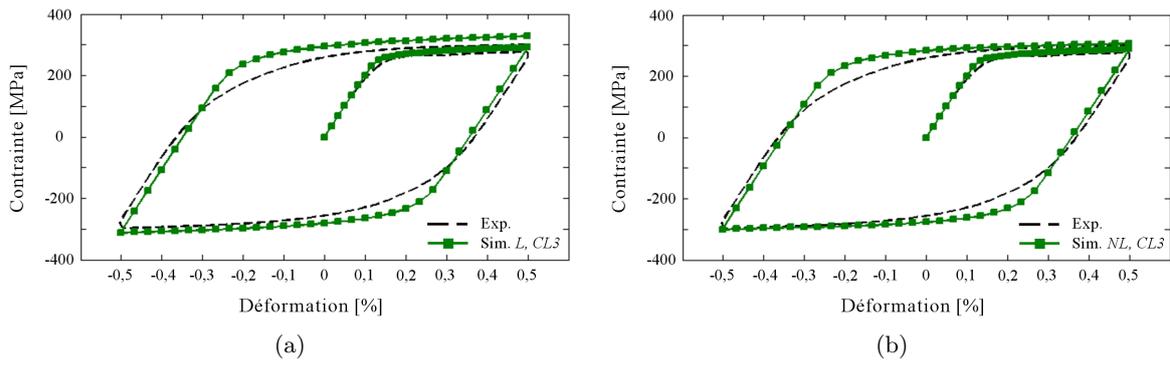


Figure E.3 – Boucle d’hystérésis du cycle 1 obtenue pour *CL3* : a) modèle local, b) modèle non local.

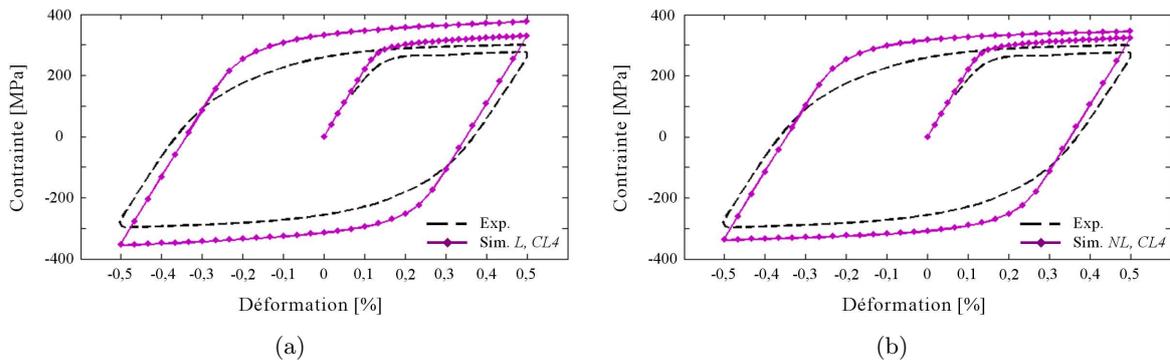


Figure E.4 – Boucle d’hystérésis du cycle 1 obtenue pour *CL4* : a) modèle local, b) modèle non local.

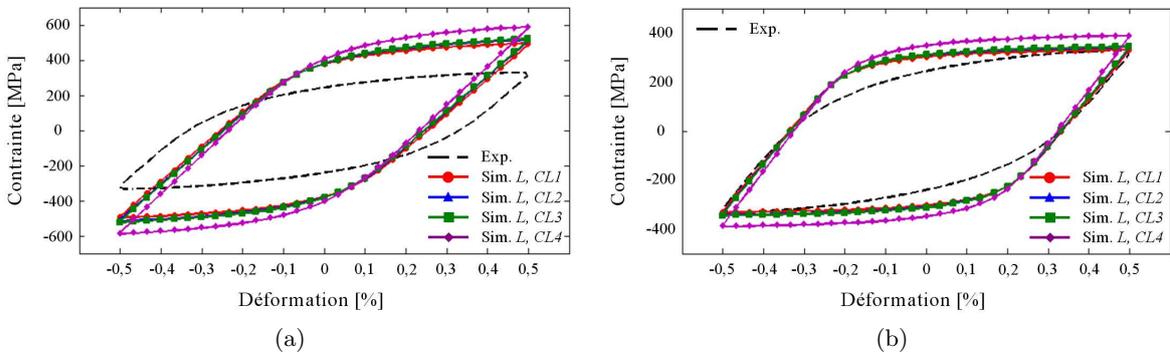


Figure E.5 – Boucles d’hystérésis du cycle 20 obtenues pour les différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.

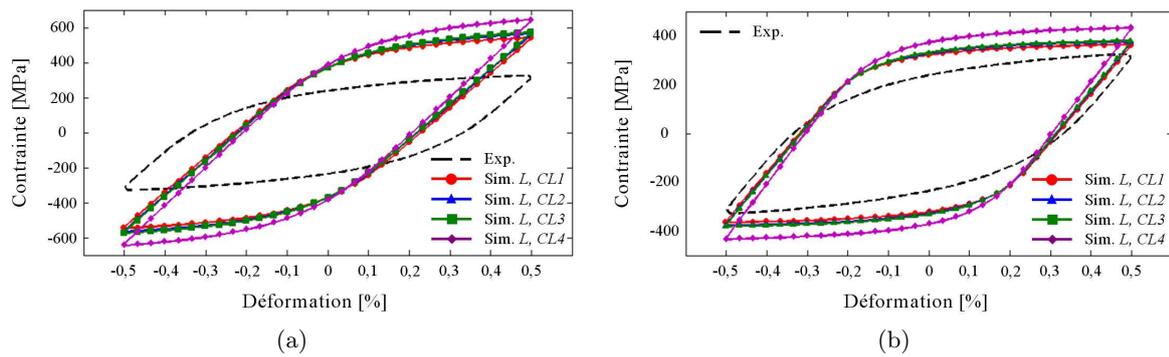


Figure E.6 – Boucles d’hystérésis du cycle 50 obtenues pour les différentes conditions aux limites appliquées : a) modèle local, b) modèle non local.

E.2 Influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de traction sur un agrégat 2D extrudé

L’influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques a été étudiée au cours de simulations de traction réalisées sur un agrégat 2D extrudé.

Les cartes du nombre de systèmes actifs obtenues à 15 % de déformation à l’aide des modèles local et non local ainsi que les distributions associées sont présentées sur les figure E.7 et E.8 pour les conditions aux limites *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5*. La figure E.9 donne pour ces mêmes simulations les cartes de figure de pôles inverses représentant l’axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation.

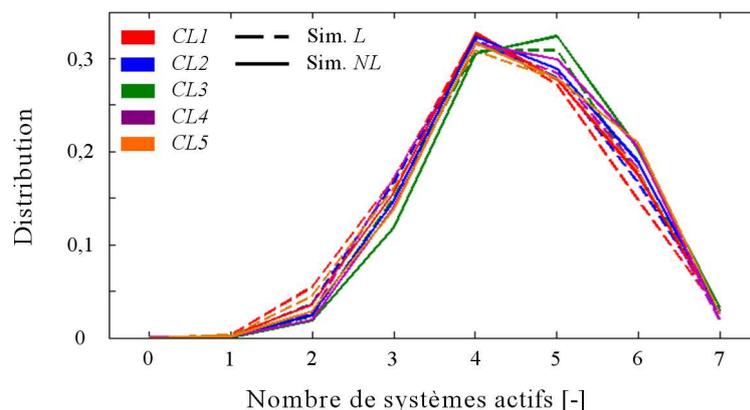


Figure E.8 – Distribution du nombre de systèmes actifs à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l’aide des modèles local et non local avec *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5*.

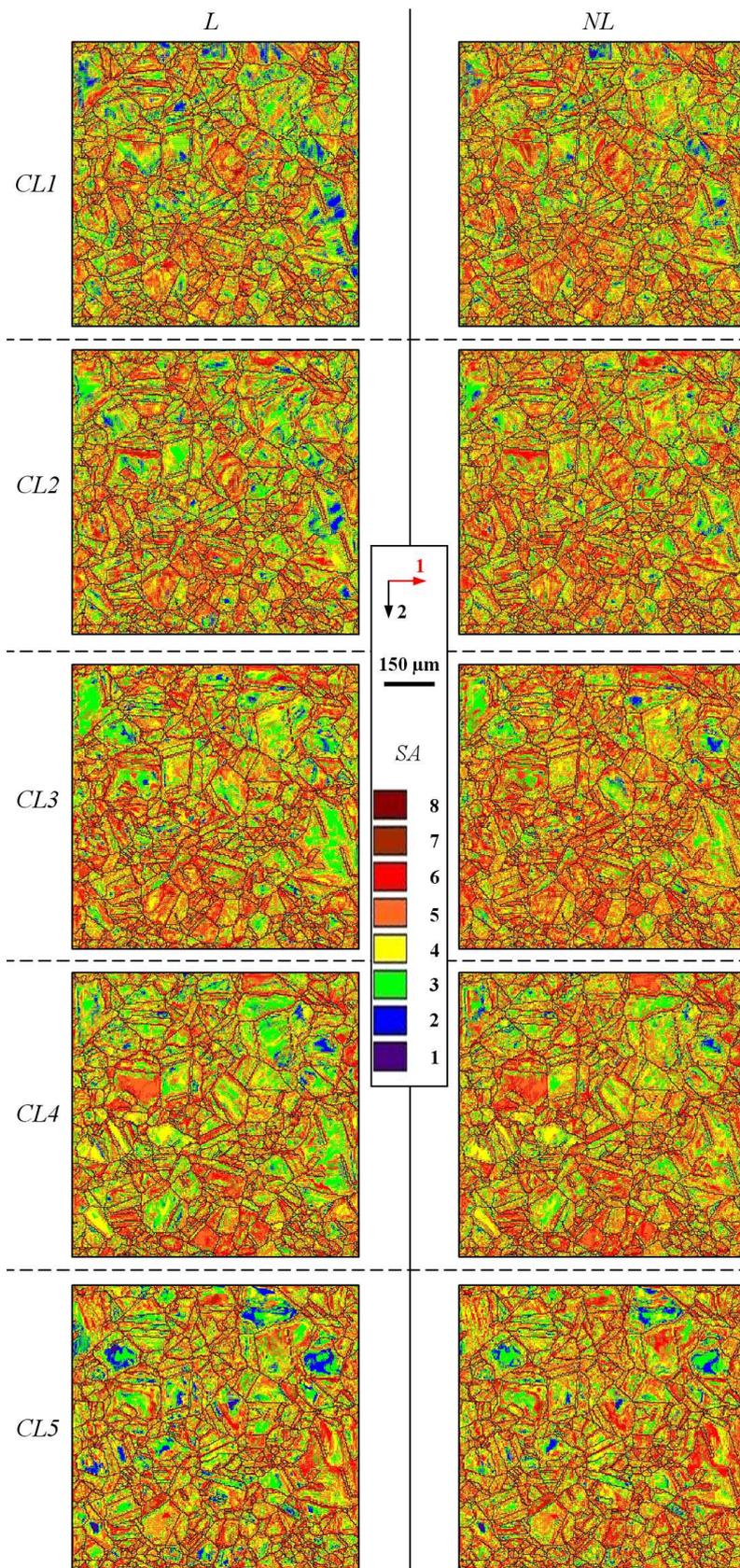


Figure E.7 – Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) obtenues à 15 % de déformation lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local pour $CL1$, $CL2$, $CL3$, $CL4$ et $CL5$ (axe 1 : axe de sollicitation).

