



HAL
open science

Comportement et endommagement des aciers austeno-ferritiques vieillis : une approche micromécanique

Stéphane Bugat

► **To cite this version:**

Stéphane Bugat. Comportement et endommagement des aciers austeno-ferritiques vieillis : une approche micromécanique. Mécanique [physics.med-ph]. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2000. Français. NNT : . tel-00005650

HAL Id: tel-00005650

<https://pastel.hal.science/tel-00005650>

Submitted on 5 Apr 2004

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.

Résumé

Les aciers austéno-ferritiques sont employés dans le circuit primaire des centrales nucléaires REP. A la température de fonctionnement (320°C), ils sont sujet à un vieillissement lent, qui conduit à la fragilisation de la phase ferritique. Cette fragilisation entraîne une chute des propriétés mécaniques, en particulier de la résistance à la déchirure des aciers austéno-ferritiques.

L'endommagement et la rupture des aciers austéno-ferritiques avaient été abordés à l'ENSMP lors des thèses de P. Joly (1992) et de L. Devillers-Guerville (1998). Ces travaux ont permis de mettre en évidence une hétérogénéité de l'endommagement, qui induit une forte dispersion sur les ductilités et les ténacités ainsi que des effets d'échelle. Des modélisations incluant les cinétiques de germination de l'endommagement mesurées expérimentalement, ont permis de rendre compte de ces effets. Toutefois, elles ne considéraient pas le caractère biphasé du matériau, et n'intégraient pas de plus de modèle physique de germination des fissures de clivage apparaissant dans la ferrite fragilisée. Nous proposons dans cette étude une description du matériau permettant de traiter ces aspects, tout en autorisant le calcul de structure. Dans une première partie, le matériau est étudié. L'utilisation de l'EBSD permet de préciser la morphologie complexe de ces aciers, ainsi que les relations d'orientation cristallographiques entre les deux phases. Il est en outre montré que les deux phases conservent la même orientation cristalline dans des zones, appelées *bicristaux*, dont la taille varie entre $500\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$. L'étude des lignes de glissement, couplée à l'EBSD, permet également de préciser les modes de déformation des deux phases. Enfin, des essais de traction et de traction-compression à diverses amplitudes de déformations sont effectués afin de caractériser le comportement mécanique macroscopique de ces matériaux.

Cette première partie permet ensuite de proposer une modélisation micromécanique du comportement du matériau. Celle-ci prend en compte les trois échelles identifiées au chapitre précédent. La première échelle, correspondant aux lattes, est décrite comme un monocristal, dont le comportement comprend à la fois un écrouissage isotrope et cinématique. La deuxième, le bicristal, est représenté soit par une simulation par éléments finis sur un motif représentatif (en particulier tenant compte de la percolation des deux phases), soit par un modèle à champs moyens phénoménologique ajusté sur la simulation EF. La troisième, le poly-bicristal, représente l'agrégat de bicristaux, et est modélisé par des modèles classiques de polycristaux. Les différents paramètres du modèle sont identifiés sur les essais de traction monotone et de traction-compression.

L'endommagement est ensuite abordé. L'observation montre que les fissures de clivage apparaissent préférentiellement à l'intersection de deux bandes de glissement de la ferrite. Ces observations conduisent à proposer un modèle de type Cottrell pour représenter l'apparition du clivage. Ce modèle déterministe est ensuite étendu pour pouvoir rendre compte de la cinétique de germination. Il inclut à la fois un terme en contrainte et un terme en déformation, ces deux quantités étant calculées à partir du modèle micromécanique et de paramètres microstructuraux.

On définit par la suite une densité de fissures de clivage pour chacun des trois plans de clivage de la ferrite. L'endommagement est donc anisotrope et peut être représenté par un tenseur de dommage d'ordre 4. Un modèle simple de couplage, tenant compte du tenseur de dommage, est proposé. Puis, la rupture finale est représentée par le critère de Thomason, qui décrit la coalescence des microfissures par ruine plastique des ligaments les séparant. L'ensemble du modèle d'endommagement est également implanté dans le code de calcul.

Finalement, le modèle complet (comportement et endommagement) est employé pour modéliser le poly-bicristal endommageable, et pour simuler des petites éprouvettes de tractions ainsi que des éprouvettes entaillées testées en traction in-situ sous MEB.

Avant-propos

Memento finis

ou “connais tes limites et rappelle-toi ta fin”

– Devise des templiers –

Ce étude a été effectuée au Centre des Matériaux de l’Ecole des Mines de Paris, en collaboration avec le département Etude des Matériaux d’EDF.

Je tiens à remercier l’ensemble des membres du jury d’avoir accepté d’examiner ce travail, et tout particulièrement les deux rapporteurs, MM. Yves Bréchet et Pierre Gilormini. Les travaux relatifs de chacun des membres de ce jury ont, pour une large part, inspirés les modèles utilisés dans cette étude. C’est dire s’il est agréable de pouvoir réunir des personnes qui, parfois, ont pu passer du temps pour éclaircir certains points et guider directement certaines orientations choisies au cours de la thèse.

Une thèse ne se fait pas non plus sans mentor(s). De la même façon que les rhénans du moyen-âge avaient leurs “Maîtres” mystiques, comme Eckhart, sans attacher à ce mot de notion hiérarchique, j’ai eu la chance d’avoir deux directeurs de thèse qui méritent largement cette appellation. Plus encore que la programmation en C++, le traitement de texte \LaTeX , le joies d’Unix ou de Linux, Jacques Besson m’a inculqué un mode de pensée, une façon d’aborder les problèmes scientifiques que, j’espère, je conserverai. André Pineau a lui su distiller ses conseils éclairés, fruits d’une expérience et d’une culture inégalées, tout au long de la thèse.

Les relations avec le partenaire industriel de cette étude, représenté par Sylvie Jayet-Gendrot puis par Nicolas Verdière, ont également été fructueuses. Il est rare de voir un industriel participer à une école d’été du CNRS sur les méthodes d’homogénéisation en mécanique des matériaux afin de suivre tous les détails du travail en cours. Gageons que cet état d’esprit perdurera à la division R&D d’EDF.

La partie expérimentale de cette étude n’a pu être menée à bien que grâce au concours de personnalités incontournables au Centre des Matériaux. Je pense notamment à Anne-Françoise Gourgues, et aux longues soirées passées sur les cartographies EBSD, ainsi que sur l’étude des relations cristallographiques. Je tiens également à remercier toute l’équipe de François Grillon : Maria Simoes pour les essais de traction in-situ et pour les observations micrographiques, et Franck N’Guyen pour le dépôt de grilles et l’analyse d’images. Enfin, merci à René Lopicéro qui m’a guidé pour les essais oligo-cycliques.

Pour la partie théorique, j’ai pu apprécier la disponibilité de Samuel Forest et Georges Cailletaud, pour la modélisation de la déformation du monocristal et les méthodes d’homogénéisation, et Amine Benzerga, pour la mécanique des milieux poreux et les approches variationnelles.

Contrairement à l’image grand public du chercheur fou, isolé en blouse blanche dans son laboratoire, le travail dans un laboratoire de recherche est grandement dépendant de l’ambiance qui y règne. Le lien social est l’appui du chercheur, surtout en période de doute (qui sont régulières!). L’ensemble des thésards du Centre ont contribué par leur enthousiasme, et de façon indirecte, à l’élaboration de cette thèse. Je pense en particulier aux membres de l’équipe MM (Agathe, Astrid, Benoît, Fazilay, Luc, Nicolas, Rodolphe, Stéphane, Sylvain, Virginie).

Je remercie également M. J.-P. Trottier, directeur du Centre, pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans son laboratoire.

Finalement, une pensée pour toute ma famille, qui m'a soutenu sans faillir pendant ces trois années, et à qui je dédie cette thèse.

Table des matières

I	Introduction générale	9
I.1	Contexte industriel	10
I.2	Etat de la recherche	13
I.2.1	Suivi du vieillissement	13
I.2.2	Caractérisation mécanique du vieillissement	13
I.2.3	Observations	13
I.2.4	Modélisation	14
I.3	Démarche proposée	15
	Bibliographie	17
II	Caractérisation des matériaux	19
II.1	Caractérisation microstructurale	22
II.1.1	Compositions, élaborations, microstructures	22
II.1.2	Analyse des orientations cristallographiques	30
II.1.3	Identification des modes de déformation	45
II.2	Caractérisation mécanique	54
II.2.1	Essais réalisés	54
II.2.2	Résultats	58
II.2.3	Discussion	66
	Bibliographie	68
III	Modélisation micromécanique du comportement	71
III.1	Introduction	74
III.1.1	Les trois échelles de microstructure	74
III.1.2	Les méthodes d'homogénéisation	75
III.1.3	La procédure utilisée	79
III.2	Echelle 1 : les lattes monocristallines	82
III.2.1	Elasticité	82
III.2.2	Modélisation du comportement plastique des monocristaux	83
III.3	Echelle 2 : le bicristal	86
III.3.1	Motif représentatif	86
III.3.2	Optimisation du MCM	98
III.4	Echelle 3 : le poly-bicristal	104
III.4.1	Modèles choisis	104
III.4.2	Identification	105

III.5	Résultats	107
III.5.1	Paramètres d'écrouissage optimisés	107
III.5.2	Interprétations	112
III.6	Autres utilisations possibles du modèle micromécanique	114
	Bibliographie	115
IV	Essais micromécaniques	119
IV.1	Techniques expérimentales	122
IV.1.1	Eprouvettes	122
IV.1.2	Dépôt de grilles	126
IV.1.3	Analyse des grilles	129
IV.1.4	Traction <i>in-situ</i>	131
IV.2	Cartographies EBSD	133
IV.3	Résultats des essais	138
IV.3.1	Eprouvettes lisses	138
IV.3.2	Eprouvettes entaillées	144
IV.3.3	Eprouvettes de fissuration	151
IV.4	Discussion	156
IV.4.1	Effets d'échelle et d'orientation	156
IV.4.2	Germination de l'endommagement	159
	Bibliographie	169
V	Modélisation de la germination et du comportement endommagé	171
V.1	Modélisation de la germination	174
V.1.1	Origine du clivage dans la ferrite	174
V.1.2	Proposition de modèle de germination	177
V.1.3	Calage et mise en œuvre du modèle de germination	187
V.1.4	Applications du modèle de germination	191
V.2	Modèle de couplage comportement–endommagement	201
V.2.1	Cadre du modèle	201
V.2.2	Définition du tenseur de dommage	203
V.2.3	Autre définition du dommage	205
V.2.4	Cas du multiclivage	206
V.2.5	Mise en œuvre numérique	206
V.3	Coalescence et Rupture	208
V.3.1	Adaptation du modèle de Thomason	208
V.3.2	Application au cas du Y4331	210
V.3.3	Prise en compte numérique de la coalescence	211
V.4	Applications du modèle	214
V.4.1	Traction / Compression du Y4331	214
V.4.2	Simulation des éprouvettes <i>in-situ</i>	215
	Bibliographie	223

VI	Conclusion Générale	225
VI.1	Résumé du mémoire	225
VI.2	Application pratique	228
VI.2.1	Evaluation du comportement	228
VI.2.2	Evaluation des taux de germination	228
VI.3	Perspectives	231
VI.3.1	Etudes paramétriques	231
VI.3.2	Etudes mécaniques	231
VI.3.3	Applications futures	231
A-I	Moyens expérimentaux	233
A-I.1	Informations EBSD	234
A-I.1.1	Principe	234
A-I.1.2	Caractéristiques de l'appareillage utilisé	234
A-I.1.3	Traitement de l'information	234
A-I.2	Préparation des échantillons	235
A-II	Résultats expérimentaux	237
A-II.1	Résultats des essais de traction-compression	238
A-II.2	Analyse des tailles de lattes	247
A-II.3	Calcul du diamètre moyen des fissures de clivage	250
A-III	Conventions	253
A-III.1	Conventions sur les orientations des cristaux	254
A-III.1.1	Définition de la matrice d'orientation	254
A-III.1.2	Définition de la paire axe/angle	254
A-III.1.3	Calcul de la désorientation entre deux cristaux	255
A-III.2	Listes d'angles d'Euler	255
A-III.2.1	24 variants d'austénite	255
A-III.2.2	Polycristal isotrope	255
A-III.3	Petites rotations de réseau pour le monocristal	258
A-IV	Etudes et Développement de modèles	259
A-IV.1	Effet de pression	260
A-IV.1.1	Choix du motif de l'étude	260
A-IV.1.2	Résultats des simulations	262
A-IV.1.3	Discussion	264
A-IV.2	Déformation plastique de la ferrite	267
A-IV.3	Modèle de Mori-Tanaka sécant	269
A-IV.3.1	Cas de la traction	269
A-IV.3.2	Validation sur simulations E.F.	270
A-IV.4	Approche variationnelle pour monocristal poreux	276
A-IV.4.1	Introduction	276
A-IV.4.2	Cas d'un monocristal visqueux	276

A-V	Mises en œuvre numériques	281
A-V.1	Multimat	282
A-V.2	Modèle de germination	286
A-V.3	Couplage comportement–endommagement	287
	Bibliographie	289

Chapitre -I-

Introduction générale

Sommaire

I.1	Contexte industriel	10
I.2	Etat de la recherche	13
I.2.1	Suivi du vieillissement	13
I.2.2	Caractérisation mécanique du vieillissement	13
I.2.3	Observations	13
I.2.4	Modélisation	14
I.3	Démarche proposée	15
	Bibliographie	17

I.1 Contexte industriel

Dans la filière électronucléaire, mise en place en France et exploitée par E.D.F., le circuit primaire des réacteurs à eau sous pression est un des éléments les plus sensibles au niveau de la production et de la sécurité. Il assure en effet, grâce à une circulation d'eau en boucle, le refroidissement du coeur du réacteur, et le transfert de l'énergie thermique aux générateurs de vapeur (voir figure I.1). La composition de ce circuit primaire inclue la cuve du réacteur, le pressuriseur à chauffage électrique chargé de réguler la pression, et quatre boucles de transfert de chaleur. Ces boucles, a priori indépendantes, comprennent chacune une pompe chargée de la circulation de l'eau et un générateur de vapeur.