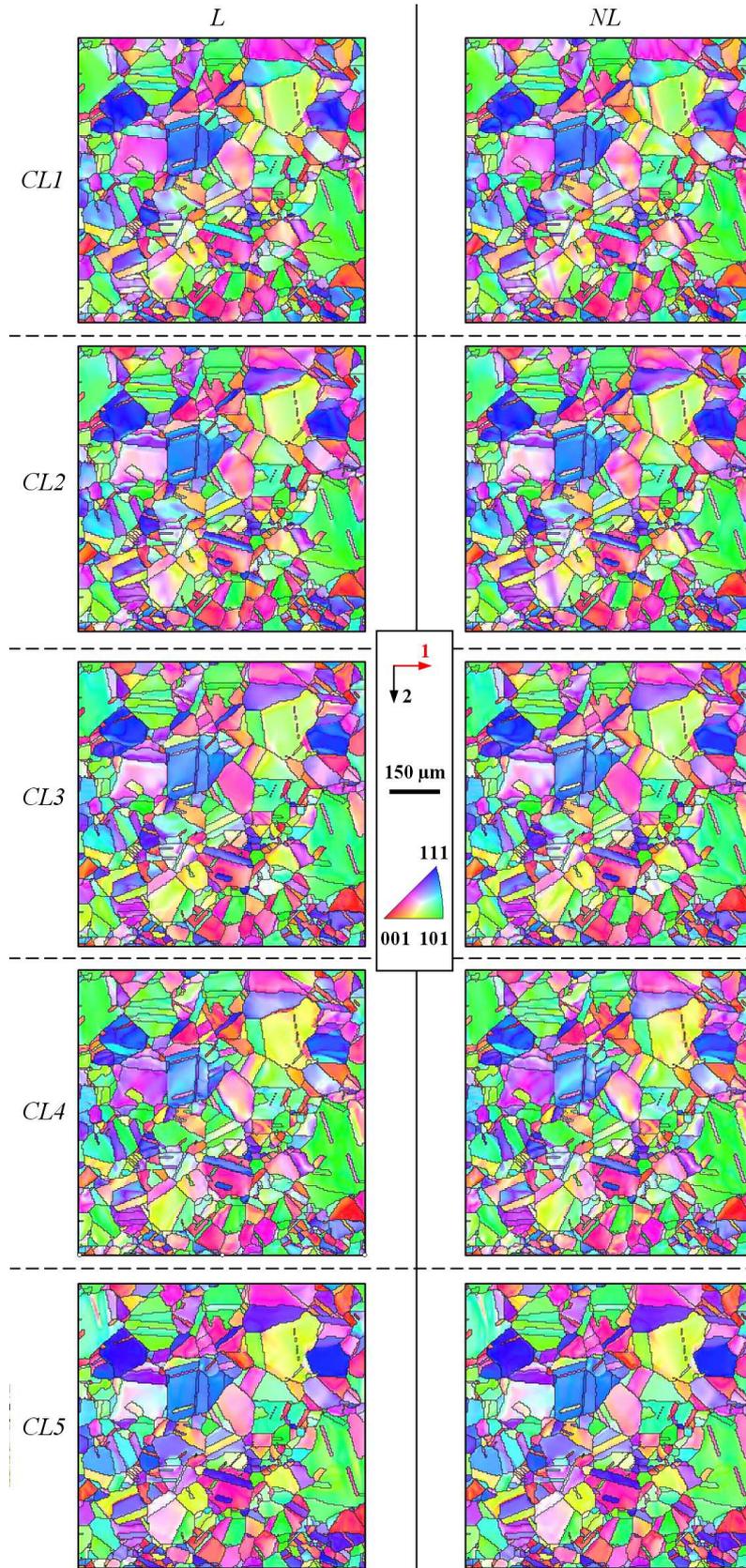


Figure E.9 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 15 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local avec *CL1*, *CL2*, *CL3*, *CL4* et *CL5* (axe 1 : axe de sollicitation).

E.3 Champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé

E.3.1 Influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé

L'influence des conditions aux limites sur les champs mécaniques locaux a été étudiée au cours de simulations de fatigue réalisées sur un agrégat 2D extrudé.

Les cartes du nombre de systèmes actifs obtenues à la fin du cycle 1 à l'aide des modèles local et non local ainsi que les distributions associées sont présentées sur les figure E.10 et E.11 pour les conditions aux limites *CL2*, *CL3* et *CL4*. La figure E.12 donne pour ces mêmes simulations les cartes de figure de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 1.

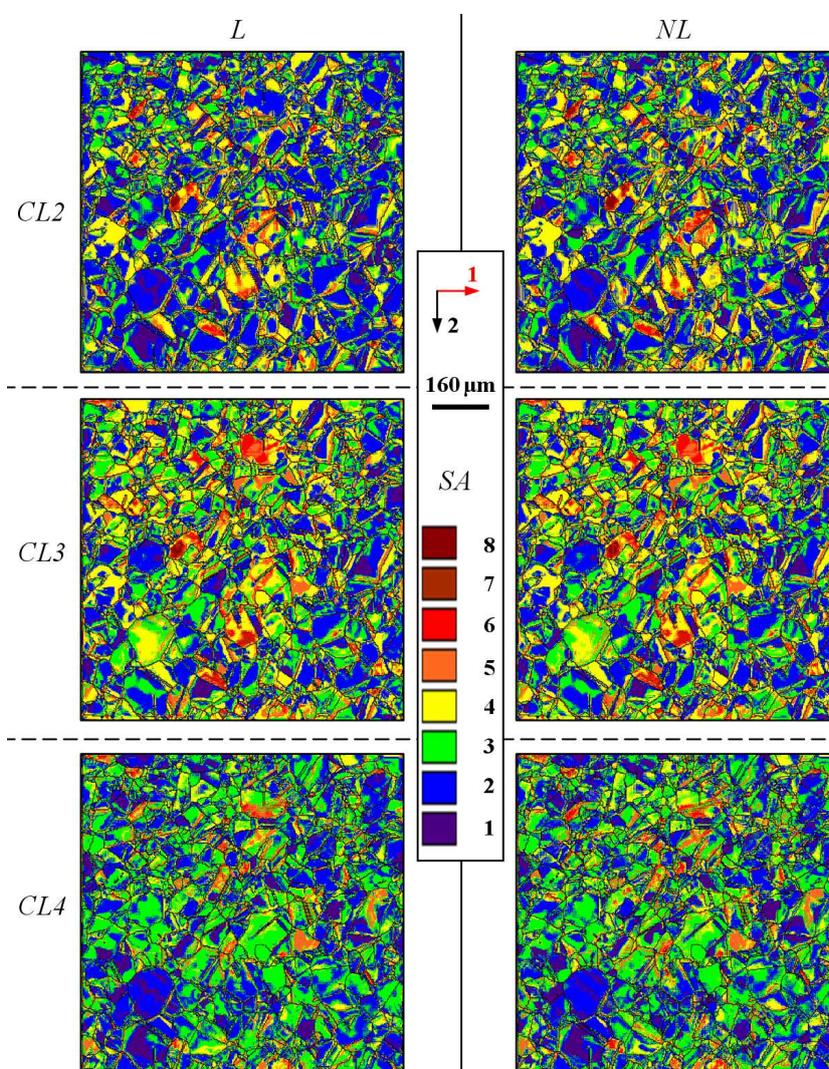


Figure E.10 – Cartes du nombre de systèmes actifs (*SA*) obtenues à la fin du cycle 1 lors des simulations de fatigue réalisées à l'aide du modèle local et non local pour *CL2*, *CL3* et *CL4* (axe 1 : axe de sollicitation).

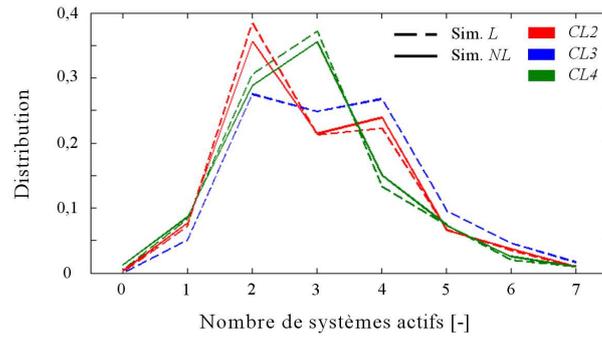


Figure E.11 – Distribution du nombre de systèmes actifs à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec *CL2*, *CL3* et *CL4*.

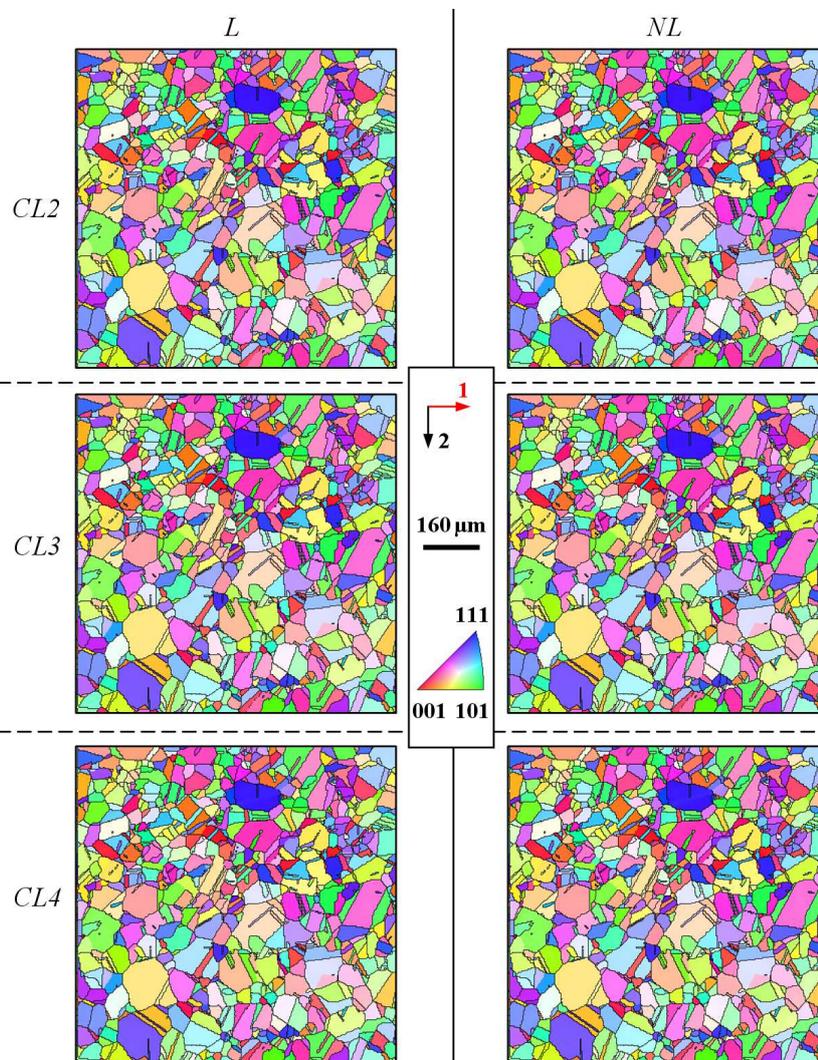


Figure E.12 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 1 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local avec *CL2*, *CL3* et *CL4* (axe 1 : axe de sollicitation).

E.3.2 Influence d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 2D extrudé

L'influence d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux a été étudiée au cours de simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles non local sur un agrégat 2D extrudé.

Les cartes du nombre de systèmes actifs obtenues à la fin du cycle 5 pour les simulations *NL* et *NL, D10* ainsi que les distributions associées sont présentées sur les figure E.13 et E.14. La figure E.15 donne pour ces mêmes simulations les cartes de figure de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 5.

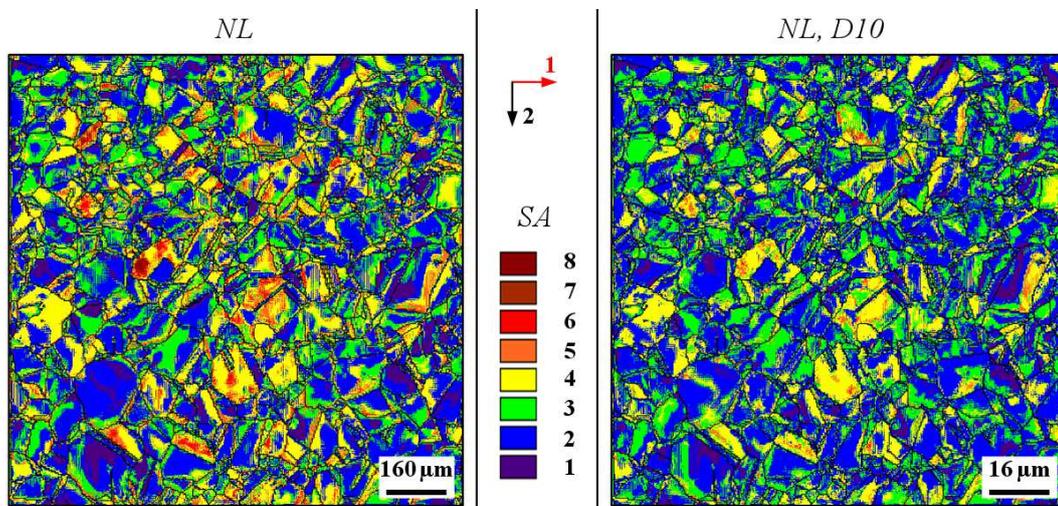


Figure E.13 – Cartes du nombre de systèmes actifs (*SA*) obtenues à la fin du cycle 5 lors des simulations de fatigue *NL* et *NL, D10* (axe 1 : axe de sollicitation).

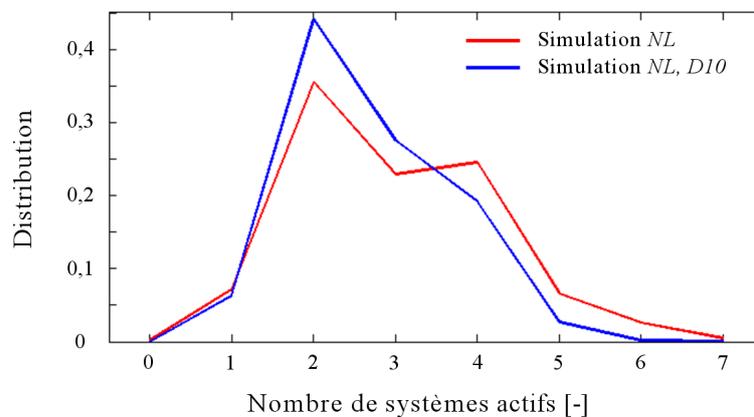


Figure E.14 – Distribution du nombre de systèmes actifs à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue *NL* et *NL, D10*.

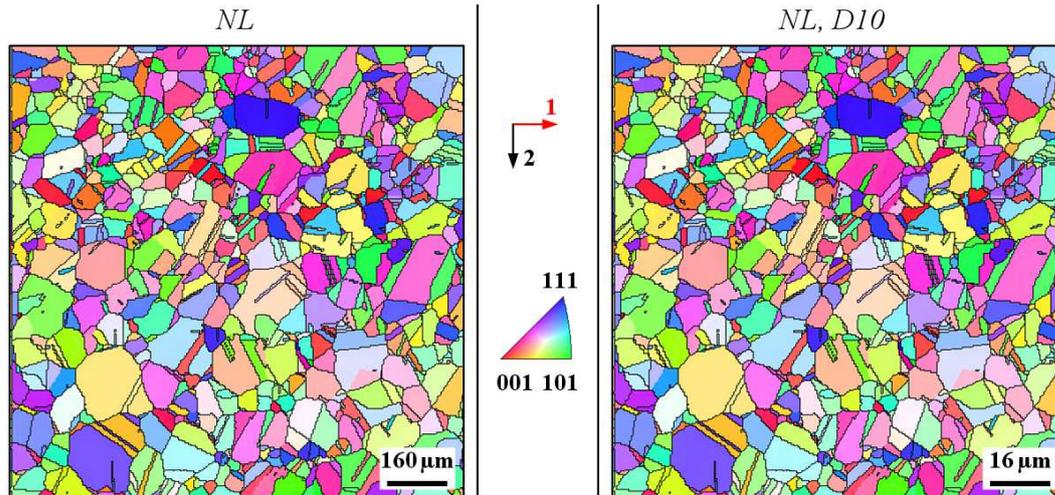


Figure E.15 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue *NL* et *NL, D10* (axe 1 : axe de sollicitation).

E.4 Évolution des champs mécaniques dans l'agrégat 3D au cours des simulation de traction

L'évolution des champs mécaniques a été observée au cours de simulations de traction réalisées sur un agrégat 3D.

Les cartes des couches *C1* et *C2* représentant à 5 % de déformation le champ de contrainte équivalente σ_{vM} , le champ de déformation maximale principale ϵ_{MaxP} , le nombre de systèmes actifs et les figures de pôles inverse sont données pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local dans les figures suivantes.

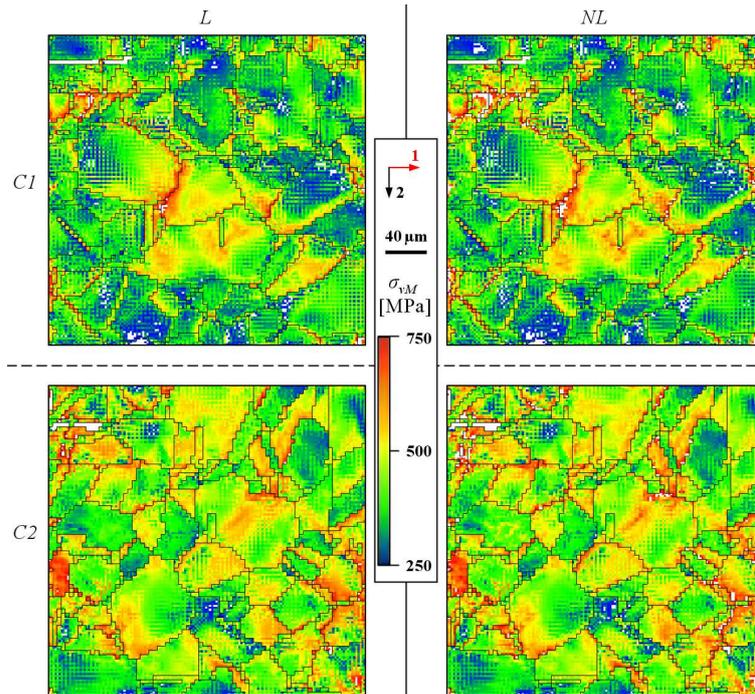


Figure E.16 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches C1 et C2 de l'agrégat 3D à 5 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

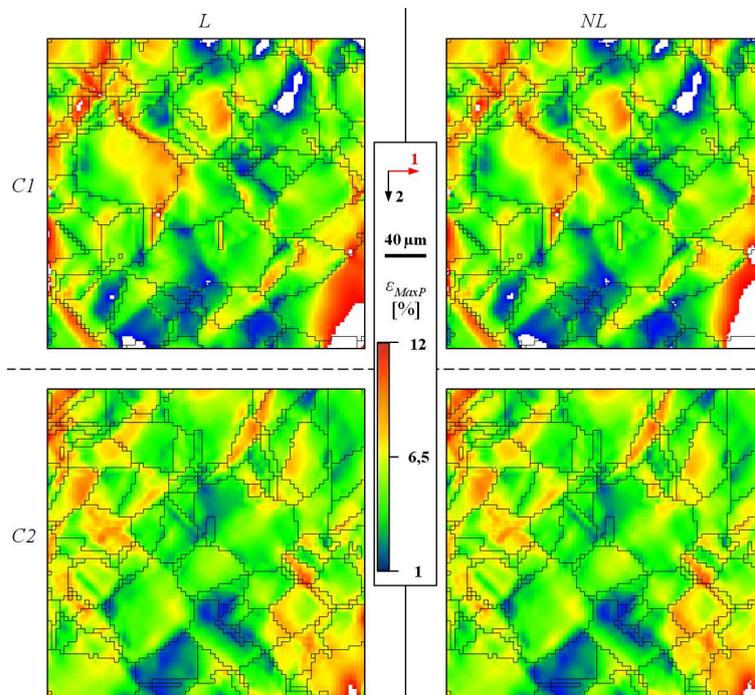


Figure E.17 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches C1 et C2 de l'agrégat 3D à 5 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

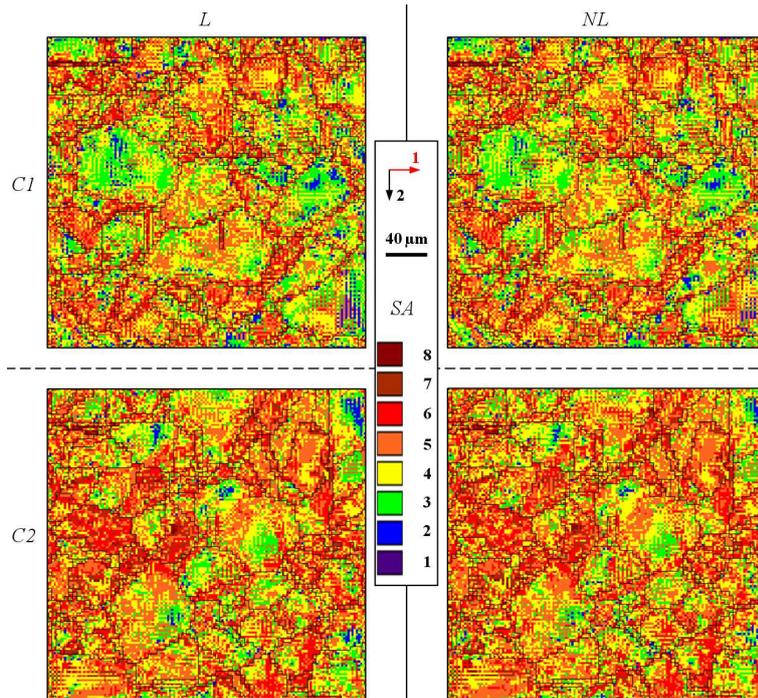


Figure E.18 – Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à 5 % de déformation pour les simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