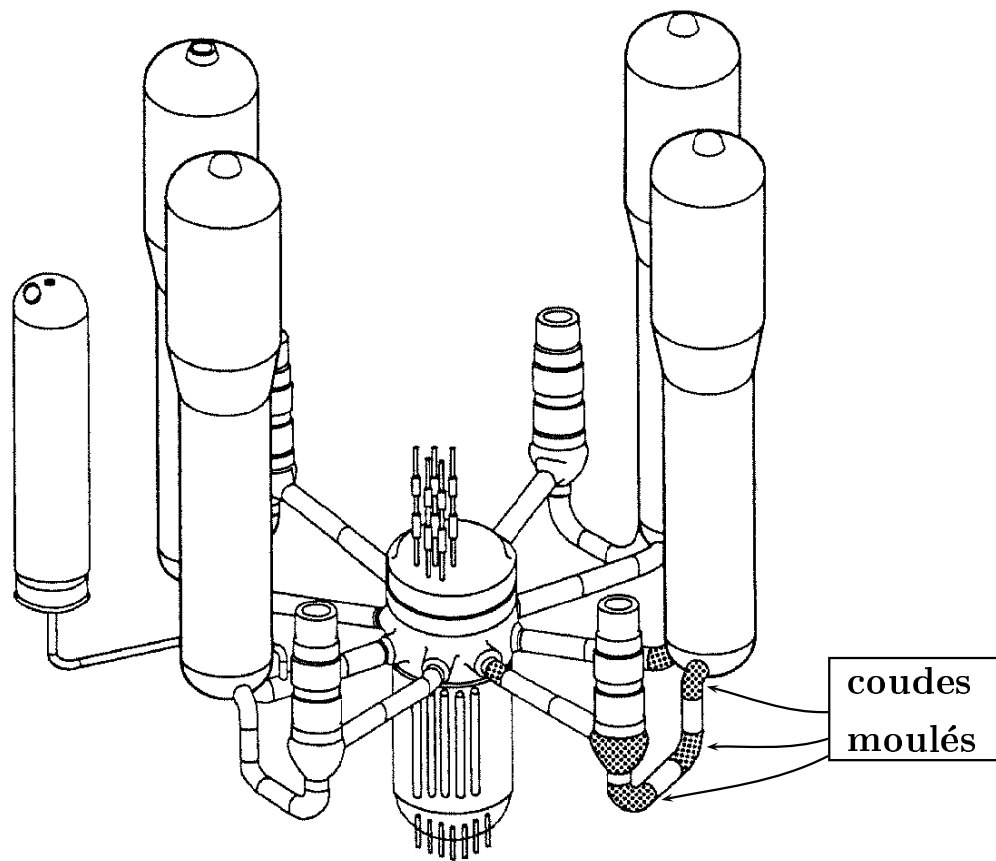


FIG. I.1 – Schéma du circuit primaire d'un réacteur à eau pressurisée. Les coudes et tubes moulés sont en aciers austéno-ferritiques.

La tuyauterie de liaison, qui est la partie qui nous intéresse plus particulièrement ici, est soumise aux conditions de service suivantes : pression de 150 bars, température de 285 °C pour la branche froide et 325 °C pour la branche chaude. Les tubulures et coudes sont élaborés en aciers inoxydables austéno-ferritiques. Ces aciers appartiennent aux nuances CF8 ou CF8M. Ils combinent des propriétés de moulabilité intéressantes, et de résistance à la corrosion, grâce à la phase ferritique qui agit comme un piège à impuretés, ainsi qu'une bonne tenue mécanique apportée par la phase austénitique.

Cependant, lorsqu'elle est soumise aux conditions de service précédemment décrites, la phase ferritique subit un vieillissement connu sous le nom de "fragilisation à 475 °C" dans les alliages Fe–Cr. Ce vieillissement structural se caractérise par l'apparition d'une phase α' riche en chrome, qui contribue au durcissement de la phase ferritique, mais surtout à une diminution importante de la résistance mécanique de l'acier. Ainsi, la résilience Charpy du matériau peut elle passer de 20 daJ/cm² à l'état initial à 2 daJ/cm² pour de forts vieillissements [Devillers-Guerville et al., 1997].

Les études précédentes ont montré en effet que le vieillissement était associé à un changement des modes de déformation et d'endommagement de l'acier [Joly, 1992, Verhaeghe et al., 1997b, Devillers-Guerville, 1998] : lors d'une sollicitation, il y a apparition de fissures de clivage dans la phase ferritique, qui sont enrobées dans la phase austénitique. Ces fissures germent au fur et à mesure de la déformation, croissent plastiquement dans l'austénite, puis coalescent pour conduire à la ruine finale du matériau. Le mode de rupture de l'acier s'apparente donc à une déchirure ductile à bas niveau d'énergie.

Les observations ont montré que cet endommagement n'est pas homogène : les fissures de clivage sont regroupées généralement en amas de taille millimétrique. Un exemple d'amas de fissures, entouré de zones saines, est donné sur la figure I.2. De plus, les mesures de taux de germination locaux montrent qu'ils sont environ proportionnels à la déformation plastique macroscopique. La grande dispersion des taux de germination est également une des caractéristiques fondamentales de l'endommagement du matériau (voir, par exemple, [Joly, 1992] et [Devillers-Guerville, 1998]).

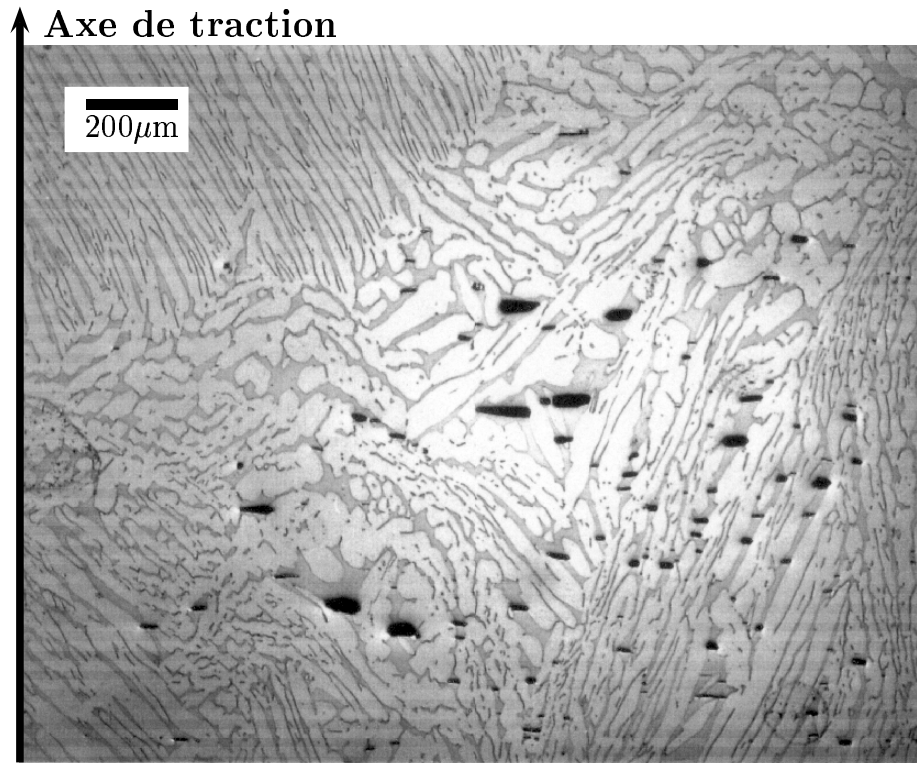


FIG. I.2 – Amas (de taille millimétrique) de fissures de clivage entouré de zones parfaitement saines. La phase claire correspond à l'austénite, la phase foncée à la ferrite. D'après [Joly, 1992].

I.2 Etat de la recherche

I.2.1 Suivi du vieillissement

En ce qui concerne les cinétiques de vieillissement de la ferrite, qui avaient été sous-estimées à 320 °C, on dispose actuellement de lois plus précises en fonction de la composition exacte et du traitement thermique appliqué à l'acier [Pumphrey et Akhurst, 1990, Bonnet, 1990].

Plusieurs travaux achevés ou en cours traitent des méthodes de suivi *in-situ* du vieillissement : notamment par ultra-microdureté instrumentée [Soro, 1997]. Actuellement, des prélèvements directs dans les zones de surépaisseur de mini-éprouvettes CT sont effectués par E.D.F. qui suit ainsi la variation de la ténacité [Jayet-Gendrot et al., 1998].

Cependant, les effets d'échelle sont très importants pour la taille de ces mini-CT ce qui donne une grande dispersion des mesures.

I.2.2 Caractérisation mécanique du vieillissement

Les équivalences entre résilience et ténacité pour les aciers vieillis ont été déterminés par L. Devillers-Guerville [Devillers-Guerville et al., 1997, Devillers-Guerville, 1998]. Cette dernière a étudié notamment l'influence de la triaxialité sur la rupture d'éprouvettes entaillées, ainsi que les effets d'échelle.

I.2.3 Observations

a) Microstructure des aciers austéno-ferritiques

Jusqu'à la mise au point récente de la technique EBSD, qui permet d'obtenir l'orientation surfacique d'un cristal en utilisant la diffraction des électrons rétrodiffusés, il n'avait pas été possible d'étudier précisément la corrélation entre la microstructure de ces aciers et l'orientation locale des phases. Verhaeghe [Verhaeghe, 1995] a pu la première vérifier les relations d'orientation cristallographiques existant entre les deux phases grâce à cette technique, et également donner quelques informations sur la morphologie des grains.

b) Modes de déformation

Les modes de déformations des phases austénitiques et ferritiques ont maintenant été correctement caractérisés. Les premières observations ont été effectuées en microscopie optique et électronique par Duval [Duval, 1992] et Joly [Joly, 1992]. Elles ont mises en évidence le caractère homogène du glissement dans la phase austénitique, et localisé dans la phase ferritique vieillie. Depuis, une caractérisation plus poussée a été faite par B. Verhaeghe [Verhaeghe, 1995, Verhaeghe et al., 1997b] en microscopie électronique à transmission, en particulier dans le domaine de la transmission du glissement de l'austénite à la ferrite.

c) Germination de l'endommagement

Les travaux de P. Joly [Joly et al., 1990] ont permis de préciser une origine possible de l'hétérogénéité de l'endommagement. Il a en effet corrélié les amas de taille millimétrique aux grains austénitiques, et tenté d'interpréter en terme d'orientation cristallographique de l'austénite la présence ou non de clivage dans la zone considérée. En ce qui concerne les taux

de germination locaux, qui sont nécessaires pour alimenter toute modélisation, seules des mesures expérimentales sur masque [Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998] ont été effectuées. La dispersion de ces taux de germination n'a pas encore été interprétée.

I.2.4 Modélisation

a) Comportement micromécanique

Le comportement micromécanique de ces aciers est étudié depuis quelques années, toujours en vue de déterminer les contraintes moyennes dans la ferrite qui sont essentielles pour la rupture. B. Verhaeghe [Verhaeghe et al., 1996] utilise ainsi un modèle de Voigt pour relier les déformations entre les deux phases, ce qui lui permet en utilisant des lois de comportement simplifiées de déterminer la contrainte d'écoulement de la ferrite. Weng [Weng, 1991] applique une méthode autocohérente plus sophistiquée pour modéliser le comportement. Enfin, dans le cas du comportement cyclique thermique, Siegmund *et al.* [Siegmund et al., 1995] évaluent la contrainte interne dans la phase ferritique en fonction de l'histoire thermique subie par le matériau et d'un paramètre morphologique. Dans tous les cas, ces modèles ne tiennent pas compte de l'aspect cristallographique local des phases ni de leur morphologie réelle.

b) Germination de l'endommagement

Plusieurs lois de germination de l'endommagement ont été proposées. Aucune n'a jusqu'à présent tenté de modéliser les phénomènes à l'origine de l'apparition des fissures de clivage dans la ferrite.

Verhaeghe [Verhaeghe et al., 1997a] propose une loi dépendante de la contrainte interne dans la phase ferritique. Cette modélisation ne tient cependant pas compte de l'aspect cristallographique local de la ferrite.

Devillers-Guerville [Devillers-Guerville, 1998] considère les lois de germination déterminées de façon expérimentales par Joly [Joly et al., 1992], et intègre une distribution spatiale aléatoire de taux de germination. Elle reproduit ainsi l'hétérogénéité de germination de l'endommagement, mais ne considère pas les aspects cristallographiques locaux.

Mcirdi [Mcirdi, 2000] utilise en revanche une loi de germination dépendante de la contrainte normale au plan de clivage de la phase ferritique. Cette loi est tirée d'observations expérimentales. Mais son matériau très vieilli ne permet pas de tirer des conclusions générales quant aux paramètres influents sur la germination.

c) Couplage comportement-endommagement

Pour la modélisation de la rupture de ces aciers vieillis, plusieurs modèles existent qui dérivent tous d'une approche différente.

Le modèle proposé par Verhaeghe [Verhaeghe et al., 1997a] combine phénoménologie et observations : il fait intervenir des longueurs caractéristiques du matériau, mais ne tient pas compte de l'hétérogénéité de l'endommagement, de la cristallographie locale des phases, ni du type de chargement.

Deux modélisations utilisant des modèles plus fins de rupture ductile ont été proposées : C. Duval [Duval, 1992] a ainsi utilisé le modèle de Rousselier [Rousselier, 1987] couplé

à un critère d'amorçage et de propagation, sans tenir compte de la germination des fissures de clivage. Les limites d'un tel modèle sont rapidement atteintes pour les fortes triaxialités. De même, L. Devillers–Guerville [Devillers–Guerville, 1998] utilise le modèle de Gurson–Tvergaard–Needleman, modifié en tenant compte de l'aspect aléatoire des taux de germination locaux. La dispersion des taux de germination est alors introduite par des mesures expérimentales. C'est jusqu'à présent le modèle le plus apte à représenter l'ensemble des essais de déchirure appliqués à ces matériaux vieillis, mais il n'explique pas l'hétérogénéité de l'endommagement et utilise une loi de comportement isotrope pour un matériau biphasé dont la taille de grain est millimétrique.

Dans l'ensemble, ces modèles ne sont pas assez prédictifs. En particulier, l'effet des paramètres morphologiques sur la rupture (taille et morphologie des phases par exemple), de l'orientation cristalline des phases, et des modes de déformation de la phase ferritique ne sont pas étudiés. Nous nous proposons donc de fournir dans cette étude une modélisation complète du comportement et de l'endommagement de ces aciers en utilisant les approches micromécaniques.

I.3 Démarche proposée

L'objectif de cette étude consiste donc à expliquer les hétérogénéités d'endommagement, et à prédire les taux de germination des aciers austéno–ferritiques vieillis. Pour cela, il faut tenir compte des aspects particuliers de la microstructure de ces matériaux : nous verrons en effet que l'on peut distinguer trois échelles de microstructure, et que la morphologie de ces aciers est complexe puisque les deux phases sont bipercolées.

Cette étude s'inscrit également dans un cadre plus général, qui est celui de la modélisation du comportement et de l'endommagement des matériaux biphasés. La démarche qui va être exposée pourrait en effet s'appliquer à d'autres matériaux, comme par exemple les alliages Ti–Al utilisés dans l'aéronautique [Lebensohn et al., 1998, Werwer et Cornec, 2000].

Le plan de ce mémoire suit la démarche que nous avons mise en oeuvre afin de modéliser de façon satisfaisante le comportement et l'endommagement des aciers austéno–ferritiques vieillis.

Le chapitre II est divisé en deux parties. La première est consacrée à une étude plus approfondie de la microstructure de ces matériaux, nécessaire afin de déterminer les échelles pertinentes pour alimenter la modélisation mécanique. Il s'agira de mieux connaître la morphologie et l'orientation locale de chaque phase, de vérifier les relations d'orientation cristallographique qui les unissent, et de corrélérer orientation et morphologie. Cette étude précisera également les modes de déformation des deux phases, afin de justifier les choix du modèle micromécanique. Dans la deuxième partie, nous caractériserons le comportement mécanique en traction et traction–compression de toute une gamme de matériaux vieillis ; ces essais serviront de base expérimentale à la modélisation micromécanique du comportement.

Le chapitre III décrit le modèle micromécanique utilisé. La modélisation de chacune des échelles de microstructure déterminée au chapitre II est détaillée afin de prendre en compte la morphologie locale des phases considérées, ainsi que leur comportement élastoviscoplastique. Les paramètres des lois de comportement de chaque phase sont identifiés pour chaque matériau via une procédure d'optimisation entre le modèle et des essais de traction et de

traction–compression. L’objectif de ce modèle est de fournir un état de contrainte et de déformation réaliste dans chaque phase au cours d’un chargement quelconque.