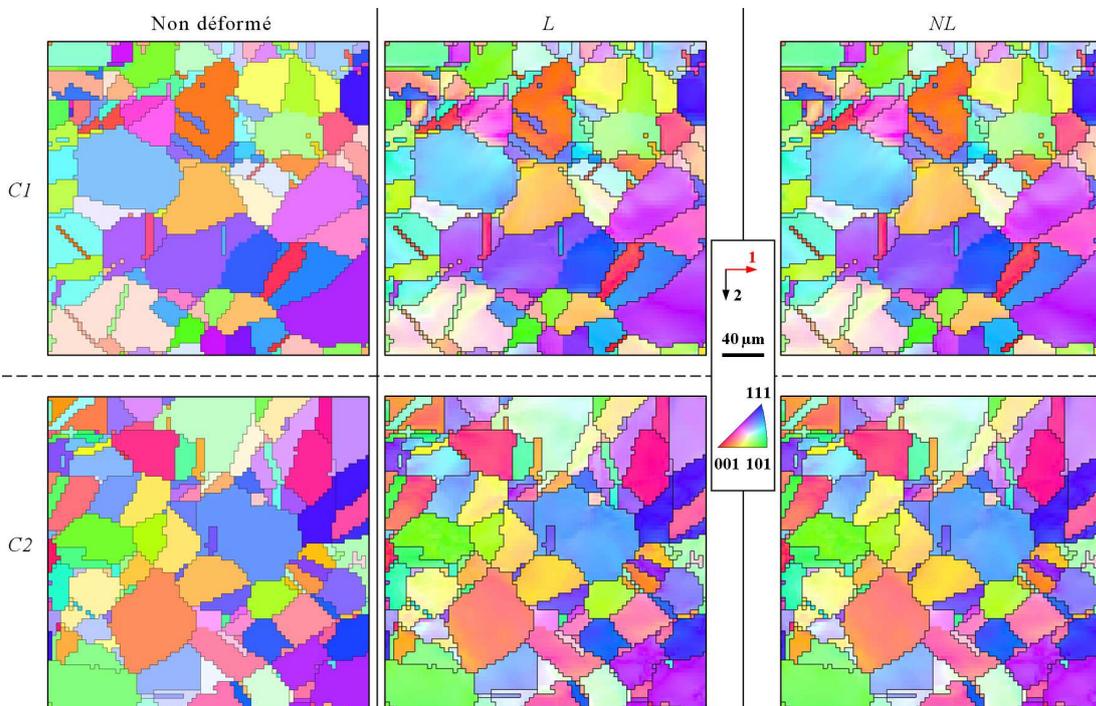


Figure E.19 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à 5 % de déformation pour les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

E.5 Champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 3D

E.5.1 Évolution des champs mécaniques dans l'agrégat 3D au cours des simulation de fatigue

L'évolution des champs mécaniques a été observée au cours de simulations de fatigue réalisées sur un agrégat 3D.

Les cartes des couches $C1$ et $C2$ représentant à la fin du cycle 5 le champ de contrainte équivalente σ_{vM} , le champ de déformation maximale principale ϵ_{MaxP} , le nombre de systèmes actifs et les figures de pôles inverse sont données pour les simulations réalisées à l'aide des modèles local et non local dans les figures suivantes.

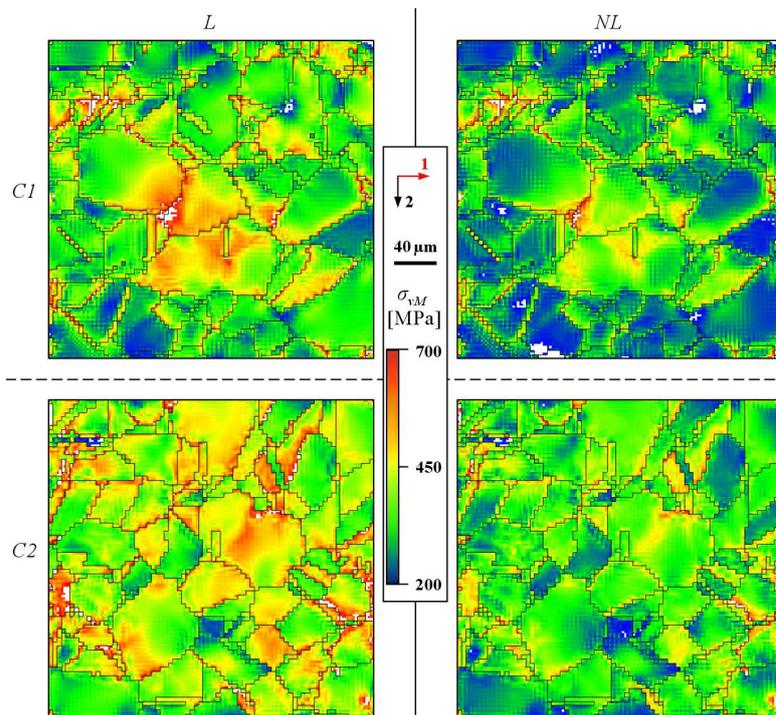


Figure E.20 – Cartes de la contrainte équivalente σ_{vM} dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

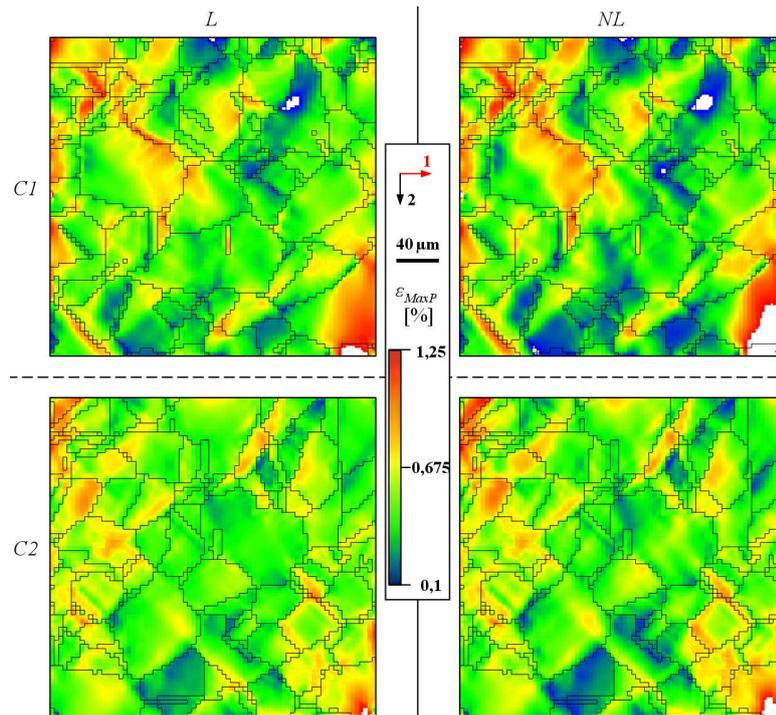


Figure E.21 – Cartes de la déformation maximale principale ϵ_{MaxP} dans les couches C1 et C2 de l'agrégat 3D à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

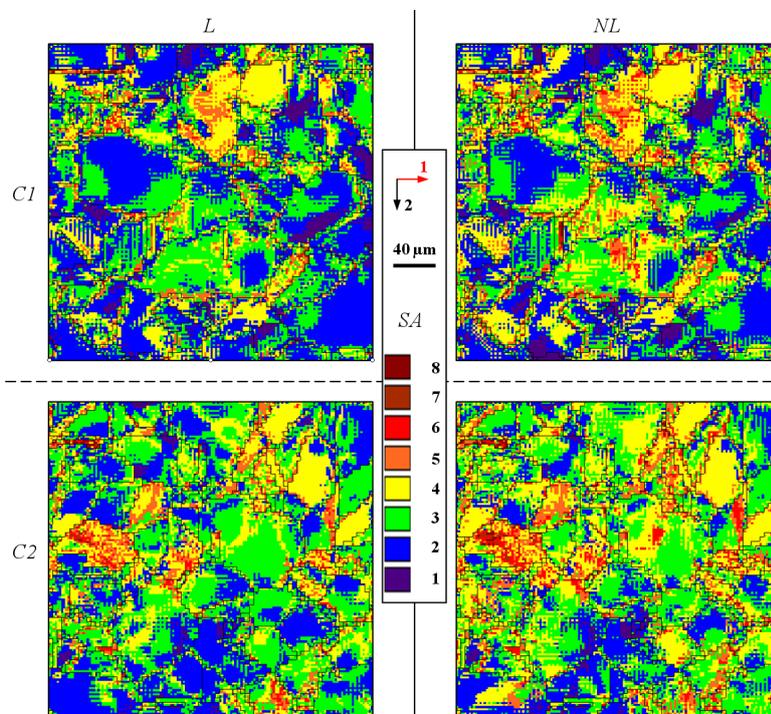


Figure E.22 – Cartes du nombre de systèmes actifs (SA) dans les couches C1 et C2 de l'agrégat 3D à la fin du cycle 5 pour les simulations de fatigue réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

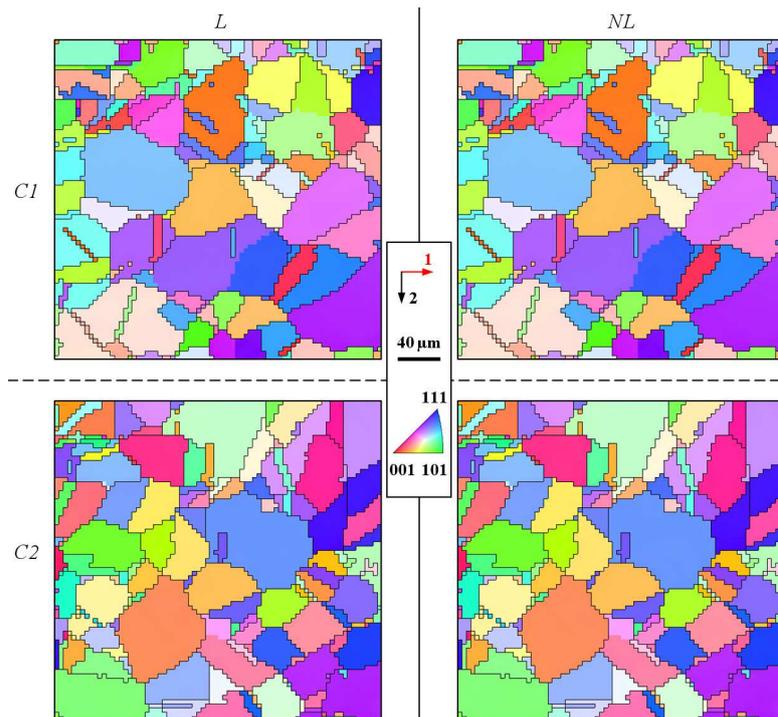


Figure E.23 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 pour les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D lors des simulations de traction réalisées à l'aide des modèles local et non local (axe 1 : axe de sollicitation).