Le modèle micromécanique décrit au chapitre III fournit beaucoup d’informations, et il est nécessaire de déterminer lesquelles sont pertinentes pour la modélisation de la germination de l’endommagement. Une campagne d’essais micromécaniques, présentés dans le chapitre IV, va donc servir de base à une approche expérimentale micromécanique, dont les objectifs sont les suivants : d’une part, de valider le modèle micromécanique, d’autre part, d’observer les interactions entre modes de déformations locaux, de déterminer l’origine microplastique de l’endommagement, et de corrélérer le clivage avec la microstructure.

Le chapitre V sera consacré à la modélisation de la germination, du comportement endommagé et de la rupture des aciers austéno–ferritiques vieillis. Dans un premier temps, les phénomènes à l’origine de l’apparition de l’endommagement dans la phase ferritique seront mis en équation. Le modèle de germination défini devra à la fois introduire les paramètres microstructuraux du matériau (longueurs caractéristiques), utiliser les résultats du modèle micromécanique (contraintes et déformations dans chaque phase) et finalement prédire les taux de germination et donner une explication à leur dispersion. Puis, un modèle de couplage simple sera proposé. Il intégrera à la fois l’aspect anisotrope de l’endommagement mais aussi les hétérogénéités de germination, puisqu’il sera couplé au modèle micromécanique et au modèle de germination. Dans une troisième partie de ce chapitre, nous modéliserons la coalescence et la rupture à l’échelle microscopique en appliquant un modèle classique de coalescence, qui permettra d’estimer les valeurs de certains paramètres gouvernant la rupture. Enfin, ces modèles seront mis en œuvre numériquement dans une dernière partie, afin de pouvoir comparer les essais de traction *in-situ* effectués au chapitre IV avec des simulations E.F.

Bibliographie

- BONNET (1990). *Relationship between mechanical properties of steels and metallurgical and aging parameters*. Materials Science and Technology, vol. 6, pp 224–228.
- DEVILLERS-GUERVILLE L. (1998). *Rupture d'aciers inoxydables austéno-ferritiques moulés, fragilisés par vieillissement à 350–400°C: Aspects microstructuraux - Simulation numérique de la dispersion et des effets d'échelle*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- DEVILLERS-GUERVILLE L., BESSON J., ET PINEAU A. (1997). *Notch fracture toughness of a cast duplex stainless steel: modelling of experimental scatter and size effect*. Nuclear Engineering and Design, vol. 168, pp 211–225.
- DUVAL C. (1992). *Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers austéno-ferritiques vieillis*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris.
- JAYET-GENDROT S., OULD P., ET MEYLOGAN T. (1998). *Fracture toughness assessment of in-service aged primary circuit elbows using mini-CT specimens taken from outer skin*. Nuclear Engineering and Design, vol. 184, pp 3–11.
- JOLY P. (1992). *Etude de la rupture d'aciers inoxydables fragilisés par vieillissement à 400°C*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- JOLY P., COZAR R., ET PINEAU A. (1990). *Effect of crystallographic orientation of austenite on the formation of cleavage cracks in ferrite in an aged duplex stainless steel*. Scr. Metall. Mater., vol. 24, pp 2235–2240.
- JOLY P., MEYZAUD Y., ET PINEAU A. (1992). *Micromechanisms of fracture of an aged duplex stainless steel containing a brittle and a ductile phase: development of a local criterion of fracture*. In: Advances in fracture/damage models for the analysis of engineering problems, éd. Giovanola J., pp 151–180. ASME.
- LEBENSOHN R., UHLENHUT H., HARTIG C., ET MECKING H. (1998). *Plastic flow of γ -TiAl-based polysynthetically twinned crystals: micromechanical modeling and experimental validation*. Acta Mater., vol. 46, pp 4701–4709.
- MCIRDI L. (2000). *Comportement et endommagement sous sollicitation mécanique d'un acier austéno-ferritique moulé vieilli*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers.
- PUMPHREY P.H. ET AKHURST K.N. (1990). *Aging kinetics of CF3 steel in range 300–400°C*. Materials Science and Technology, vol. 6, pp 211–219.
- ROUSSELIER G. (1987). *Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture*. Nuclear Engineering and Design, vol. 105, pp 97–111.
- SIEGMUND T., WERNER E., ET FISCHER F. (1995). *On the thermomechanical deformation behavior of duplex-type materials*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 43 n° 4, pp 495–532.
- SORO J.-M. (1997). *Etude du vieillissement et de la fragilisation d'aciers inoxydables austéno-ferritiques. Mise en oeuvre de l'essai de microindentation instrumentée*. Thèse de Doctorat, Institut Nationale Polytechnique de Lorraine.
- VERHAEGHE B. (1995). *Etude microstructurale des modes de déformation et de rupture d'un acier austéno-ferritique vieilli thermiquement*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

- VERHAEGHE B., BRÉCHET Y., LOUCHET F., MASSOUD J.P., ET TOUZEAU D. (1996). *Internal Stresses in an Austenoferritic Duplex Stainless Steel*. Phys. Stat. Sol. (a), vol. 153, pp 47.
- VERHAEGHE B., LOUCHET F., BRÉCHET Y., ET MASSOUD J.P. (1997a). *Damage and rupture mechanisms in an austenoferritic duplex steel*. Acta Metall., vol. 45 n° 5, pp 1811–1819.
- VERHAEGHE B., LOUCHET F., DOISNEAU-COTTIGNIES B., ET BRÉCHET Y. (1997b). *Micromechanisms of deformation of an austenoferritic duplex stainless steel*. Philosophical Magazine A, vol. 76 n° 5, pp 1079–1091.
- WENG G.J. (1991). *The overall elastoplastic stress-strain relations in dual phase metals*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 38 n° 3, pp 419–441.
- WERWER M. ET CORNEC A. (2000). *Numerical simulation of plastic deformation and fracture in polysynthetically twinned (PST) crystals of TiAl*. Computational Material Science (accepted), vol. .

Chapitre -II-

Caractérisation des matériaux

Sommaire

II.1	Caractérisation microstructurale	22
II.1.1	Compositions, élaborations, microstructures	22
II.1.2	Analyse des orientations cristallographiques	30
II.1.3	Identification des modes de déformation	45
II.2	Caractérisation mécanique	54
II.2.1	Essais réalisés	54
II.2.2	Résultats	58
II.2.3	Discussion	66
	Bibliographie	68

Ce chapitre est consacré à la description des différents matériaux de l'étude. Par matériaux différents, nous entendons des matériaux ayant soit une composition chimique différente, soit une texture différente, soit un degré de vieillissement différent. La description des mécanismes mis en jeu dans le vieillissement de la phase ferritique ne sera pas détaillée. Le lecteur pourra cependant se reporter à [Duval, 1992, Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998] pour de plus amples précisions.

La première partie sera dévolue à la caractérisation microstructurale de ces aciers. La composition chimique, la texture, la microstructure des aciers étudiés sera détaillée; puis, une étude des relations cristallographiques entre les phases ferritiques et austénitiques sera menée. Des informations sur la corrélation entre orientation cristallographique et morphologie des phases seront présentées. Enfin, les modes de déformation relatifs à chaque phase seront précisés.

La caractérisation mécanique des aciers vieillis fera l'objet de la seconde partie. Des essais de traction et de traction-compression, effectués sur l'ensemble des matériaux, permettront de mettre en évidence certains effets atypiques de ces aciers et de donner quelques informations sur le comportement de chaque phase.

Notations utilisées dans ce chapitre :

$\mathcal{R}, \mathcal{T}, \mathcal{L}$	Axes radial, tangentiel et longitudinal du tube moulé Y4331
$\mathcal{L}-\mathcal{T}$	Plan défini par les axes \mathcal{L} et \mathcal{T}
\mathcal{LT}	Direction à 45° des axes \mathcal{L} et \mathcal{T}
$\mathcal{R}_{\text{OIM}}, \mathcal{T}_{\text{OIM}}, \mathcal{N}_{\text{OIM}}$	Axes radial, tangentiel et normal de l'EBSD

a	Paramètre de maille du réseau cristallin
T_a	Température athermique
CI	Indice de confiance sur l'orientation cristalline d'un pointé
IQ	Indice de qualité d'image (cliché EBSD)
θ_{\min}	Angle minimal de désorientation entre deux pointés voisins
CI _{min}	Indice de confiance minimal pour un pointé
S	Surface minimal d'un grain

F	Force imposée lors de l'essai de traction
S	Section de la zone utile de l'éprouvette
$L_0, \Delta L$	Longueur initiale et allongement de l'éprouvette au cours de l'essai
σ_i	Partie isotrope de l'érouissage
σ_c	Partie cinématique de l'érouissage

CC	Cubique Centré
CFC	Cubique à Faces Centrées
EBSD	Electron Back Scattering Diffraction
EFE	Energie de Faute d'Empilement
KCU	Résilience Charpy entaille en U
KS	Relations d'orientation cristallographique de Kurdjumov–Sachs
MET	Microscopie électronique à transmission
NW	Relations d'orientation cristallographique de Nishiyama–Wassermann
VER	Volume Elementaire Représentatif

II.1 Caractérisation microstructurale

II.1.1 Compositions, élaborations, microstructures

Les matériaux étudiés sont issus de deux coudes différents, le coude EK et le Coude n°1, et d'un tube, identifié par son numéro de coulée, le Y4331. Le tableau II.1 précise pour ces deux coudes et pour le tube leur mode d'élaboration. Le tube Y4331 ainsi que le coude EK ont par ailleurs été particulièrement étudiés par [Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998]. Le diamètre intérieur du tube Y4331 varie de 30 cm à 32 cm, le diamètre extérieur étant de 40 cm. Il faut essentiellement remarquer que ce tube est élaboré par centrifugation, ce qui confère comme l'a par ailleurs remarqué P. Joly une orientation préférentielle de la ferrite selon les axes radial (\mathcal{R}), longitudinal (\mathcal{L}), et tangentiel (\mathcal{T}) du tube. Les dimensions du coude EK sont données sur la figure II.1.

La composition chimique de ces trois matériaux, ainsi que leur teneur en ferrite mesurée au sigmamètre, sont données dans le tableau II.2. On notera que les teneurs en chrome et nickel sont sensiblement identiques. La différence au niveau des teneurs en carbone, quoique faible, peut cependant avoir des conséquences assez importantes sur le comportement. La répartition des différents éléments d'alliage varie selon la phase considérée (cf. tableau II.3). La phase ferritique est en effet enrichie en éléments alphagènes (Cr, Mo, Si), et de même la phase austénitique est enrichie en éléments gammagènes (Ni, Mn). Cette répartition ne varie pas au cours du vieillissement à basse température ($\simeq 400$ °C) du matériau.

La séquence de solidification est la même pour tous les matériaux, comme le fait remarquer L. Devillers-Guerville [Devillers-Guerville, 1998]: solidification primaire totale en ferrite, puis transformation à l'état solide d'une fraction de la ferrite en austénite. Ce type de solidification est attesté par les relations d'orientations cristallographiques qui existent entre les deux phases et qui seront vérifiées par la suite. Les macrostructures de solidification sont en revanche différentes selon le procédé de moulage. Le moulage par centrifugation confère au Y4331 des gros grains ferritiques primaires qui sont de forme basaltique, d'une longueur d'environ 1 cm, orientés selon la direction radiale du tube, comme indiqué sur la macrographie de la figure II.2. La ferrite de ces grains possède une orientation cristallographique telle que ses axes $\langle 001 \rangle$ sont quasiment confondus avec les axes \mathcal{R} , \mathcal{T} , \mathcal{L} du tube. Nous serons amenés à préciser ceci dans de la section II.1.2 grâce aux cartographies par EBSD effectuées sur ce matériau.

En ce qui concerne le coude EK, la macrostructure dépend du prélèvement du coupon sur ce coude [Devillers-Guerville, 1998]. On peut cependant séparer trois zones, sur les macrographies de la figure II.3: la peau interne présente une structure de grains ferritiques basaltiques, semblable à celle du Y4331, dont l'épaisseur est à peu près constante (4 à 5 cm). La peau externe est elle aussi constituée de grains ferritiques basaltiques. La structure de coeur est équiaxe, c'est-à-dire constituée de grains ferritiques non allongés, et dont l'orientation cristallographique est *a priori* quelconque [Devillers-Guerville, 1998].

La microstructure des matériaux utilisés, liée à la séquence de solidification, est dite de "Widmanstätten": lors du processus de refroidissement, la transformation à l'état solide ferrite \rightarrow austénite conduit à la formation de lattes d'austénite de quelques dizaines de microns d'épaisseur (cf. figure II.4). L'épaisseur des lattes dépend du matériau et de la température de traitement thermique: à 1300°C, les lattes obtenues sont beaucoup plus larges qu'à 1100°C. [DeLong, 1974] a constaté que pour les teneurs en ferrite supérieures à

Matériau	Moulage	Temp. (°C)	Maintien (h)	Remarques
Y4331	centrifugation	1115	7	montée en temp.: 10h40
EK	statique	1125 ± 25	5	enfournement à $T \leq 900^{\circ}\text{C}$
	statique	1100	5	enfournement à $T \leq 500^{\circ}\text{C}$
Coude n°1	statique	1100	8	montée en temp.: 25h

TAB. II.1 – Données sur l'élaboration et les traitements thermiques des différents matériaux. Le coude EK a subi un traitement en deux temps [Deville-Guerville, 1998].

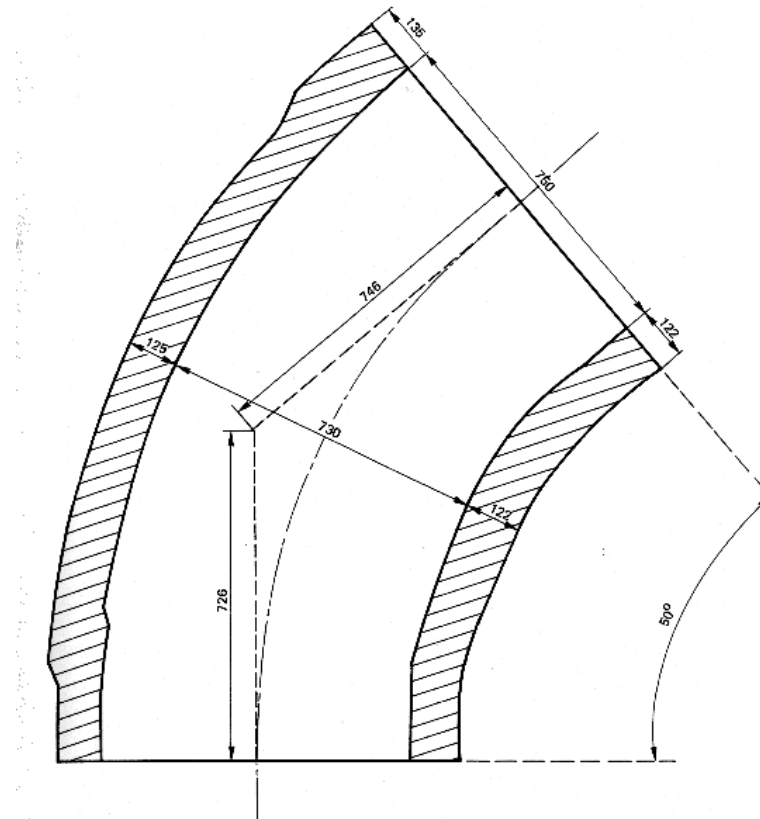


FIG. II.1 – Schéma du coude EK. Cotes en mm.

Matériau	C	Cr	Ni	Mo	Mn	Si	S
Y4331	0.045	20.61	9.84	2.61	0.74	1.25	0.002
EK	0.033	21.14	9.67	2.51	0.88	1.07	0.004
Coude n°1	0.033	21.68	9.61	2.64	0.82	0.94	0.0005
Matériau	P	N	Co	Nb	Cu	Taux δ	
Y4331	0.026	0.046	0.04	0.23	0.14	20	
EK	0.018	0.052	0.05	0.10	0.16	30	
Coude n°1	0.023	0.0572	0.036	0.05	0.099	33	

TAB. II.2 – Composition chimique pondérale (%) des divers matériaux, et teneur en ferrite (% volumique).

	Matériau	Cr	Ni	Mo	Mn	Si
Phase ferritique	Y4331	24.79	6.82	3.64	nd	1.26
	EK	25.20	6.75	3.40	0.86	1.22
	Coude n°1	25.84	6.67	3.57	0.88	1.11
Phase austénitique	Y4331	19.75	10.96	2.27	nd	1.13
	EK	20.30	10.80	2.10	0.96	1.10
	Coude n°1	20.68	10.61	2.25	0.96	0.98

TAB. II.3 – Répartition des principaux éléments d'alliage (en % pds.) dans les deux phases, obtenue par analyse à la microsonde.

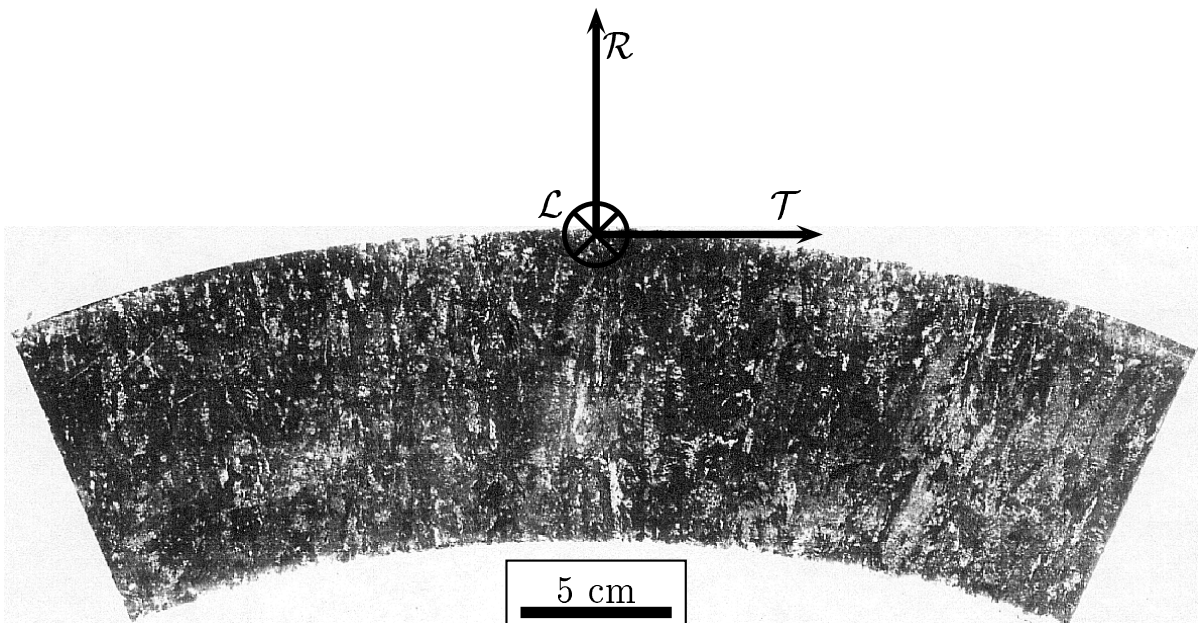


FIG. II.2 – Macrostructure de solidification du tube Y4331 révélée après attaque.

4 %, chacun des deux réseaux d'austénite et de ferrite est percolé en volume, donnant ainsi l'impression d'une éponge. Ceci est particulièrement vrai pour nos matériaux où la fraction volumique de ferrite est de l'ordre de 20–30 %.

Au sein de ce réseau, les orientations cristallographiques de l'austénite et de la ferrite sont reliées par des relations proches de celles de Kurdjumov–Sachs (KS) ou de Nishiyama–Wassermann (NW). Les relations KS indiquent qu'un plan dense de la ferrite $\{110\}$ est en correspondance avec un plan dense de l'austénite $\{111\}$, et qu'au sein de ce plan dense une direction dense de la ferrite $\langle 111 \rangle$ est en correspondance avec une direction dense de l'austénite $\langle 110 \rangle$. Ceci conduit à l'obtention de 24 “variants”, c'est-à-dire 24 orientations possibles de l'austénite une fois que l'orientation cristallographique de la ferrite est fixée. En fait, si un variant est fixé (i.e. une orientation particulière d'austénite), tous les autres sont obtenus par application des 24 symétries cubiques laissant la ferrite invariante mais agissant sur l'orientation de l'austénite.

Les relations de NW considèrent de même qu'un plan de la ferrite $\{110\}$ est en correspondance avec un plan $\{111\}$ de l'austénite, mais qu'au sein de ces plans une direction $\langle 100 \rangle$ de la ferrite correspond à une direction $\langle 110 \rangle$ de l'austénite. Ces relations conduisent à des orientations à 5°26 des relations KS ; elles sont donc assez proches. Plusieurs études, dont celle de B. Verhaeghe [Verhaeghe, 1995], ont vérifié que les relations réelles sont souvent situées entre celles de KS ou NW. Nous précisons et étudions ces relations dans la section II.1.2.

L'orientation morphologique des lattes d'austénite est variable, mais couramment on désigne par “colonie” un ensemble de lattes orientées sensiblement dans la même direction. Des liserés d'austénite sont également visibles sur la figure II.4. Ces liserés correspondent aux anciens joints de grains ferritiques, ce qui sera vérifié par EBSD dans la section II.1.2.

Plusieurs découpes ont été prélevées sur les deux coudes et sur le tube, et ont subi des vieillissements accélérés afin de simuler de longues durées de vieillissement en service. La dénomination de ces coupons ainsi que leur provenance et leur vieillissement sont indiqués dans le tableau II.4. Pour des raisons de commodité, les coupons issus du coude EK ont été numérotés par ordre de vieillissement croissant. Il faut noter que les coupons EK1 et EK3 ont été caractérisés auparavant par L. Devillers–Guerville [Devillers–Guerville, 1998], sous les dénominations respectives T2S2 et T7S7. Afin de donner un équivalent du degré de vieillissement de ces matériaux, leur résilience KCU à 20°C est également indiquée lorsqu'elle a été évaluée, ainsi que la dureté Vickers de la phase ferritique. L. Devillers–Guerville [Devillers–Guerville, 1998] a par ailleurs montré que les mécanismes de fragilisation en laboratoire à 350–400°C sont équivalents à ceux des conditions de fonctionnement entre 280 et 320°C, ce qui justifie ces vieillissements accélérés.

La taille des lattes de ferrite et d'austénite, c'est-à-dire leur épaisseur moyenne, est également caractéristique du matériau. Elle dépend du procédé d'élaboration (température de solidification notamment) et de la composition chimique. Nous verrons au chapitre V que cette taille de latte est un des paramètres qui gouvernent la germination de l'endommagement. Il importe donc de pouvoir la quantifier correctement. Pour cela, une analyse d'image a été menée à l'aide d'un programme de granulométrie. Le descriptif complet de la méthode utilisée pour remonter à la taille de lattes moyenne est présenté dans l'annexe A-II.2. Nous ne présentons ici que les résultats de cette analyse. La figure II.5 présente ainsi cette distribution dans le cas du matériau EK. La taille de latte correspondant au pic

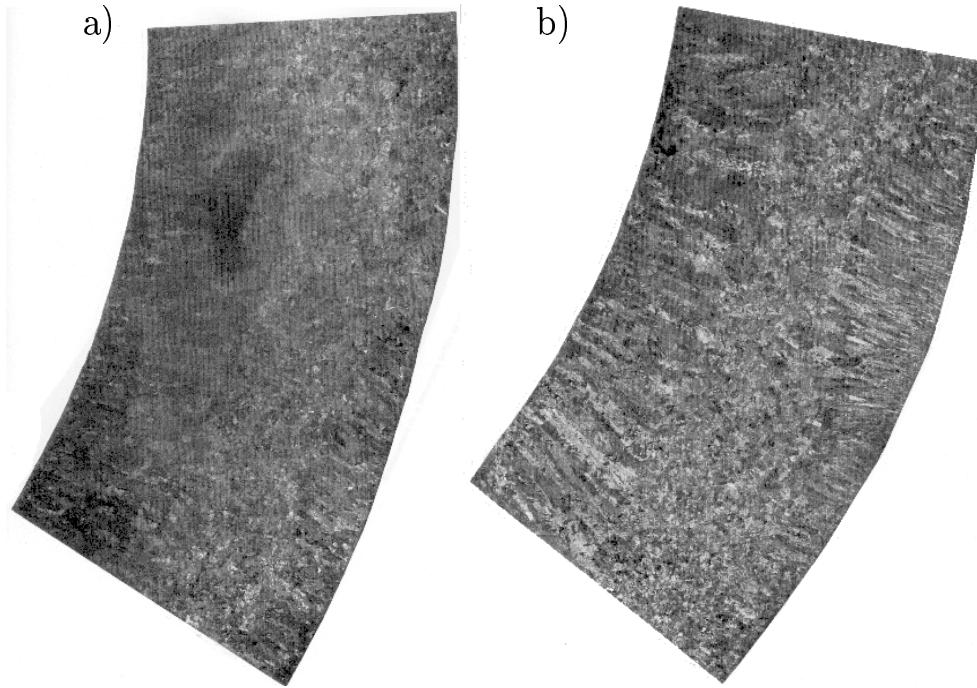


FIG. II.3 – Macrostructures de solidification du coude EK révélées après attaque : a) zone courante. b) zone sous refroidisseur. D'après [Massoud, 1994].

Coupon	Provenance	Vieillisement (°C) (h)		Résilience KCU (J/cm ²)	Dureté Vickers (ferrite, 50 g)	Références
Coude n°1 défrag.	Coude n°1	– défragilisé –		240	270	Capron et al., 1999
Coude n°1	Coude n°1	400	2 400	20	600	Capron et al., 1999
Y4331	Y4331	400	700	25	516	Joly, 1992
EK1	EK	350	3 000	25	642	Devillers-Guerville, 1998
EK2	EK	400	2 400	ND	740	Bugat et al., 2000
EK3	EK	400	10 000	15	760	Devillers-Guerville, 1998

TAB. II.4 – Dénomination, provenance et vieillissements des différents matériaux étudiés.

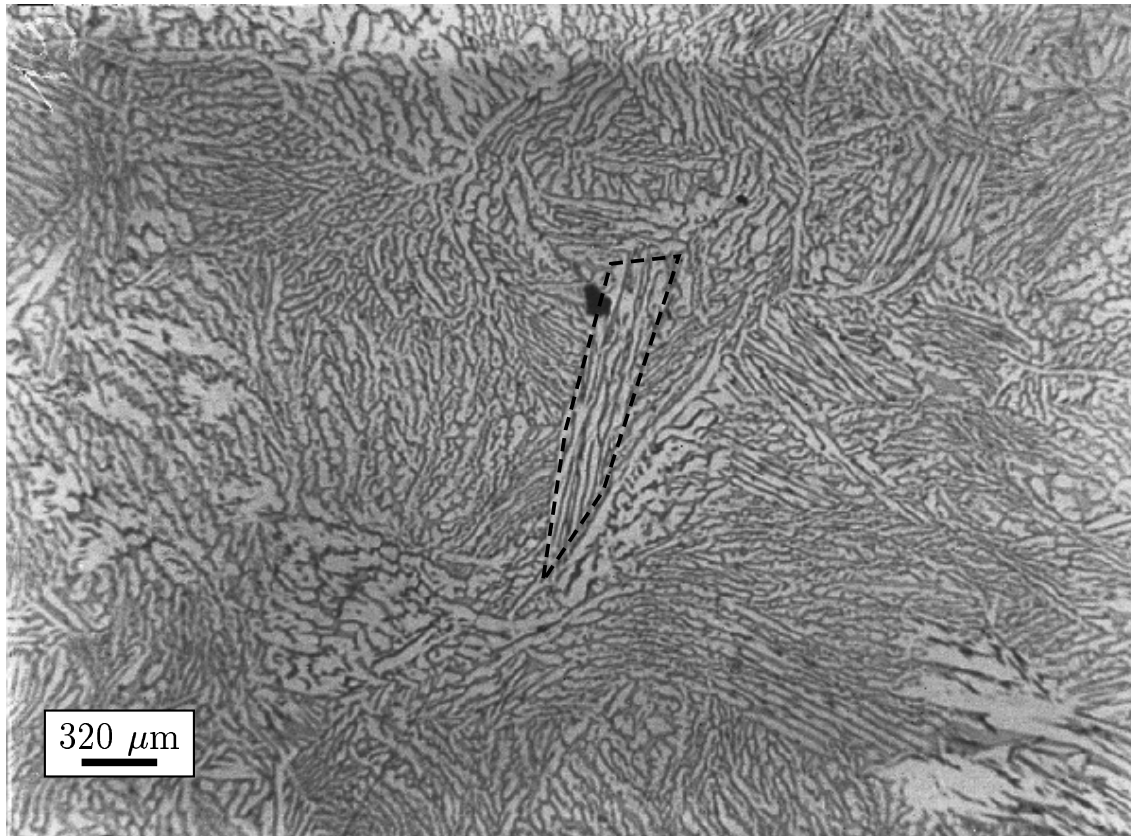


FIG. II.4 – Microstructure dite de “Widmanstätten”, ici vue en microscopie optique pour le Y4331. La phase claire correspond à l’austénite, la phase foncée à la ferrite. La zone entourée correspond à une “colonie” de lattes d’austénite.

de densité sera alors prise comme estimateur de la taille de latte moyenne pour la phase considérée. L'ensemble des résultats pour les trois matériaux est présenté dans le tableau II.5. Il est intéressant de constater que les volumes des phases sont à peu près respectées par cette analyse surfacique : le rapport des tailles de lattes correspond à celui des fractions volumiques, sauf dans le cas du Y4331. Ce dernier matériau par ailleurs possède visiblement une microstructure de Widmanstätten beaucoup plus fine que le EK ou le Coude n°1.

J.-P. Massoud [Massoud, 1994] a de même effectué une analyse d'image sur le coude EK en vue de caractériser la "finesse" de la microstructure de Widmanstätten obtenue. Pour cela, il utilise la méthode des intercepts qui lui donne la taille moyenne des "îlots" de ferrite (lattes) ainsi que leur espacement moyen. Cette méthode conduit à des résultats sensiblement identiques, puisqu'il obtient une taille moyenne d'environ $27 \mu\text{m}$ pour la ferrite dans la zone courante du coude. L'auteur note cependant, après mesures sur diverses zones du coude, que plus la vitesse de refroidissement locale a été élevée, plus les lattes de ferrite sont fines et proches. Cette remarque peut être extensible aux matériaux de façon générale : une forte vitesse de refroidissement lors du processus d'élaboration conduit à une microstructure plus fine.