E.5.2 Influence d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux calculés lors de simulations de fatigue sur un agrégat 3D

L'influence d'une réduction de la taille de grains sur les champs mécaniques locaux a été étudiée au cours de simulations de fatigue réalisées à l'aide du modèle non local sur un agrégat 3D.

Les cartes du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations NL et $NL, D10$ ainsi que les distributions associées sont présentées sur les figure E.24 et E.25. La figure E.26 donne pour ces mêmes simulations les cartes de figure de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10.

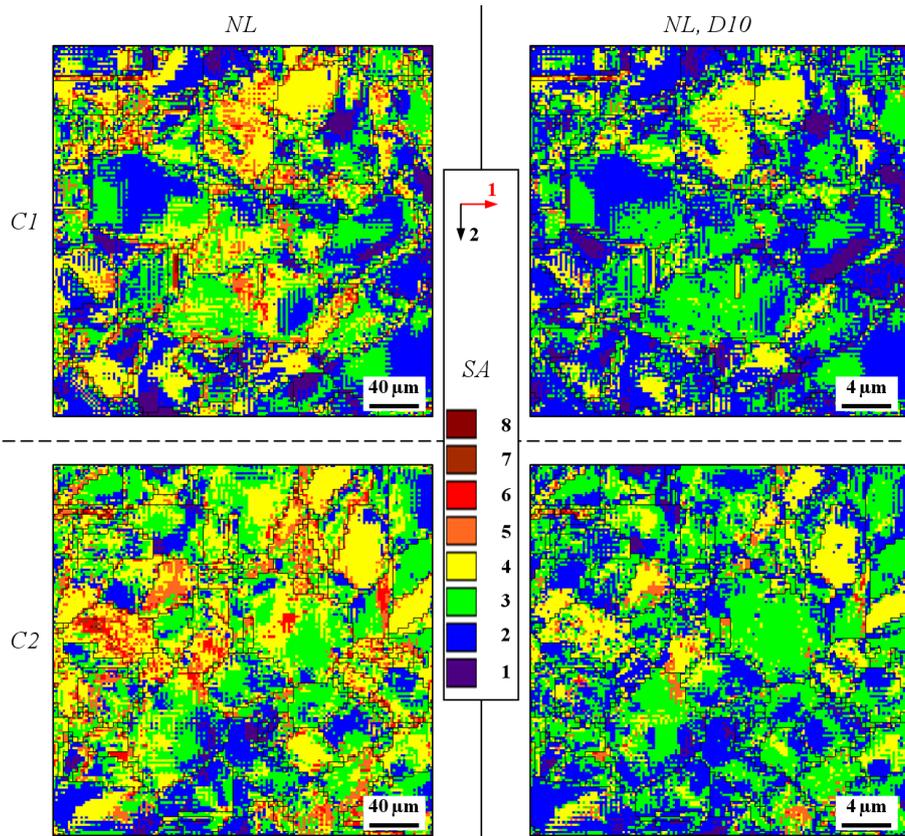


Figure E.24 – Cartes du nombres systèmes actifs (SA) dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$ (axe 1 : axe de sollicitation).

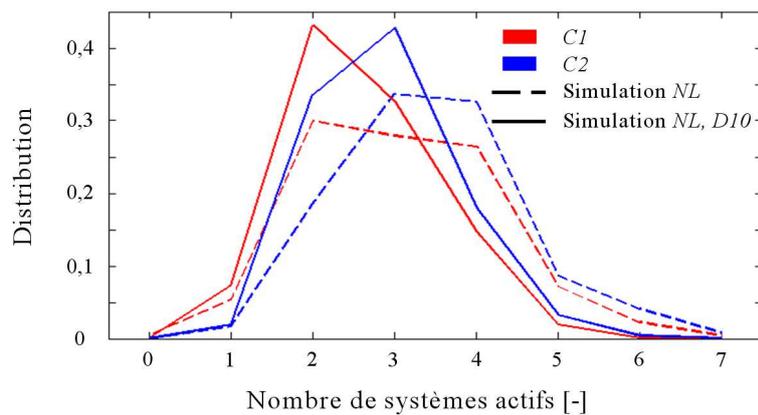


Figure E.25 – Distribution du nombre de systèmes actifs dans les couches $C1$ et $C2$ de l'agrégat 3D à la fin du cycle 10 pour les simulations de fatigue NL et $NL, D10$.

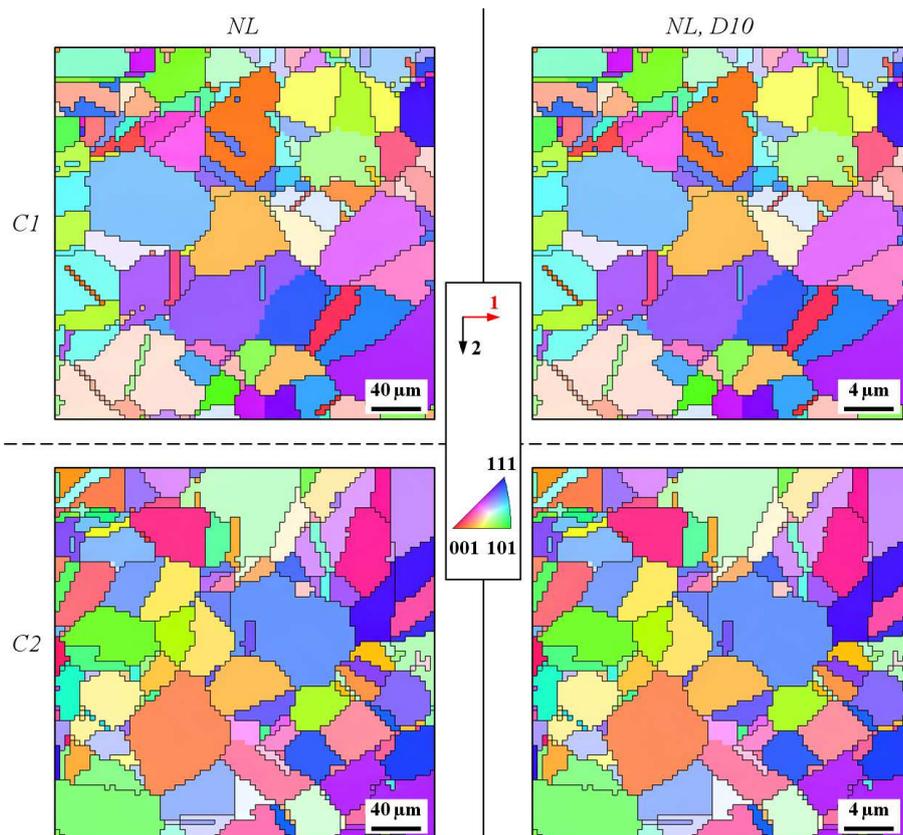


Figure E.26 – Cartes de figures de pôles inverses représentant l'axe de sollicitation dans le triangle standard à la fin du cycle 10 pour les couches *C1* et *C2* de l'agrégat 3D lors des simulations de fatigue *NL* et *NL, D10* (axe 1 : axe de sollicitation).

Bibliographie

- A. Acharya and J.L. Bassani. Lattice incompatibility and a gradient theory of crystal plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48 :1565–1595, 2000.
- A. Acharya and A.J. Beaudoin. Grain-size effect in viscoplastic polycrystals at moderate strains. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48 :2313–2230, 2000.
- F. Ackermann, L.P. Kubin, J. Lepinoux, and H. Mughrabi. The dependence of dislocation microstructure on plastic strain amplitude in cyclically strained copper single crystals. *Acta Metallurgica*, 32 :715–725, 1984.
- E.C. Aifantis. The physics of plastic deformation. *International Journal of Plasticity*, 3 :211–247, 1987.
- E.C. Aifantis. Gradient deformation models at nano, micro, and macro scales. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 121 :189, 1999.
- R. Alain, P. Violan, and J. Mendez. Low cycle fatigue behavior in vacuum of a 316L type austenitic stainless steel between 20 and 600°C, part I, fatigue resistance and cyclic behavior. *Materials Science and Engineering*, 229 :87–94, 1997.
- P.J. Armstrong and C.O. Frederick. A mathematical representation of multiaxial Baushinger effect. *CEGB Report RD/B/N731, Berkeley, Nuclear Laboratories*, 1966.
- M.F. Ashby. The deformation of plastically non-homogeneous materials. *Philosophical Magazine*, 21 :399–424, 1970.
- J. Barralis and G. Mäder. *Précis de métallurgie*. Nathan, Paris, 2^e edition, 2005.
- Z.S. Basinski and S.J. Basinski. Temperature and rate dependence of saturation stress for low amplitude fatigue of Cu crystals between 4.2 and 350 K. *Acta Metallurgica*, 37 :3255–3262, 1989.
- J. Bauschinger. Über die Veränderung der Elastizitätsgrenze und der Festigkeit des Eisens und Stahls durch Strecken und Quetschen, durch Erwärmen und Abkühlen und durch oftmals wiederholte Beanspruchung. *Mitteilung aus dem mechanischtechnischen Laboratorium der TH München.*, 13, 1886.
- M. Berveiller and A. Zaoui. An extension of the self-consistent scheme to plastically flowing polycrystals. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, 26 :325–344, 1979.
- M. Berveiller and A. Zaoui. A micromechanical approach to inelastic behaviour of metals. *International Journal of Plasticity*, 8 :55–73, 1992.
- G. Besnard, S. Roux, and Hild F. Finite element displacement fields analysis from digital images : application to Portevin-Le Chatelier bands. *Experimental Mechanics*, 46 :789–803, 2006.
- B.A. Bilby. Continuous distributions of dislocations. *Progress in Solid Mechanics*, 1 :329–398, 1960.