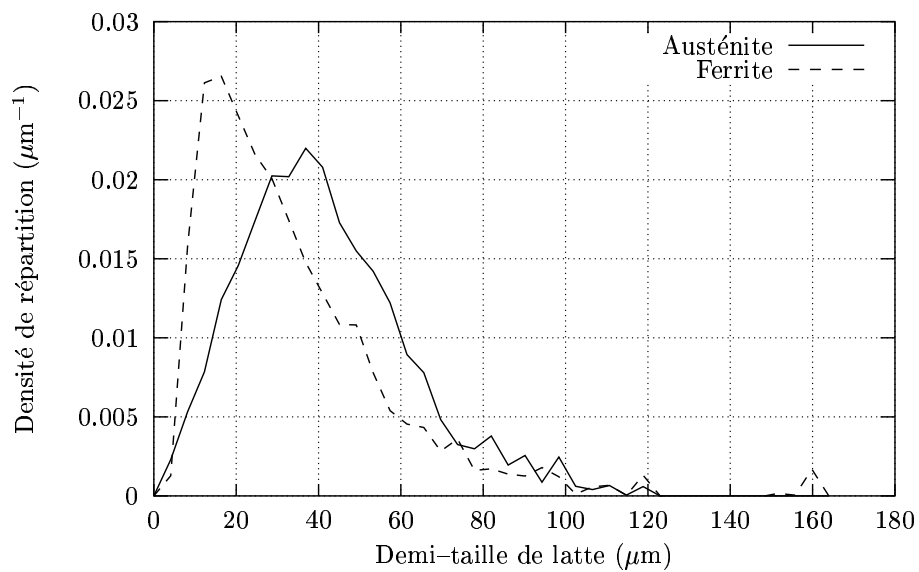


FIG. II.5 – Densité de répartition des tailles de lattes pour le matériau EK.

Matériau	Taille de latte (μm)	
	Austénite	Ferrite
Y4331	29	12
Coude n°1	78	20
EK	69	30

TAB. II.5 – Tailles de lattes moyennes pour les trois matériaux.

II.1.2 Analyse des orientations cristallographiques

La microstructure complexe de ces aciers n'est pas corrélable à l'orientation cristallographique locale de chaque phase de façon simple. Seule une utilisation poussée de l'Electron Back Scatter Diffraction (EBSD, ou diffraction des électrons en mode rétrodiffusé) peut permettre de définir clairement les relations entre la morphologie et l'orientation cristallographiques. Ces relations sont essentielles pour la définition des différentes échelles pertinentes pour la mécanique. Elles seront de plus nécessaires à l'étude expérimentale de la germination de l'endommagement, puisque les taux de germination sont *a priori* reliés à l'orientation locale. Enfin, elles permettront de réaliser les maillages par éléments finis des éprouvettes testées afin de comparer expérience et simulation.

Nous précisons qu'un récapitulatif des éprouvettes utilisées pour l'analyse EBSD peut être trouvé au chapitre IV, tableau IV.1.

a) Utilisation de l'EBSD

La description précise de la technique de l'EBSD est détaillée dans l'annexe A-I.1. Elle est utilisée afin de déterminer l'orientation locale de la phase sur laquelle l'analyse est conduite. L'analyse EBSD utilisée ici est montée sur un microscope à effet de champ (DSM982 Gemini, fabriqué par LEO). Le logiciel d'acquisition et de traitement des clichés EBSD est Orientation Imaging Microscopy (OIM®), version 2.6), conçu par la société TSL. Les conditions d'observation ont été les mêmes pour tous les échantillons : angle de tilt de 70°, distance de travail de 19 mm, tension d'accélération de 20 kV. Un exemple de clichés EBSD est donné figure II.6. Le premier cliché montre les lignes de Kikuchi en l'état, le second correspond au résultat de l'indexation de ces lignes après reconnaissance de la phase. Pour chaque pointé, le logiciel OIM® détermine la phase considérée (dans notre cas, austénite ou ferrite), l'orientation du réseau cristallin par rapport à l'éprouvette (cf. figure II.7), les coordonnées du pointé, ainsi que deux paramètres. Le premier paramètre (IQ, "image quality") est relatif à la qualité du cliché EBSD, le second (CI, "confidence index") quantifie la fiabilité de la détermination de l'orientation du cristal.

La technique EBSD permet soit de pointer directement sur une zone pour obtenir les données locales décrites précédemment, soit de réaliser des cartographies complètes ou partielles de l'échantillon. Ces cartographies peuvent être réalisées selon deux méthodes :

- par balayage faisceau : c'est le faisceau du microscope qui est alors dévié pour balayer une zone de taille maximale $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$. Le pas, c'est-à-dire la distance entre deux pointés, peut être assez petit (quelques μm), ce qui donne une bonne précision morphologique de chaque phase.
- par motorisation de la platine : le faisceau n'est alors pas dévié, c'est la platine qui se déplace automatiquement. Les zones observables peuvent être alors beaucoup plus importantes, mais le facteur limitatif devient la durée totale de cartographie : en effet, la durée entre deux acquisitions est de 4 s environ, ce qui conduit à augmenter le pas.

Les données relatives aux cartographies sont stockées par la suite dans un fichier texte.

Le traitement des cartographies EBSD par le logiciel OIM® va permettre de déterminer le contour de chaque phase, mais aussi le contour pour une même phase de la zone conservant la même orientation cristallographique, ce que l'on peut assimiler aux "grains" de cette phase. Le premier type de cartographie sera désormais nommé "cartographie de zone",

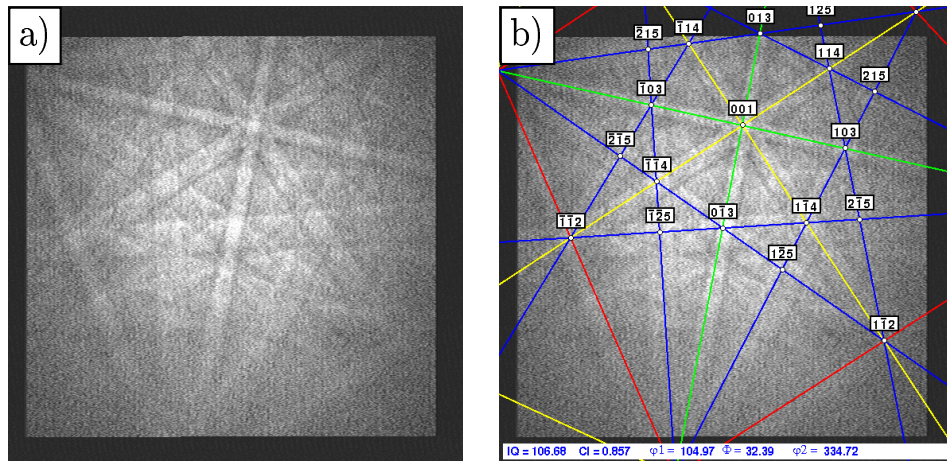


FIG. II.6 – Exemple de cliché EBSD et de son traitement. a) image des lignes de Kikuchi, b) résultat du traitement pour remonter à l'orientation du cristal.

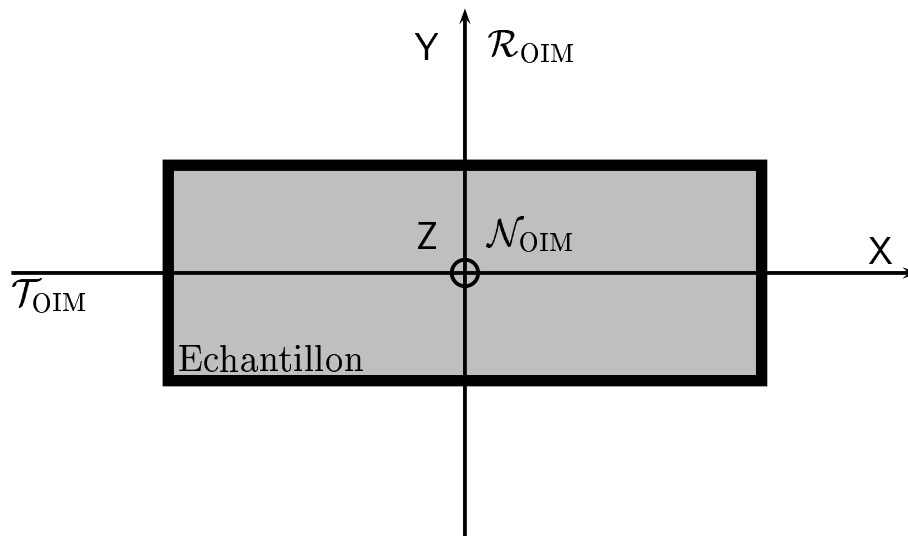


FIG. II.7 – Conventions de repérage des axes de l'échantillon X , Y , Z et des axes \mathcal{R}_{OIM} , \mathcal{T}_{OIM} , \mathcal{L}_{OIM} de l'EBSD.

et le second “cartographie de grains”. Dans le premier cas, il va s’agir de remonter à la morphologie et à l’orientation locale des lattes de ferrite et d’austénite dans une petite zone, par exemple autour d’une fissure de clivage. Dans le second cas, qui concerne essentiellement les cartographies complètes de la surface d’une éprouvette, il faudra déterminer les zones correspondant aux anciens grains ferritiques primaires ainsi que celles correspondant aux grains austénitiques, c’est-à-dire aux zones où les lattes d’austénite ont la même orientation cristalline.

Le logiciel OIM® peut effectuer plusieurs opérations de traitement des données, qui sont toutes fondées sur la corrélation entre l’orientation d’un pointé et celles de ses plus proches voisins [TexSemLab, 1997]. Le calcul des grains se fait alors via trois paramètres : le premier, et le plus important, correspond à la valeur minimale de l’angle de désorientation entre deux pointés pour considérer qu’ils font partie de deux grains distincts. Le second correspond au nombre minimal de pointés dans un grain, c’est-à-dire à sa surface minimale. Enfin, le dernier correspond au CI minimum d’un pointé pour qu’il puisse être corrélé. Ces trois paramètres étant définis, le logiciel effectue alors une procédure d’optimisation pour remonter au contour des grains. Le choix de ces paramètres n’est pas anodin, car nous verrons que les résultats en termes de contour de grains sont grandement dépendants pour l’austénite de l’angle de désorientation minimal.

Pour les cartographies de zone, le logiciel impose de prendre les mêmes paramètres pour les deux phases. Pour les cartographies de grain, il faut préalablement séparer le fichier en deux fichiers, chacun correspondant à une phase, et qui seront dénommés “fichiers bruts d’indexation”. Dans le fichier brut d’indexation de l’austénite, tous les pointés appartenant à la ferrite sont remplacés par des pointés de l’austénite ayant un indice de confiance nul, ceci afin de combler les trous. L’opération réciproque est appliquée au fichier brut d’indexation de la ferrite. Par la suite, pour chacun de ces fichiers, on effectue l’opération de dilatation afin de remonter séparément au contour des grains ferritiques et austénitiques. Le tableau II.6 indique les valeurs prises pour chaque type de cartographie. Ce sont les valeurs conduisant aux résultats les plus stables en termes de contour de grains.

Le logiciel OIM® peut cependant donner des résultats peu vraisemblables en terme d’orientation pour les phases austénitiques ou ferritiques. En particulier, pour les cubiques centrés, une erreur courante d’indexation conduit à des orientations qui sont tournées de 45° autour d’un axe $\langle 100 \rangle$ par rapport à la position réelle. Ceci est dû à certaines symétries du diagramme de Kikuchi des cubiques centrés, rapporté à la figure II.8.

b) Mésotexture, morphologie et relations KS

Cette étude ne concerne que le matériau Y4331, qui est fortement texturé pour la phase ferritique. Les principaux résultats en termes de corrélation entre orientation et morphologie sont transposables à tous les autres matériaux. La mésostructure de l’acier Y4331, c’est-à-dire la structure à l’échelle de quelques grains de ferrite ou d’austénite, a été étudiée à l’aide de deux éprouvettes plates de traction *in-situ*. La première (T3) a été prélevée selon la direction \mathcal{T} et dans le plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$, la seconde (LT1) dans la direction à 45° (\mathcal{LT}) dans le plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$. Les dimensions de la zone utile de ces éprouvettes sont de 3 mm de large, 8 mm de long et 2 mm d’épaisseur. Ces éprouvettes ont été mécaniquement polies jusqu’à $1 \mu\text{m}$, puis électrolytiquement afin de révéler légèrement le contour des phases en microscopie électronique.

Cartographie	Phase	θ_{\min}	CI_{\min}	S (μm^2)
de zone	Ferrite	5°	0.1	100
	Austénite	15°	0.1	100
de grains	Ferrite	5°	0.1	100 000
	Austénite	15°	0.1	10 000

TAB. II.6 – Paramètres pris pour la détermination des contours de lattes (cartographie de zone) ou de grains (cartographie de grains). θ_{\min} est l'angle minimal de désorientation entre deux pointés voisins, CI_{\min} l'indice de confiance minimal, et S la surface minimale d'un grain.

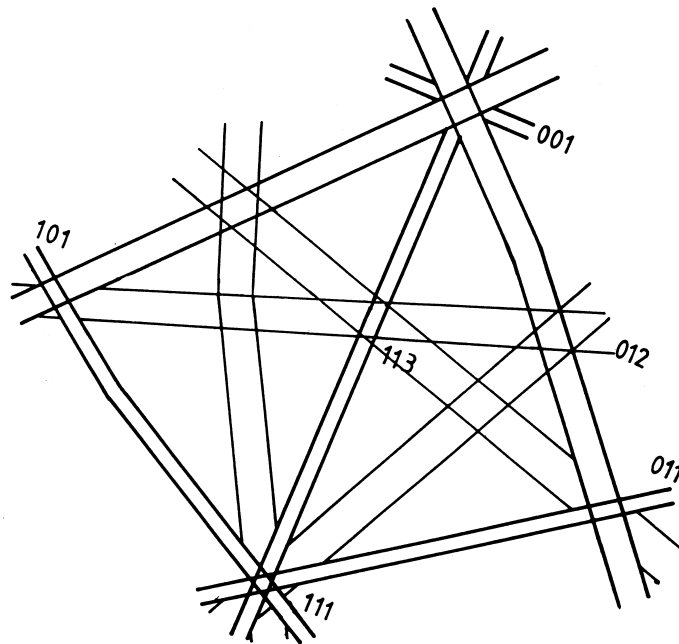


FIG. II.8 – Diagramme de Kikuchi pour les cubiques centrés (d'après [Dingley et al., 1995]). Une rotation de 45° autour d'une axe $\langle 001 \rangle$ correspond à une symétrie particulière du diagramme, ce qui peut conduire à des erreurs d'indexation par le logiciel OIM®.

Des cartographies de grains ont été réalisées pour ces deux éprouvettes, couvrant toute la longueur utile, avec un pas de $55 \mu\text{m}$, ce qui est de l'ordre de grandeur de la taille de latte. Les résultats sont présentés dans la figure II.9, avec un code de couleur correspondant à la position de l'axe longitudinal de l'éprouvette dans le triangle standard de la phase considérée. Sur la figure sont indiqués de plus les résultats pour les fichiers bruts d'indexation, puis après le traitement de reconstitution des grains décrit précédemment. De même, la figure II.10 correspond à l'éprouvette LT1. Enfin, une cartographie de zone a été effectuée sur l'éprouvette T1. Cette éprouvette, aussi issue du Y4331, a été prélevée selon la direction \mathcal{T} , plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$. L'objectif est ici d'étudier plus précisément les relations entre orientation morphologique des lattes et orientation cristalline. Les résultats pour l'orientation des deux phases sont présentés dans la figure II.11.

Par ailleurs, des cartographies optiques (voir figures II.12 et II.13) ont été réalisées pour les deux éprouvettes, afin d'obtenir la morphologie surfacique des phases. Afin d'avoir un bon contraste, l'intensité lumineuse a été poussée au maximum, et un filtre vert a été utilisé. Un grandissement de $\times 2.5$ s'est avéré largement suffisant pour l'étude.

Morphologie des grains :

Pour la phase ferritique, la reconstitution des grains ne pose pas de problèmes particuliers, même si parfois la faible proportion de pointés dans cette phase (due à sa faible fraction surfacique) laisse quelque incertitude quant à l'emplacement exact du joint de grain. Les grains ont une forme polygonale en général convexe, correspondant à la morphologie habituelle des grains dans un polycristal. En comparant leurs contours avec les cartographies optiques des figures II.12 et II.13, on constate que ces derniers correspondent bien aux liserés d'austénite. Ceci est également visible en comparant les résultats EBSD pour les deux phases de la cartographie II.11. Une interprétation possible serait que les joints de grains ferritiques sont des sites préférentiels pour la germination de l'austénite [Yin et al., 1999].

Pour la phase austénitique, en revanche, les grains sont loins d'être convexes. Leur morphologie en volume est délicate à appréhender, et en surface il n'est pas rare d'observer des portions de grain isolées au sein d'un autre grain. Le paramètre correspondant à la surface minimale du grain austénitique contrôle alors beaucoup les résultats en terme de contour. Sur les figures II.11 et II.9, les contours des grains austénitiques semblent difficiles à relier avec les paquets de lattes d'austénite (colonies) qui apparaissent sur les cartographies optiques. En fait, l'orientation d'une latte d'austénite n'est pas vraiment corrélable à sa direction morphologique, et il semble qu'au sein d'une même latte d'austénite, l'orientation du cristal puisse changer.

Les cartographies montrent clairement que les grains austénitiques ne sont pas "inclus" dans les grains ferritiques : visiblement, les grains austénitiques peuvent croître à cheval sur deux grains ferritiques en subissant uniquement une légère désorientation de leur réseau. Ceci est rendu possible par le fait que, d'une part, les 24 variants possibles d'austénite correspondants aux relations KS offrent de multiples possibilités d'accommodation, et que d'autre part, les grains ferritiques sont assez faiblement désorientés les uns par rapport aux autres, comme nous le constaterons au paragraphe suivant. En effet, ils ont quasiment tous un axe $\langle 001 \rangle$ commun parallèle à la direction \mathcal{R} du tube dans le cas du Y4331.

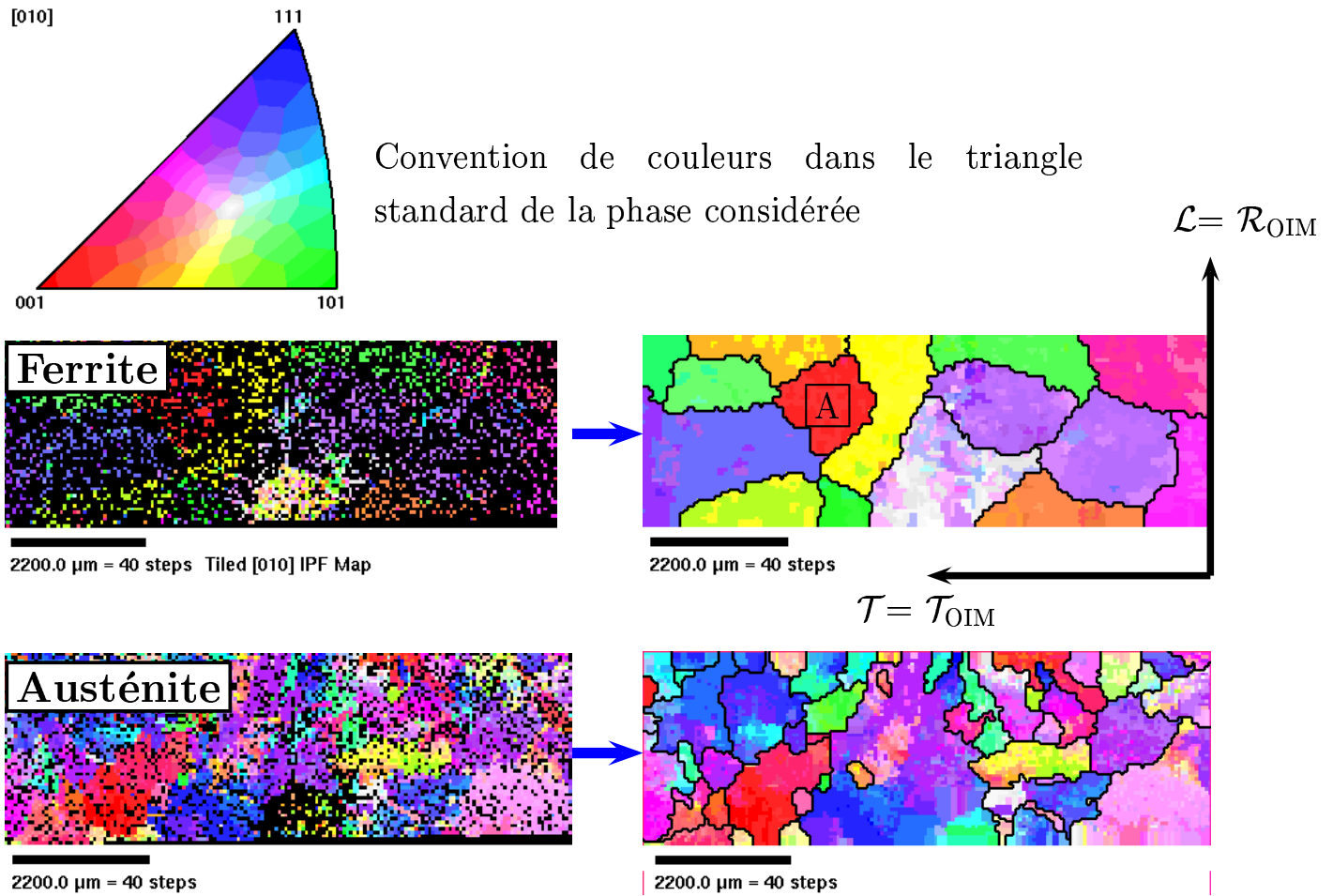


FIG. II.9 – Cartographies de l'éprouvette T3 pour les deux phases : fichiers bruts d'indexation et grains reconstitués après traitement. Le grain référencé par la lettre A est celui qui est, a priori, le mieux orienté pour cliver lors d'une traction selon l'axe \mathcal{T} .

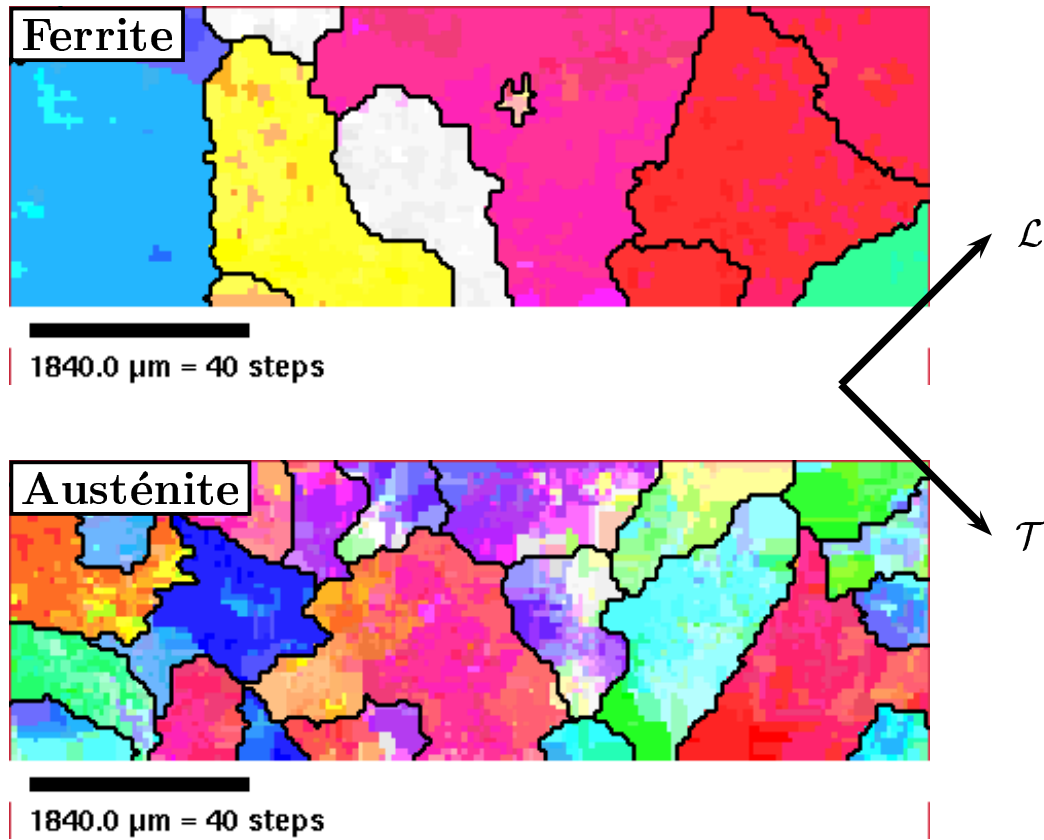


FIG. II.10 – Cartographies de l'éprouvette LT1 pour les deux phases: fichiers de grains reconstitués après traitement.

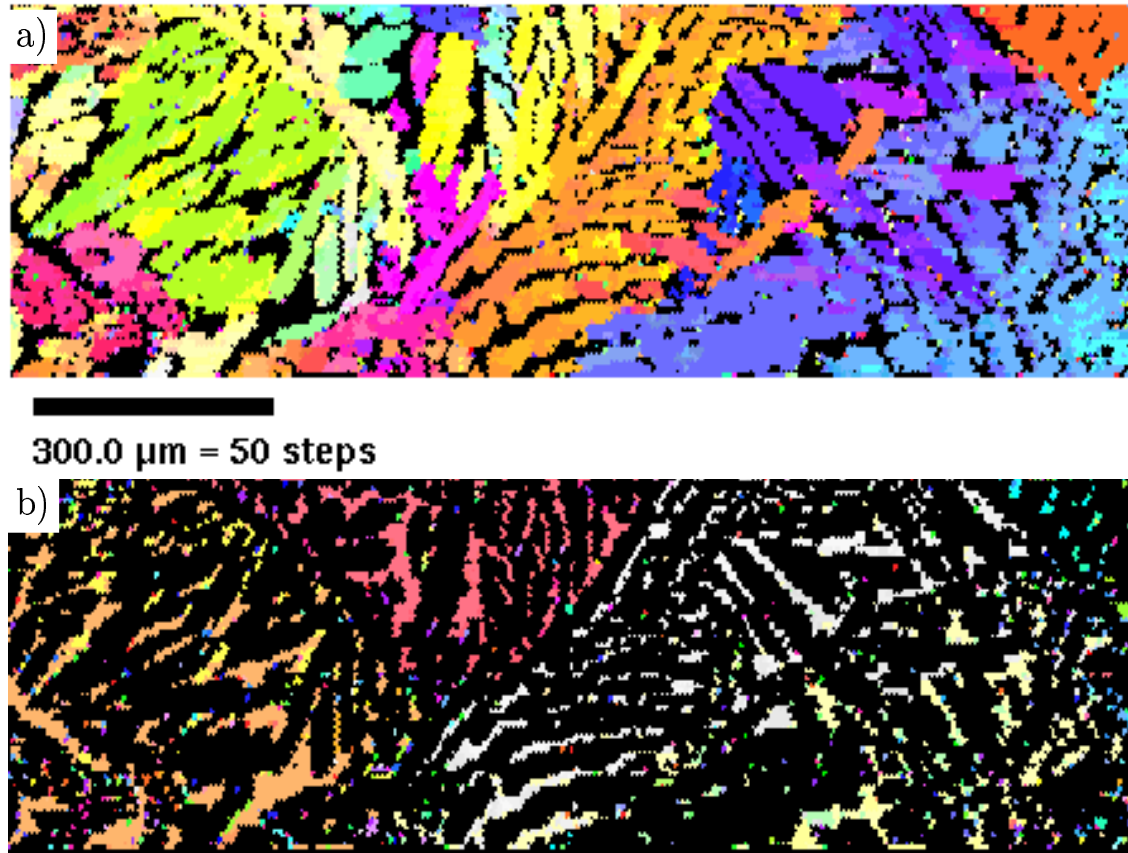


FIG. II.11 – Cartographie de zone de l'éprouvette T1. a) Austénite. b) Ferrite.

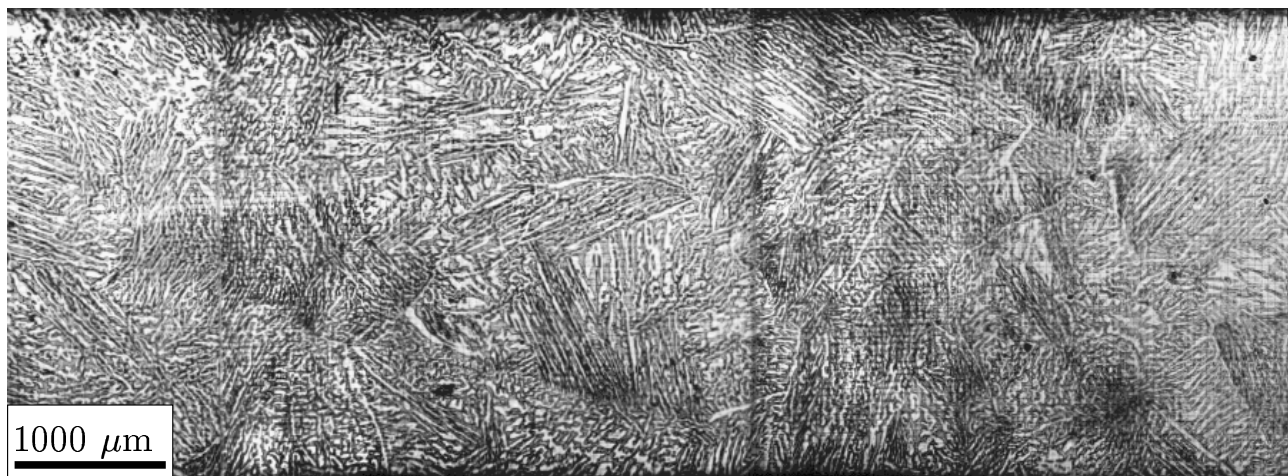


FIG. II.12 – Cartographie en microscopie optique de l'éprouvette T3. On remarquera en particulier les liserés austénitiques qui forment un réseau polygonal.