- B.A. Bilby, R. Bullough, and E. Smith. Continuous distributions of dislocations : a new application of the methods of non Riemannian geometry. *Proceedings of the Royal Society of London*, 231 :263–273, 1955.
- M. Botshekan, S. Degallaix, Y. Desplanques, and Polák J. Tensile and LCF properties of AISI 316LN SS at 300 and 77 K. *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 21 : 651–660, 1998.
- J. Bretschneider, C. Holste, and W. Kleinert. Mechanical behaviour and development of dislocation arrangements of fcc single crystals fatigued at 77 K. *Materials Science and Engineering*, 191 :61–72, 1995.
- L. Buchinger, AS Cheng, S. Stanzl, and C. Laird. The cyclic stress-strain response of single crystals of Cu-16 at% Al alloy, part III, single crystals fatigued at low strain amplitudes. *Material Science and Engineering*, 80 :155–167, 1986.
- E.P. Busso, F.T. Meissonnier, and N.P. O’Dowd. Gradient-dependent deformation of two-phase single crystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48 :2333–2361, 2000.
- T.S. Byun, E.H. Lee, and J.D. Hunn. Plastic deformation in 316LN stainless steel : characterization of deformation microstructures. *Journal of Nuclear Materials*, 321 :29–39, 2003.
- T.S. Byun, N. Hashimoto, and K. Farrell. Temperature dependence of strain hardening and plastic instability behaviors in austenitic stainless steels. *Acta Materialia*, 52 :3889–3899, 2004.
- G. Cailletaud. *Une approche micromécanique phénoménologique du comportement inélastique des métaux*. PhD thesis, Université de Paris 6, 1987.
- G. Cailletaud and P. Pilvin. Identification and inverse problems related to material behavior. *Proceedings of the International Seminar on Inverse Problems*, 1 :79–86, 1993.
- G. Cailletaud, O. Diard, F. Feyel, and S. Forest. Computational crystal plasticity : from single crystal to homogenized polycrystals. *Technische Mechanik*, 23 :130–145, 2003.
- S. Calloch. *Essais triaxiaux non-proportionnels et ingénierie de modèles de plasticité cyclique*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 1997.
- D. Cédât. *Étude expérimentale et numérique du comportement mécanique d’un composant métal-céramique : MoTiC_{30%}*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2008.
- P. Cermelli and M.E. Gurtin. On the characterization of geometrically necessary dislocations in finite plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 49 :1539–1568, 2001.
- A.S. Cheng and C. Laird. Fatigue life behavior of copper single crystals, part I, observations of crack nucleation. *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 4 :331–341, 1981.
- K.S. Cheong, E.P. Busso, and A. Arsenlis. A study of microstructural length scale effects on the behaviour of FCC polycrystals using strain gradient concepts. *International Journal of Plasticity*, 21 :1797–1814, 2005.
- A.H. Cottrell. *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*. Oxford University Press, London, 1953.
- H. Dai and D.M. Parks. Geometrically-necessary dislocation density and scale-dependent crystal plasticity. *Physics and mechanics of finite plastic and viscoplastic deformation : proceedings of Plasticity*, pages 17–18, 1997.
- F. Delaire. *Simulation numérique du comportement viscoplastique d’un multicristal*. PhD thesis, Université Paris 13, 1997.
- J. Delfosse. *Forgeage β du Ti₁₇ : propriétés en fatigue*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2005.

- E. Demir, D. Raabe, N. Zaafarani, and S. Zaefferer. Investigation of the indentation size effect through the measurement of the geometrically necessary dislocations beneath small indents of different depths using EBSD tomography. *Acta Materialia*, 57 :559–569, 2009.
- B. Devincre, T. Hoc, and L. Kubin. Dislocation mean free paths and strain hardening of crystals. *Science*, 320 :1745, 2008.
- J.I. Dickson, L. Handfield, and G. L'Esperance. Cyclic softening and thermally activated deformation of titanium and zirconium. *Materials Science and Engineering*, 60 :L3–L7, 1983.
- D.L. Douglass, G. Thomas, and W.R. Roser. Ordering, stacking faults and stress corrosion cracking in austenitic alloys. *Corrosion*, 20 :15, 1964.
- C Déprés. *Modélisation physique des stades précurseurs de l'endommagement en fatigue de l'acier inoxydable austénitique 316L*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- A. El Bartali. *Apport des mesures de champs cinématiques à l'étude des micromécanismes d'endommagement en fatigue plastique d'un acier inoxydable duplex*. PhD thesis, École Centrale de Lille, 2007.
- P. Eriean. *Étude expérimentale et analyse numérique de l'influence des hétérogénéités induites par la déformation à froid sur la recristallisation primaire d'un alliage d'acier IF-Ti*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2003.
- U. Essmann and H. Mughrabi. Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities. *Philosophical Magazine*, 40 :731–756, 1979.
- U. Essmann, U. Gösele, and H. Mughrabi. A model of extrusions and intrusions in fatigued metals, part I, point-defect production and the growth of extrusions. *Philosophical Magazine*, 44 :405–426, 1953.
- Y. Estrin and H. Mecking. A unified phenomenological description of work hardening and creep based on one-parameter models. *Acta Metallurgica*, 32 :57–70, 1984.
- P. Évrard. *Modélisation du comportement élastoplastique d'un acier inoxydable austéno-ferritique par des approches multi-échelles*. PhD thesis, École Centrale de Lille, 2007.
- J.A. Ewing and J.C. Humfrey. The fracture of metals under rapid alternations of stress. *Philosophical Transaction of the Royal Society*, A200 :241–250, 1903.
- J.A. Ewing and W. Rosenhain. Experiments in micro-metallurgy : effect of strain. *Philosophical Transaction of the Royal Society*, A199 :85–90, 1900.
- X. Feaugas. On the origin of the tensile flow stress in the stainless steel AISI 316LN at 300K : back stress and effective stress. *Acta Materialia*, 47 :3617–3632, 1999.
- X. Feaugas and H. Haddou. Grain-size effects on tensile behavior of nickel and AISI 316L stainless steel. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 34 :2329–2340, 2003.
- N.A. Fleck and J.W. Hutchinson. Strain gradient plasticity. *Advances in applied mechanics*, 33 : 295–361, 1997.
- N.A. Fleck and J.W. Hutchinson. A reformulation of strain gradient plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 49 :2245–2271, 2001.
- S. Forest, G. Cailletaud, and R. Sievert. A Cosserat theory for elastoviscoplastic single crystals at finite deformation. *Archives of Mechanics*, 49 :705–736, 1997.
- S. Forest, F. Barbe, and G. Cailletaud. Cosserat modelling of size effects in the mechanical behaviour of polycrystals and multi-phase materials. *International Journal of Solids and Structures*, 37 :7105–7126, 2000.
- P. Franciosi. *Plasticité à froid des monocristaux CFC : étude du durcissement latent*. PhD thesis, Université Paris 7, 1978.

- P. Franciosi. *Étude théorique et expérimentale du comportement élastoplastique des monocristaux métalliques se déformant par glissement : modélisation par chargement complexe quasi-statique*. PhD thesis, Université Paris-Nord, 1984.
- C. Gaudin. *Étude des mécanismes associés au rochet cyclique d'un acier AISI 316L*. PhD thesis, Université de Technologie Compiègne, 2002.
- M. Gerland, J. Mendez, P. Violan, and B. Ait Saadi. Evolution of dislocation structures and cyclic behaviour of a 316L type austenitic stainless steel cycled in vacuum at room temperature. *Materials Science and Engineering*, 118 :83–95, 1989.
- M. Gerland, R. Alain, B. Ait Saadi, and J. Mendez. Low cycle fatigue behaviour in vacuum of a 316L-type austenitic stainless steel between 20 and 600°C, part II, dislocation structure evolution and correlation with cyclic behaviour. *Materials Science and Engineering*, 229 :68–86, 1997.
- P. Germain. La méthode des puissances virtuelles en mécanique des milieux continus. *Journal de Mécanique*, 12(2) :235–274, 1973.
- W. Günther. Zur Statik und Kinematik des Cosseratschen Kontinuums. *Abhandlungen der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft*, 10 :195–213, 1958.
- B. Gong, Z. Wang, and D. Chen. Investigation of macro deformation bands in fatigued [001] Cu single crystals by electron channeling contrast technique. *Scripta materialia*, 37 :1605–1610, 1997.
- D. Goodchild, W.T. Roberts, and D.V. Wilson. Plastic deformation and phase transformation in textured austenitic stainless steel. *Acta Metallurgica*, 18 :1137–1145, 1970.
- M.E. Gurtin. On the plasticity of single crystals : free energy, microforces, plastic-strain gradients. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48 :989–1036, 2000.
- M.E. Gurtin. A gradient theory of single-crystal viscoplasticity that accounts for geometrically necessary dislocations. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 50 :5–32, 2002.
- I. Gutierrez-Urrutia, S. Zaefferer, and D. Raabe. Electron channeling contrast imaging of twins and dislocations in twinning-induced plasticity steels under controlled diffraction conditions in a scanning electron microscope. *Scripta Materialia*, 61 :737–740, 2009.
- P. Gypel and A. Norbert. *Les aciers inoxydables : Propriétés, mise en oeuvre, emploi, normes*. Technique et Documentation Lavoisier, 1990.
- H. Haddou, C. Gaudin, and X. Feaugas. Stacking fault energy and grain size effects on the tensile behavior of fcc polycrystalline alloys at 300 K : Back stress and effective stress evolutions. *Journal of Physics IV France*, 11 :283–291, 2001.
- E.O. Hall. The deformation and ageing of mild steel. *Proceedings of the Royal Society*, B64 : 747–753, 1951.
- S.V. Harren, H.E. Deve, and R.J. Asaro. Shear band formation in plane strain compression. *Acta Metallurgica*, 36 :2435–2480, 1988.
- T. Hoc. *Étude expérimentale et numérique de la localisation lors du changement de trajet dans un acier doux*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 1999.
- T. Hoc, J. Crepin, L. Gélébart, and A. Zaoui. A procedure for identifying the plastic behavior of single crystals from the local response of polycrystals. *Acta Materialia*, 51 :5477–5488, 2003.
- M. Hollmann. Strain localization in nickel single crystals cyclically deformed at 77 K. *Philosophical Magazine Letters*, 80 :613–619, 2000.
- S.G. Hong and S.B. Lee. Mechanism of dynamic strain aging and characterization of its effect on the low-cycle fatigue behavior in type 316L stainless steel. *Journal of Nuclear Materials*, 340 : 307–314, 2005.