Orientation des phases :

L'orientation du réseau est uniforme pour la ferrite en chaque grain : la désorientation entre deux pointés appartenant au même grain est en général inférieure à 5° . Ceci est visible sur les cartographies, où aucun gradient de couleur n'est observé. Le paramètre de désorientation minimale influe donc peu sur les résultats finaux. Pour l'ensemble des grains de ferrite, une figure de pôles peut être tracée grâce au logiciel OIM® (figure II.14). La direction \mathcal{R} , qui correspond à la normale aux deux éprouvettes, semble donc bien correspondre à un axe $\langle 100 \rangle$ des grains de ferrite. En revanche, les deux autres directions $\langle 100 \rangle$ des grains de ferrite peuvent s'écarter de près de 30° des axes \mathcal{L} et \mathcal{T} du tube. La désorientation des axes $\langle 100 \rangle$ de la ferrite est donc plus marquée dans le plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$. Sur la cartographie de grains de ferrite de la figure II.9, le grain A en rouge correspond à celui dont la direction $[100]$ est la plus proche de la direction \mathcal{T} . Nous verrons au chapitre IV ce que cela entraînera du point de vue de l'endommagement, lorsque nous réaliserons un essai de traction selon cet axe.

On observe une forte dispersion surfacique des orientations de l'austénite. Ce "gradient" d'orientation est continu au sein des grains. Deux pointés appartenant au même grain, mais non voisins, peuvent de plus avoir un angle de désorientation supérieur à celui imposé comme paramètre. Ceci explique que l'angle minimal de désorientation ait une forte influence sur les résultats. Pour les faibles angles ($< 7^\circ$), on obtient une multitude de sous-grains d'austénite faiblement désorientés les uns par rapport aux autres. Leurs contours peuvent correspondre à la traversée d'un joint de grain ferritique. Pour les valeurs seuils plus importantes, les grains deviennent plus gros mais leur gradient d'orientation devient plus important. La figure II.15 résume l'ensemble de ces effets.

Pour l'ensemble des grains d'austénite, il est plus intéressant de raisonner en terme de désorientations. Le logiciel OIM® permet d'évaluer, pour chacun des couples de pointés appartenant à l'austénite, une paire axe/angle de désorientation¹. La figure II.16 présente les figures de pôles des paires axe/angle de désorientation entre pointés appartenant à l'austénite. Pour les faibles angles de désorientation ($> 10^\circ$), la répartition des axes de rotation est "isotrope" dans le triangle standard. Cela fait donc référence essentiellement au gradient de désorientation intra-granulaire des grains austénitiques. Les autres principales désorientations que l'on rencontre sont du type 50° autour d'un axe $\langle 112 \rangle_\gamma$. Ces dernières correspondent à un ou deux degrés près aux relations KS/KS, c'est-à-dire aux désorientations qui peuvent exister entre deux grains d'austénite issus via les relations KS d'un même grain ferritique (voir le tableau II.7 donnant l'ensemble de ces relations).

Relations KS :

Si les relations KS ont pu être vérifiées très localement par microscopie électronique à transmission (MET) ou par EBSD, les cartographies de grains vont permettre une étude surfacique plus étendue de ces relations. Le logiciel OIM ne permettant pas une telle étude, un programme spécial en C a donc été développé. Son principe est le suivant : pour chaque coordonnée de la cartographie, les pointés correspondants dans les fichiers de grains de la ferrite et de l'austénite sont sélectionnés. Leur désorientation est évaluée en termes de matrice de passage. Cette matrice est ensuite comparée aux 24 matrices de passage des variants KS

1. la désorientation entre deux orientations cristallines peut être caractérisée par une paire axe/angle minimale, qui définit la rotation d'angle minimal faisant passer d'un repère cristallin à l'autre (cf. l'annexe A-III.1).

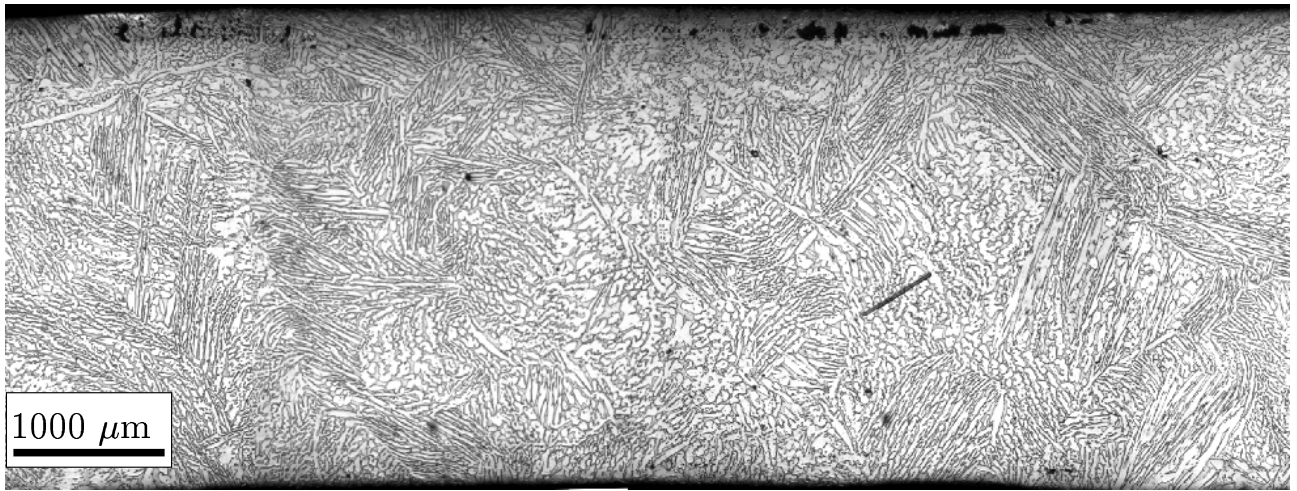


FIG. II.13 – Cartographie optique de l'éprouvette LT1.

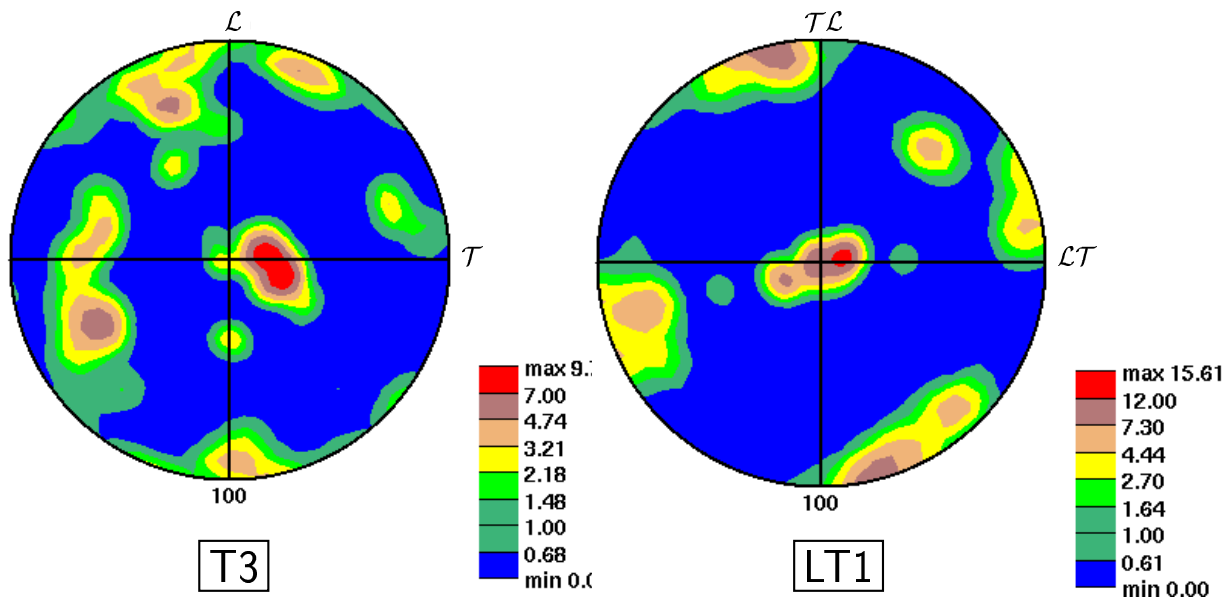


FIG. II.14 – Figure des pôles $\{100\}$ de la ferrite dans le repère du logiciel OIM, pour les éprouvettes T3 et LT1. La direction \mathcal{R} , qui correspond à celle du tube, correspond bien un axe $\langle 100 \rangle$ des grains de ferrite, en revanche dans le plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$ les grains sont plus désorientés.

KS/KS	même $\{111\}_\gamma$				$\{111\}_\gamma$ différents												
angle ($^\circ$)	0	49.5	60	60	10.5	10.5	14.9	20.6	20.6	21.1	47.1	49.5	50.5	50.5	51.7	57.2	57.2
axe $\langle uvw \rangle$	-	111	011	011	011	111	130	310	221	201	212	111	134	223	212	234	313
prob. (%)	4.17	4.17	8.33	4.17	4.17	4.17	8.33	4.17	4.17	4.17	8.33	4.17	8.33	8.33	4.17	8.33	8.33

TAB. II.7 – Ensemble des paires axe/angle correspondant aux relations KS/KS.

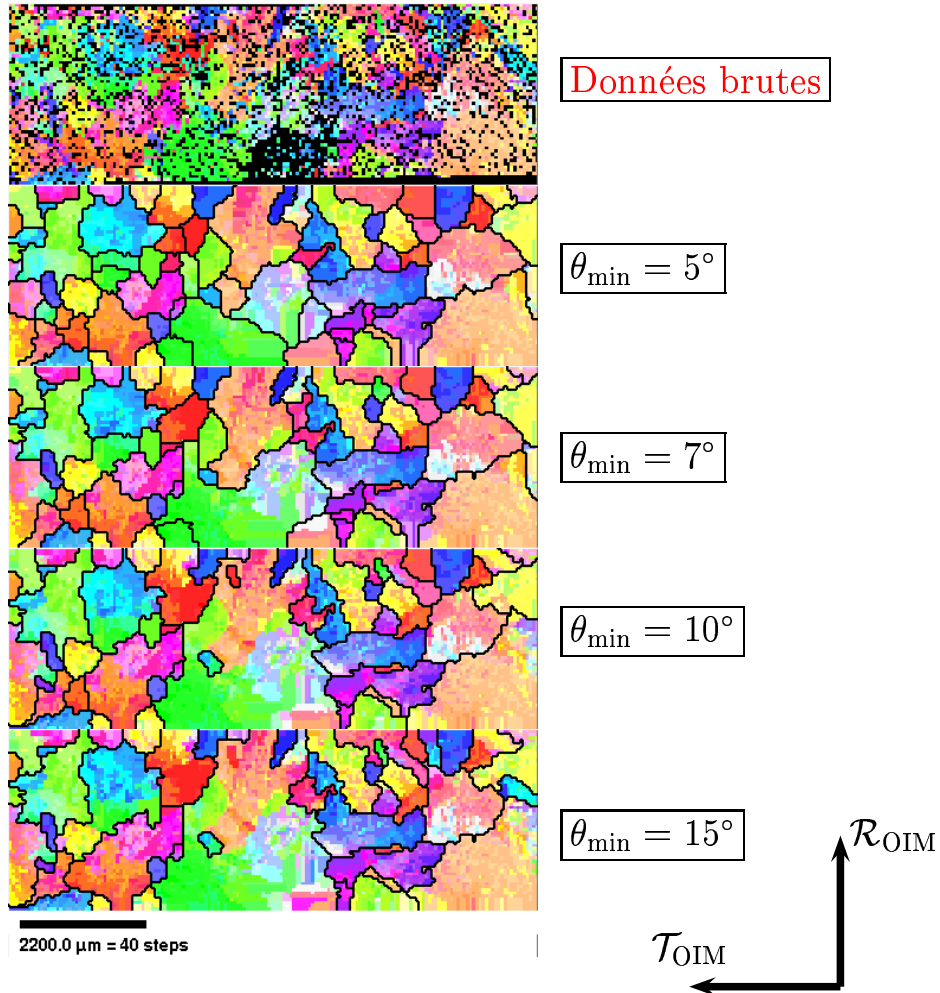


FIG. II.15 – Effet de l'angle de désorientation minimal sur les contours des grains austénitiques pour l'éprouvette T3. θ est l'angle minimal. Le code de couleur est changé par rapport à la figure II.9: c'est l'axe \mathcal{T}_{OIM} qui est positionné dans le triangle standard, afin d'obtenir un meilleur contraste de couleurs.

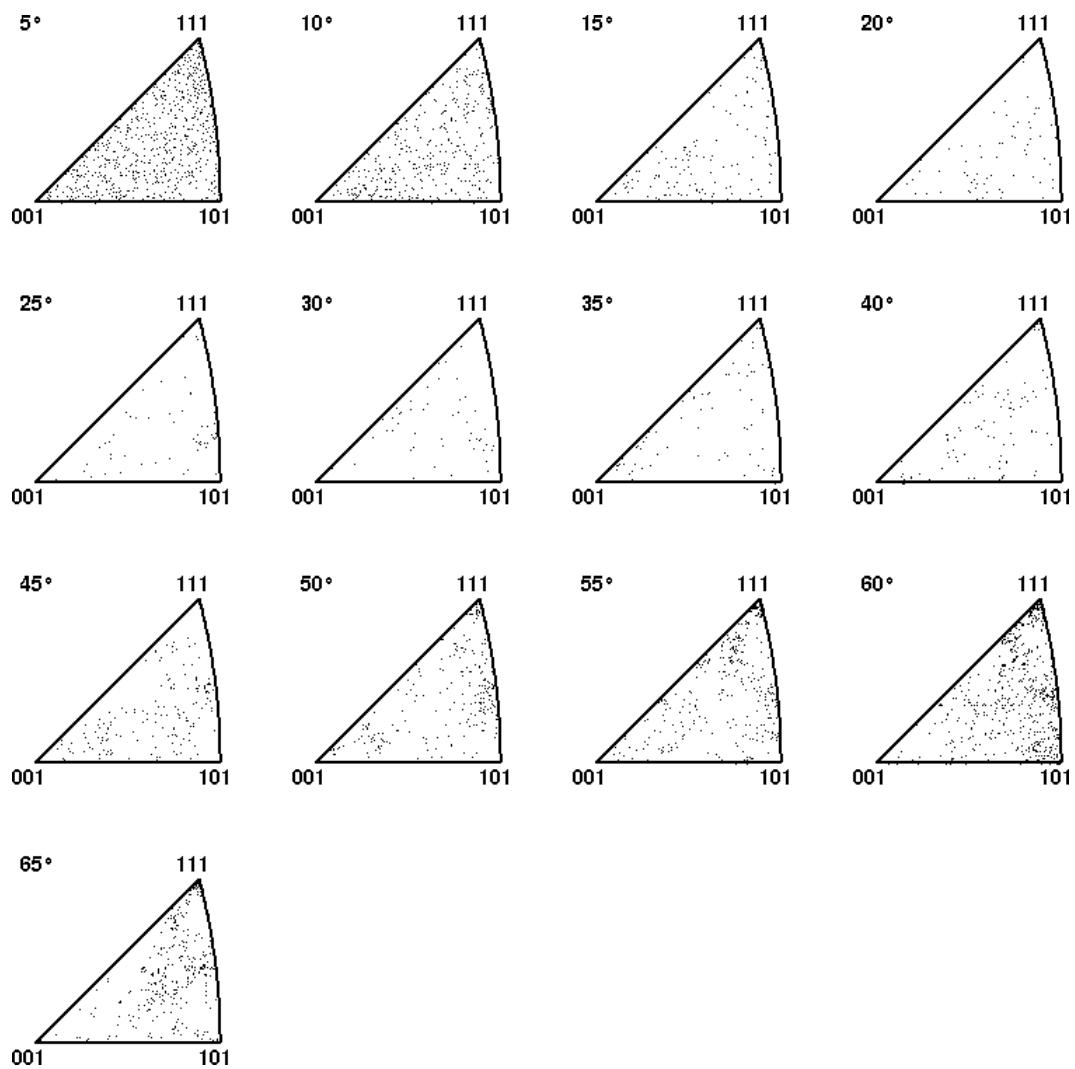


FIG. II.16 – Position des axes de rotation entre les différents pointés d'austénite en fonction de l'angle de désorientation.

en termes de paire axe/angle minimale. L'angle minimal ainsi déterminé sera appelé *angle de désorientation par rapport à KS*.