- S.G. Hong, S.B. Lee, and T.S. Byun. Temperature effect on the low-cycle fatigue behavior of type 316L stainless steel : cyclic non-stabilization and an invariable fatigue parameter. *Materials Science and Engineering*, 457 :139–147, 2007.
- S.I. Hong and C. Laird. Cyclic deformation behavior of Cu-16 atomic percent Al single crystals, part II, cyclic hardening and slip band behavior. *Material Science and Engineering*, 128 :55–75, 1990.
- E. Héripré. *Méthode de couplage multi-échelles entre simulations numériques polycristallines et mesures de champs pour l'identification des paramètres de lois de comportement et de fissuration des matériaux métalliques : application à l'étude des alliages TiAl*. PhD thesis, École Polytechnique, 2006.
- A. Hunsche and P. Neumann. Quantitative measurement of persistent slip band profiles and crack initiation. *Acta Metallurgica*, 34 :207–217, 1986.
- H.B. Huntington. The elastic constants of crystals. *Solid State Physics*, pages 214–351, 1958.
- B.P. Kashyap and K. Tangri. On the Hall-Petch relationship and substructural evolution in type 316L stainless steel. *Acta Metallurgica Materialia*, 43 :3971–3981, 1995.
- K. Katagiri, A. Omura, K. Koyanagi, T. Shiraishi, and H. Kaneshiro. Early stage crack tip morphology in fatigued copper. *Metallurgical Transactions*, 8A :1769–1773, 1977.
- D.W. Kim, W.G. Kim, and W.S. Ryu. Role of dynamic strain aging on low cycle fatigue and crack propagation of type 316L (N) stainless steel. *International Journal of Fatigue*, 25 :1203–1207, 2003.
- U.F. Kocks. Laws for work-hardening and low-temperature creep. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 98 :76–85, 1976.
- K. Kondo. Non-Riemannian and Finslerian approaches to the theory of yielding. *International Journal of Engineering Science*, 1 :71–88, 1963.
- E. Kröner. Nicht lineare Elastizitätstheorie des Versetzung und Eigenspannungen. *Archive of Rational Mechanics and Analysis*, 3 :97–119, 1959.
- E. Kröner. On the physical reality of torque stresses in continuum mechanics. *International Journal of Engineering Science*, 1 :261–262, 1963.
- E. Kröner. Initial studies of a plasticity theory based upon statistical mechanics. *Inelastic Behaviour of Solids*, 1 :137–148, 1969.
- T. Kruml, J. Polák, K. Obrtlík, and S. Degallaix. Dislocation structures in the bands of localised cyclic plastic strain in austenitic 316L and austenitic-ferritic duplex stainless steels. *Acta Materialia*, 45 :5145–5151, 1997.
- T. Kruml, J. Polák, and S. Degallaix. Microstructure in 316LN stainless steel fatigued at low temperature. *Materials Science and Engineering*, 293 :275–280, 2000.
- L. Kubin, B. Devincre, and T. Hoc. Modeling dislocation storage rates and mean free paths in face-centered cubic crystals. *Acta materialia*, 56 :6040–6049, 2008.
- D. Kuhlmann-Wilsdorf. Dislocation behavior in fatigue IV. Quantitative interpretation of friction stress and back stress derived from hysteresis loops. *Materials Science and Engineering*, 39 : 231–245, 1979.
- D. Kuhlmann-Wilsdorf. Theory of plastic deformation : properties of low energy dislocation structures. *Materials Science and Engineering A*, 113 :1–41, 1989.
- E. Labbé, T. Hoc, and C. Rey. A simplified crystallographic approach of bifurcation for single crystals and polycrystals. *Journal de Physique IV*, 8 :215–221, 1998.
- C. Laird. Fatigue in Physical Metallurgy. *Eds R.W. Cahn, P. Haasen, Elsevier Science*, pages 2294–2397, 1996.

- A. Le Pécheur. *Fatigue thermique d'un acier inoxydable austénitique : influence de l'état de surface par une approche multi-échelle*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2008.
- E.H. Lee. Elastic-plastic deformation at finite strains. *Journal of Applied Mechanics*, 36 :1–6, 1969.
- S.P. Lele and L. Anand. A large-deformation strain-gradient theory for isotropic viscoplastic materials. *International Journal of Plasticity*, 25 :420–453, 2009.
- J. Lemaitre and J.L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, Paris, 1^{re} édition, 1985.
- J. Lemaitre and J.L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dumod, Paris, 3^e édition, 2009.
- Y. Li and C. Laird. Cyclic response and dislocation structures of AISI 316L stainless steel, part I, single crystals fatigued at intermediate strain amplitude. *Materials Science and Engineering*, 186 :65–86, 1994a.
- Y. Li and C. Laird. Cyclic response and dislocation structures of AISI 316L stainless steel, part II, polycrystals fatigued at intermediate strain amplitude. *Materials Science and Engineering*, 186 :87–103, 1994b.
- M. Libert. *Étude expérimentale et numérique de l'effet des mécanismes de plasticité sur la rupture fragile par clivage dans les aciers faiblement alliés*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2007.
- W. Ludwig, A. King, P. Reischig, M. Herbig, E.M. Lauridsen, S. Schmidt, H. Proudhon, S. Forrest, P. Cloetens, S. Roscoat, et al. New opportunities for 3D materials science of polycrystalline materials at the micrometer lengthscale by combined use of X-ray diffraction and X-ray imaging. *Materials Science and Engineering*, 524 :69–76, 2009.
- P. Lukás, L. Kunz, and J. Krejčí. Effects of slip planarity on the cyclic stress-strain curve, dislocation structure and surface relief in FCC single crystals. *Scripta metallurgica et materialia*, 26 :1511–1516, 1992.
- A. Ma, F. Roters, and Raabe D. A dislocation density based constitutive model for crystal plasticity FEM including geometrically necessary dislocations. *Acta Materialia*, 54 :2169–2179, 2006a.
- A. Ma, F. Roters, and Raabe D. On the consideration of interactions between dislocations and grain boundaries in crystal plasticity finite element modeling. Theory, experiments, and simulations. *Acta Materialia*, 54 :2181–2194, 2006b.
- A. Ma, F. Roters, and Raabe D. Studying the effect of grain boundaries in dislocation density based crystal-plasticity finite element simulations. *International Journal of Solids and Structures*, 43 :7287–7303, 2006c.
- B.T. Ma and C. Laird. Overview of fatigue behavior in copper single crystals. II. Population, size distribution and growth kinetics of stage I cracks for tests at constant strain amplitude. *Acta Metallurgica*, 37 :337–348, 1989.
- R. Madec, B. Devincere, L. Kubin, T. Hoc, and D. Rodney. The role of collinear interaction in dislocation-induced hardening. *Science*, 301 :1879, 2003.
- J. Man, K. Obrtlík, C. Blochwitz, and J. Polák. Atomic force microscopy of surface relief in individual grains of fatigued 316L austenitic stainless steel. *Acta Materialia*, 50 :3767–3780, 2002.
- J. Man, K. Obrtlík, and J. Polák. Study of surface relief evolution in fatigued 316L austenitic stainless steel by AFM. *Materials Science and Engineering*, 351 :123–132, 2003.
- J. Man, K. Obrtlík, and J. Polák. Extrusions and intrusions in fatigued metals, part 1, state of the art and history. *Philosophical Magazine*, 89 :1295–1336, 2009.

- J. Man, M. Valtr, A. Weidner, M. Petrevec, K. Obrtlík, and J. Polák. AFM study of surface relief evolution in 316L steel fatigued at low and high temperatures. *Procedia Engineering*, 2 : 1625–1633, 2010.
- J. Mandel. Généralisation de la théorie de plasticité de W.T. Koiter. *International Journal of Solids and Structures*, 1 :273–295, 1965.
- F.A. Mc Clintock, P.A. André, K.R. Schwerdt, and R.E. Stoeckly. Interface couples in crystals. *Nature*, 4636 :652–653, 1958.
- H. Mecking and U.F. Kocks. Kinetics of flow and strain-hardening. *Acta Metallurgica*, 29 : 1865–1875, 1981.
- L. Medina Almazan. *Études expérimentale et numérique de l'effet du mercure sur le comportement mécanique des aciers 316L et T91*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2008.
- R.D. Mindlin and N.N. Eshel. On first strain-gradient theories in linear elasticity. *International Journal of Solids and Structures*, 4 :109–124, 1968.
- M. Mineur, P. Villechaise, and J. Mendez. Influence of the crystalline texture on the fatigue behavior of a 316L austenitic stainless steel. *Materials Science and Engineering*, 286 :257–268, 2000.
- G. Monnet. A crystalline plasticity law for austenitic stainless steels. *Note interne EDF*, 2009.
- P. Mu and V. Aubin. Microcrack initiation in low-cycle fatigue of an austenitic stainless steel. *Procedia Engineering*, 2 :1951–1960, 2010.
- H. Mughrabi. Description of the dislocation structure after unidirectional deformation at low temperature. *Constitutive Equation in Plasticity*, pages 199–250, 1975.
- H. Mughrabi. The cyclic hardening and saturation behaviour of copper single crystals. *Materials Science and Engineering*, 33 :207–223, 1978.
- H. Mughrabi. Cyclic plasticity of matrix and persistent slip bands in fatigued metals. *Continuum Models of Discrete Systems 4*, pages 241–257, 1981.
- H. Mughrabi. Dislocation wall and cell structures and long-range internal stresses in deformed metal crystals. *Acta Metallurgica*, 31 :1367–1379, 1983.
- H. Mughrabi. Dislocations and properties of real materials. *The Institute of Metals, London*, Book No. 323 :244–262, 1985.
- H. Mughrabi. On the role of strain gradients and long-range internal stresses in the composite model of crystal plasticity. *Materials Science and Engineering*, 317 :171–180, 2001a.
- H. Mughrabi. The effect of geometrically necessary dislocations on the flow stress of deformed crystals containing a heterogeneous dislocation distribution. *Materials Science and Engineering*, 319 :139–143, 2001b.
- H. Mughrabi. On the current understanding of strain gradient plasticity. *Materials Science and Engineering*, 387 :209–213, 2004.
- H. Mughrabi. Dual role of deformation-induced geometrically necessary dislocations with respect to lattice plane misorientations and/or long-range internal stresses. *Acta Materialia*, 54 :3417–3427, 2006.
- H. Mughrabi, F. Ackermann, and K. Herz. Persistent slip bands in fatigued face centered and body centered cubic metals. *Fatigue Mechanism*, Special Technical Publication 675 :69–105, 1979.
- H. Mughrabi, R. Wang, K. Differt, and U. Essmann. Fatigue crack initiation by cyclic slip irreversibilities in high-cycle fatigue. *Fatigue Mechanisms : Advances in Quantitative Measurement of Physical Damage*, pages 5–45, 1983.

- M. Murayama, K. Hono, H. Hirukawa, T. Ohmura, and S. Matsuoka. The combined effect of molybdenum and nitrogen on the fatigued microstructure of 316 type austenitic stainless steel. *Scripta Materialia*, 41 :467–474, 1999.
- A. Musienko. *Plasticité cristalline en présence de grandes déformations et d'endommagement*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2005.
- F.R.N. Nabarro. Mathematical theory of stationary dislocations. *Advances in Physics*, 1 :269–394, 1952.
- P. Neumann. Fatigue. *Physical Metallurgy*, pages 1554–1593, 1983.
- P. Neumann. Low energy dislocation configurations : a possible key to the understanding of fatigue. *Materials Science and Engineering*, 81 :465–475, 1986.
- P. Neumann and A. Tönnessen. Crack Initiation at Grain Boundaries in FCC Materials. *Strength of Metals and Alloys*, 1 :743–748, 1988.
- J.F. Nye. Some geometrical relations in dislocated crystals. *Acta Metallurgica*, 1 :153–162, 1953.
- K. Obrtlík, T. Kruml, and J. Polák. Dislocation structures in 316L stainless steel cycled with plastic strain amplitudes over a wide interval. *Materials Science and Engineering*, 187 :1–9, 1994.
- N. Osipov. *Génération et calcul d'endommagement de microstructures bainitiques : approche locale intragranulaire de l'endommagement*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2007.
- D. Peirce, R.J. Asaro, and A. Needleman. Material rate dependence and localized deformation in crystalline solids. *Acta Metallurgica*, 31 :1951–1976, 1983.
- N.J. Petch. The cleavage strength of polycrystals. *Journal of Iron and Steel Institute*, 174 :25–28, 1953.
- F.B. Pickering. *Proceedings of the Conference Stainless Steels*, page 2, 1984.
- P. Pilvin. *Approches multiéchelles pour la prévision du comportement anélastique des métaux*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 1990.
- P. Pilvin. *SiDoLo version 2.4 : notice d'utilisation*. Rapport technique de l'École Centrale Paris, 1998.
- J. Polák. On the role of point defects in fatigue crack initiation. *Materials Science and Engineering*, 92 :71–80, 1987.
- J. Polák, T. Lepistö, and P. Kettunen. Surface topography and crack initiation in emerging persistent slip bands in copper single crystals. *Materials Science and Engineering*, 74 :85–91, 1985.
- J. Polák, J. Helesic, and K. Obrtlík. Nucleation stress for persistent slip bands in fatigued copper single crystals. *Materials Science and Engineering*, 101 :7–12, 1988a.
- J. Polák, K. Obrtlík, and P. Liskutin. Mechanisms of fatigue crack initiation. *Materials Science Monographs*, 46 :101–109, 1988b.
- J. Polák, K. Obrtlík, M. Hájek, and A. Vasek. Cyclic stress-strain response of polycrystalline copper in a wide range of plastic strain amplitudes. *Materials Science and Engineering*, 151 :19–27, 1992.
- J. Polák, K. Obrtlík, and M. Hájek. Cyclic plasticity in type 316L austenitic stainless steel. *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 17 :773–782, 1994.
- J. Polák, F. Fardoun, and S. Degallaix. Effective and internal stresses in cyclic straining of 316 stainless steel. *Materials Science and Engineering*, 215 :104–112, 1996a.
- J. Polák, A. Vasek, and K. Obrtlík. Fatigue damage in two step loading of 316L steel, part I, evolution of persistent slip bands. *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 19 :147–155, 1996b.

- J. Polák, F. Fardoun, and S. Degallaix. Analysis of the hysteresis loop in stainless steels, part I, austenitic and ferritic steels. *Materials Science and Engineering*, 297 :144–153, 2001a.
- J. Polák, F. Fardoun, and S. Degallaix. Analysis of the hysteresis loop in stainless steels, part II, austenitic-ferritic duplex steel and the effect of nitrogen. *Materials Science and Engineering A*, 297 :154–161, 2001b.
- J. Polák, J. Man, and K. Obrtlík. AFM evidence of surface relief formation and models of fatigue crack nucleation. *International Journal of Fatigue*, 25 :1027–1036, 2003.
- J. Polák, M. Petre nec, and J. Man. Dislocation structure and surface relief in fatigued metals. *Materials Science and Engineering*, 400 :405–408, 2005.
- J. Polák, J. Man, T. Vystavel, and M. Petre nec. The shape of extrusions and intrusions and initiation of stage I fatigue cracks. *Materials Science and Engineering*, 517 :204–211, 2009.
- E. Rauch. *Études de l'érouissage des métaux, aspect microstructuraux et lois de comportement*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble), 1993.
- E.A. Repetto and M. Ortiz. A micromechanical model of cyclic deformation and fatigue-crack nucleation in fcc single crystals. *Acta Materialia*, 45 :2577–2595, 1997.
- C. Rey and A. Zaoui. Slip heterogeneities in deformed aluminium bicrystals. *Acta Metallurgica*, 28 :687–697, 1980.
- C. Rey and A. Zaoui. Grain boundary effects in deformed bicrystals. *Acta Metallurgica*, 30 : 523–535, 1982.
- C. Robertson, M.C. Fivel, and A. Fissolo. Dislocation substructure in 316L stainless steel under thermal fatigue up to 650 K. *Materials Science and Engineering*, A315 :47–57, 2001.
- L. Saint-Pierre, E. Hérip ré, M. Dexet, J. Crépin, G. Bertolino, and N. Bilger. 3D simulations of microstructure and comparison with experimental microstructure coming from O.I.M analysis. *International Journal of Plasticity*, 24 :1516–1532, 2008.
- S. Sekfali. *Influence de la microstructure sur le comportement local des aciers 16MND5*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2004.
- J.Y. Shu and N.A. Fleck. Strain gradient crystal plasticity : size-dependent deformation of bicrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 47 :297–324, 1999.
- S. Suresh. *Fatigue of materials, second edition*. Cambridge University Press, 2001.
- L. Tabourot. *Loi de comportement élastoviscoplastique d'un monocristal en grandes déformations*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1992.
- G.I. Taylor. The mechanism of plastic deformation, part I, theoretical. *Proceedings of the Royal Society*, A145 :362–387, 1934.
- C. Teodosiu, J.L. Raphanel, and L. Tabourot. Finite element simulation of the large elastoplastic deformation of multicrystals. *Procedia International Seminar Mecamat*, 91 :153–168, 1993.
- J. Thébault. *Étude des mécanismes élémentaires de déformation et de recristallisation d'un superalliage pendant le forgeage et le matriçage*. PhD thesis, École Centrale des Arts et Manufactures (École Centrale Paris), 2009.
- P. Villechaise, L. Sabatier, and J.C. Girard. On slip band features and crack initiation in fatigued 316L austenitic stainless steel : Part 1 : Analysis by electron back-scattered diffraction and atomic force microscopy. *Materials Science and Engineering*, 323 :377–385, 2002.
- J.B. Vogt, S. Degallaix, and J. Foct. Low cycle fatigue life enhancement of 316 L stainless steel by nitrogen alloying. *International Journal of Fatigue*, 6 :211–215, 1984.
- J.B. Vogt, J. Foct, and J.O. Nilsson. Low temperature fatigue of a high nitrogen austenitic steel. *Scandinavian Journal of Metallurgy*, 19 :273–277, 1990.

J.B. Vogt, T. Magnin, and J. Foct. Effective stresses and microstructure in cyclically deformed 316L austenitic stainless steel : effect of temperature and nitrogen content. *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 16 :555–564, 1993.

D. Walgraef and E.C. Aifantis. Dislocation patterning in fatigued metals as a result of dynamical instabilities. *Journal of Applied Physics*, 58 :688–691, 1985.

R. Wang, H. Mughrabi, S. McGovern, and M. Rapp. Fatigue of copper single crystals in vacuum and in air, part I, persistent slip bands and dislocation microstructures. *Materials Science and Engineering*, 65 :219–233, 1984.

G.J. Weng. A micromechanical theory of grain-size dependence in metal plasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 31 :193–203, 1983.

A.T. Winter. A model for the fatigue of copper at low plastic strain amplitudes. *Philosophical Magazine*, 30 :719–738, 1974.

D.E. Witmer, G.C. Farrington, and C. Laird. Changes in strain localization behavior induced by fatigue in inert environments. *Acta Metallurgica*, 35 :1895–1909, 1987.

X. Wu, X. Pan, J.C. Mabon, M. Li, and J.F. Stubbins. An EBSD investigation on flow localization and microstructure evolution of 316L stainless steel for Gen IV reactor applications. *Journal of Nuclear Materials*, 371 :90–97, 2007.

P. Zhang, Q.Q. Duan, S.X. Li, and Z.F. Zhang. Cyclic deformation and fatigue cracking behaviour of polycrystalline Cu, Cu–10 wt% Zn and Cu–32 wt% Zn. *Philosophical Magazine*, 88 : 2487–2503, 2008.

**APPROCHE NON LOCALE EN PLASTICITÉ CRISTALLINE :
APPLICATION À L'ÉTUDE DU COMPORTEMENT MÉCANIQUE DE L'ACIER AISI 316LN EN
FATIGUE OLIGOCYCLIQUE**

Si l'amorçage des fissures de fatigue est aujourd'hui bien compris dans le cas de monocristaux de métaux purs, ce phénomène s'avère plus complexe à cerner et à prédire dans le cas d'alliages métalliques polycristallins tels que l'acier AISI 316LN.

D'un point de vue expérimental, notre étude s'est concentrée sur la caractérisation du comportement mécanique et l'étude, à différentes échelles, des phénomènes liés à l'amorçage des fissures de fatigue oligocyclique dans l'acier 316LN. Pour des niveaux de déformation appliquée de $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ et $0,5\%$, l'adoucissement cyclique observé au cours des essais coïncide avec l'organisation des dislocations sous forme de bandes. Ces bandes se forment suite à l'activation des systèmes de plus haut facteur de Schmid. Elles portent la majeure partie de la déformation et provoquent en surface des intrusions et extrusions favorisant l'apparition et la coalescence de fissures.

D'un point de vue modélisation, nous avons proposé un nouveau modèle de plasticité cristalline intégrant des dislocations géométriquement nécessaires (GND) directement calculés à partir du second gradient de la rotation élastique. Implémenté dans les codes d'éléments finis AbaqusTM et Cast3mTM, ce modèle s'inspire des travaux sur le monocristal en transformation finie de Peirce et al. (1983) et de Teodosiu et al. (1993). Adapté au cas des polycristaux par Hoc (1999) et Eriean (2003), il a été enrichi par l'introduction de GND selon la théorie proposée par Acharya and Bassani (2000). Les simulations réalisées sur des différents types d'agrégats (2D extrudé et 3D) montrent que le prise en compte de GND permet de :

- reproduire les effets de taille de grains au niveau macroscopique et local,
- décrire plus finement les champs de contraintes calculés.

Ces simulations ont aussi permis de mettre en évidence l'influence des matrices d'élasticité et d'écroûissage sur les valeurs et l'évolution des contraintes macroscopiques effectives et cinématiques et le rôle important des conditions aux limites lors des calculs d'agrégats.

MOTS CLÉS : fatigue, amorçage, acier AISI 316LN, bandes de glissement, plasticité cristalline, agrégats multicristallins 2D/3D, dislocations géométriquement nécessaires, approche non local, effet de taille de grains.

**NON LOCAL APPROACH IN CRISTALLINE PLASTICITY :
STUDY OF THE MECHANICAL BEHAVIOUR OF A AISI 316LN STAINLESS STEEL DURING
LOW CYCLE FATIGUE**

If fatigue crack initiation is currently quite well understood for pure single crystals, its comprehension and prediction in cases of polycrystal alloys such as AISI 316LN stainless steel remain complicated.

Experimentally our study focuses on the characterisation of the mechanical behaviour and the study at different scales of the phenomenon leading to low cycle fatigue crack initiation in a 316LN stainless steel. For straining amplitudes of $\Delta\epsilon/2 = 0,3$ and $0,5\%$, the cyclic softening observed during testing could be related to the organisation of dislocations in bands. These bands are formed due to the activation of slip systems having the greatest Schmid's factor and carry the most part of plastic deformation. Their emergence at free surfaces leads to the formation of intrusions and extrusions which help cracks initiate and spread.

Numerically we worked on the mesoscopic scale, proposing a new model of crystalline plasticity. This model integrates geometrically necessary dislocations (GND) directly computed from the lattice curvature. Implemented in the finite elements codes AbaqusTM and Cast3mTM, it is based on the single crystal finite deformation laws of Peirce et al. (1983) and Teodosiu et al. (1993). Extended to polycrystals by Hoc (1999) and Eriean (2003), it has been improved by the introduction of GND (Acharya and Bassani, 2000). The simulations performed on different types of aggregates (2D/3D) have shown that taking GND into account enables :

- the prediction of the grain size effect on a macroscopic and on a local scale,
- a finer computation of local stress field.

The influence of the elasticity and interaction matrices on the values and the evolution of the isotropic and kinematic mean stresses has been shown. The importance of boundary conditions on computed mechanical fields could also be pointed out.

KEYWORDS : fatigue, crack initiation, AISI 316LN stainless steel, slip bands, crystalline plasticity, 2D/3D polycrystalline aggregate, geometrically necessary dislocations, non local approach, grain size effect.