La figure II.17 présente ainsi les résultats pour l'éprouvette T3. Majoritairement, les relations KS sont vérifiées à moins de 5° . Des statistiques effectuées sur l'ensemble des éprouvettes, ce qui représente une surface totale de 55 mm^2 (voir histogramme de la figure II.18), indiquent que 75 % de la surface totale vérifie les relations KS à moins de 5° près.

Cependant, certaines zones sur la figure II.17 ont des angles très importants ($> 20^\circ$). Elles peuvent correspondre aux joints de grains ferritiques, et cela peut donc être interprété par la relative imprécision du contour de ces grains. Lorsque les zones ont une surface plus importante, il s'agit en général de zones dont l'indexation de l'austénite a mal été faite (faible CI et/ou faible IQ). Seul un pointé précis avec observation des clichés de Kikuchi et choix par l'opérateur d'une solution plausible d'indexation peut permettre de corriger l'orientation de ces zones.

Echelles et notion de bicristal :

Au vu des précédents résultats, on peut légitimement s'interroger sur les échelles de microstructure qui vont être importantes d'une part pour le comportement, et d'autre part pour l'endommagement.

Les lattes constituent un élément mécanique indispensable dans la modélisation, puisqu'il est nécessaire d'obtenir des valeurs de contraintes et de déformation par phase pour modéliser la germination de l'endommagement.

L'échelle suivante est bien plus délicate à appréhender. Une modélisation réaliste de la morphologie de lattes semble illusoire, d'autant plus que leur morphologie en trois dimensions n'est pas accessible. Pour les polycristaux, l'échelle pertinente du point de vue mécanique est celle du grain. Dans le cas des aciers austéno-ferritiques, un équivalent correspondrait à des zones où les lattes d'austénite et de ferrite conserveraient la même orientation cristallographique. Ces zones sont donc définies par l'intersection des grains austénitiques et ferritiques, évalués par les cartographies de grain. Au sein de ces zones, les deux phases seront censées vérifier les relations KS. Nous les désignerons désormais par le terme de *bicristal*.

La dernière échelle naturelle est celle de l'agrégat de bicristaux, que nous désignerons par *poly-bicristal*. Elle pourrait s'apparenter au polycristal. Elle sera représentative du comportement macroscopique si elle contient un nombre suffisant de bicristaux.

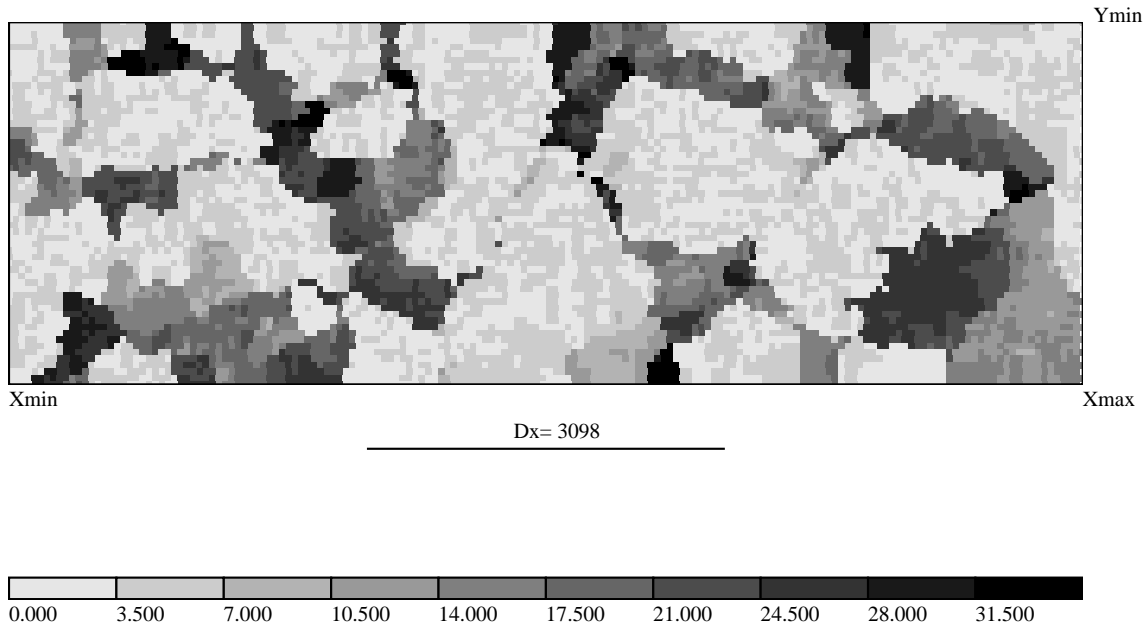


FIG. II.17 – Cartographie des angles de désorientation par rapport aux relations KS pour l'éprouvette T3. La majorité de la surface vérifie ces relations à moins de 5° . Certaines zones ont des angles plus importants à cause d'erreurs d'indexation du logiciel OIM.

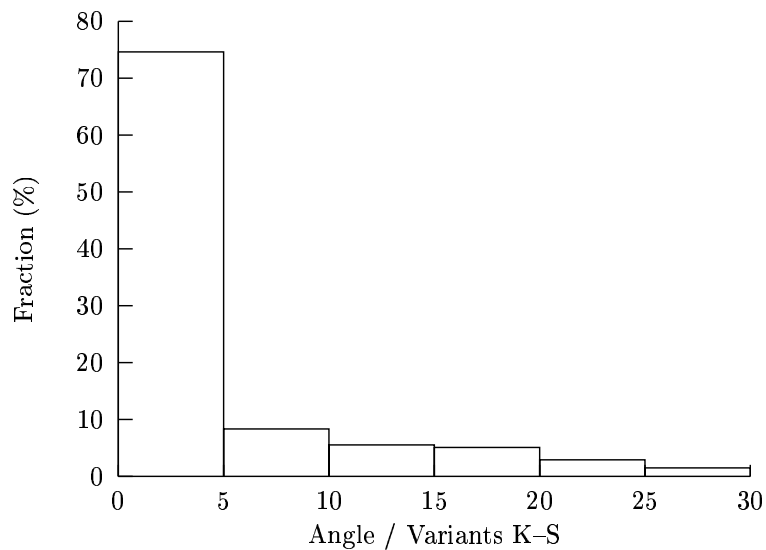


FIG. II.18 – Histogramme des angles de désorientation par rapport aux relations KS construit sur l'ensemble des éprouvettes, c'est-à-dire une surface de 55 mm^2 . 75 % de la surface totale vérifie ces relations à moins de 5° .

En conclusion

- la morphologie des grains ferritiques est celle habituelle des grains d'un polycristal. Ces grains ont un axe $\langle 100 \rangle$ orienté pour le Y4331 selon la direction radiale du tube, les deux autres axes étant plus désorientés par rapport aux axes \mathcal{L} et \mathcal{T} du tube.
 - la morphologie des grains austénitiques est chaotique. Ils sont relativement enchevêtrés, et possèdent un fort gradient d'orientation intra-granulaire. Les liserés d'austénite correspondent aux anciens joints de grains ferritiques.
 - les relations KS sont vérifiées à moins de 5° près, sauf erreurs liées à des problèmes d'indexation. Pour les simulations, ce seront donc les relations de référence.
 - Les trois échelles pertinentes du point de vue mécanique sont : a) les lattes ($\simeq 20 \mu\text{m}$, selon le matériau) ; b) le bicristal (intersection des grains de ferrite et d'austénite, $\simeq 1 \text{ mm}$) ; c) le poly-bicristal (agrégat de bicristaux, $\geq 1 \text{ cm}$).
-

II.1.3 Identification des modes de déformation

La détermination des modes de déformation de chaque phase est une étape nécessaire pour alimenter la modélisation du comportement des lattes de ferrite et d'austénite. De plus, les modes de déformation de la ferrite vont également conditionner la germination de l'endommagement dans cette phase.

Sur plusieurs micrographies, une grille d'or d'un pas d'environ 30 μm a été déposée, comme nous le verrons dans le chapitre IV. Les résultats relatifs à cette grille seront dépouillés ultérieurement.

a) Austénite

La phase austénitique est une phase cubique à faces centrées (CFC). Ses modes de déformation, qu'il s'agisse d'aciers purement austénitiques ou austéno-ferritiques, ont été abondamment étudiés dans la littérature ; c'est pourquoi nous commencerons par effectuer des rappels bibliographiques. Nous vérifierons et préciserons ensuite l'activation de ces modes de déformation sur des micrographies d'éprouvettes tractionnées *in-situ*.

Modes de déformation des austénitiques

Le principal mode de déformation inélastique de l'austénite est le glissement. B. Jaoul [Jaoul, 1965] indique qu'à température ambiante et pour les CFC, le glissement s'effectue selon les 12 systèmes octaédriques $\{111\}$ – $\langle 110 \rangle$. La notation utilisée pour désigner ces systèmes sera celle de Schmid et Boas (voir tableau II.8).

Ce glissement peut être planaire ou dévié, le dernier cas étant favorisé par une forte énergie de faute d'empilement (EFE). La faible EFE des aciers étudiés ici (de 20 à 30 mJ/m²) rend inactif ce dernier mode.

Le glissement est donc planaire. Il correspond au mouvement des dislocations coins. P. Joly [Joly, 1992] et B. Verhaeghe [Verhaeghe, 1995] observent en microscopie optique et électronique qu'il est homogène en début de déformation dans des zones de l'ordre du mm, puis qu'il se manifeste sous forme de lignes de glissement plus ou moins épaisses après 3.5 % de déformation.

Le glissement est aisé dans cette phase, grâce à la possibilité d'activation de multiples sources. Les observations par microscopie électronique en transmission (MET) [Verhaeghe, 1995] indiquent de plus que deux systèmes sont généralement actifs, parfois trois, et qu'il n'est pas rare de rencontrer des empilements de dislocations dissociées, favorisés par la faible EFE. La densité de dislocations est plus importante à l'interface entre les deux phases, ce qui à l'échelle du MEB se traduit par des lignes de glissement "en chevron" : les incompatibilités de déformation entre les deux phases semblent donc activer localement au moins deux systèmes dans l'austénite.

Un deuxième mode de déformation observé est le maclage, qui s'effectue selon les systèmes $\{112\}$ – $\langle 110 \rangle$, et qui est favorisé par une faible EFE [Jaoul, 1965]. Le maclage n'apparaît cependant que pour de fortes déformations, où il prend la forme de fer de lance sur les micrographies.

Identification sur micrographies

Les éprouvettes utilisées ainsi que le détail des essais de traction *in-situ* effectués seront

décrits au chapitre IV. Toutes les micrographies proviennent d'éprouvettes issues du tube Y4331. Elles ont été déformées selon la direction \mathcal{L} du tube.

La micrographie de la figure II.19, issue de l'éprouvette T3 déformée de 13 % macroscopiquement, est une synthèse de l'ensemble des modes de déformation observés dans les deux phases. Notons que l'ensemble de cette zone a été indexé par EBSD. Si l'on se concentre sur l'austénite, on constate que deux orientations cristallines de lattes existent : nous nous trouvons à un joint de grain austénitique. Ces deux orientations correspondent chacune à des systèmes actifs différents : pour la première orientation, deux systèmes majoritaires orientés environ à 0° et 90° de l'axe de traction ; pour la deuxième, deux systèmes majoritaires à $\pm 30^\circ$ de l'axe. Les bandes de glissement dans les deux cas sont finement espacées. Le zoom effectué sur la figure II.20 permet d'évaluer la distance moyenne entre ces bandes, qui est d'environ $0.4 \mu\text{m}$. Cette faible distance, comparée à la taille de lattes, permet donc de considérer que le glissement est *homogène*. L'orientation de ces bandes de glissement a montré qu'elles correspondent bien, à $\pm 3^\circ$, à une trace de plan de glissement $\{111\}$ évaluée grâce aux angles d'Euler.

Certaines formes lenticulaires observées dans des zones ayant beaucoup glissé (cf. figure II.21) pourraient correspondre à des macles dans l'austénite. Seule la microscopie en transmission pourrait permettre de les identifier de façon claire.

b) Ferrite

Modes de déformation des CC

Les modes de déformation des cubiques centrés (CC) sont complexes. Deux modes principaux existent ou co-existent : le glissement et le maclage, ce dernier ne pouvant s'initier qu'à partir du glissement [Louchet, 1979].

Le glissement peut s'effectuer par le mouvement des dislocations, qui peuvent être mixtes (coin et/ou vis). En général, les défauts participant à la déformation sont des dislocations de vecteur de Burgers $\frac{a}{2} \langle 111 \rangle$, mais le plan de glissement peut appartenir à de multiples familles, par ordre de densité atomique décroissante : $\{110\}$, $\{112\}$, $\{123\}$ [Christian, 1970, Louchet, 1979]. Le facteur important est la mobilité relative des parties vis par rapport aux parties coins des dislocations. Pour les CC, en dessous de la température dite athermique (T_a), les parties coins des dislocations sont beaucoup plus mobiles ce qui donne une forme allongée dans la direction vis aux boucles [Magnin et al., 1984]. En revanche, pour les très faibles températures ($T \ll T_a$) ou pour $T > T_a$, les mobilités sont comparables et les boucles de dislocations sont isotropes.

Le maclage mécanique dans les CC a fait l'objet d'une abondante littérature dans les années 70. Son initiation notamment est encore assez mal connue, car elle dépend de la structure de cœur des dislocations vis, et par conséquent de l'énergie de faute d'empilement [Vitek et al., 1970]. Cependant, les travaux de Sleeswyck [Sleeswyck, 1963] et de Mahajan [Mahajan, 1975] ont permis de définir les relations entre glissement et maclage, en introduisant la notion de dislocation de maclage : trois dislocations de maclage sont équivalentes à une dislocation de glissement. Ceci a permis d'interpréter la croissance des macles ainsi que leurs interactions avec les bandes de glissement. Le maclage se produit uniquement sur les systèmes $\{112\}$ - $\langle 111 \rangle$.

B4	B2	B5	D4	D1	D6	A2	A6	A3	C5	C3	C1
(111)	(111)	(111)	(1 $\bar{1}$ 1)	(1 $\bar{1}$ 1)	(1 $\bar{1}$ 1)	($\bar{1}$ 11)	($\bar{1}$ 11)	($\bar{1}$ 11)	($\bar{1}$ 11)	($\bar{1}$ 11)	($\bar{1}$ 11)
[10 $\bar{1}$]	[0 $\bar{0}$ 1]	[$\bar{1}$ 10]	[10 $\bar{1}$]	[011]	[110]	[0 $\bar{1}$ 1]	[110]	[101]	[$\bar{1}$ 10]	[101]	[011]

TAB. II.8 – Notation de Schmid et Boas pour la désignation des systèmes octaédriques dans les CFC.

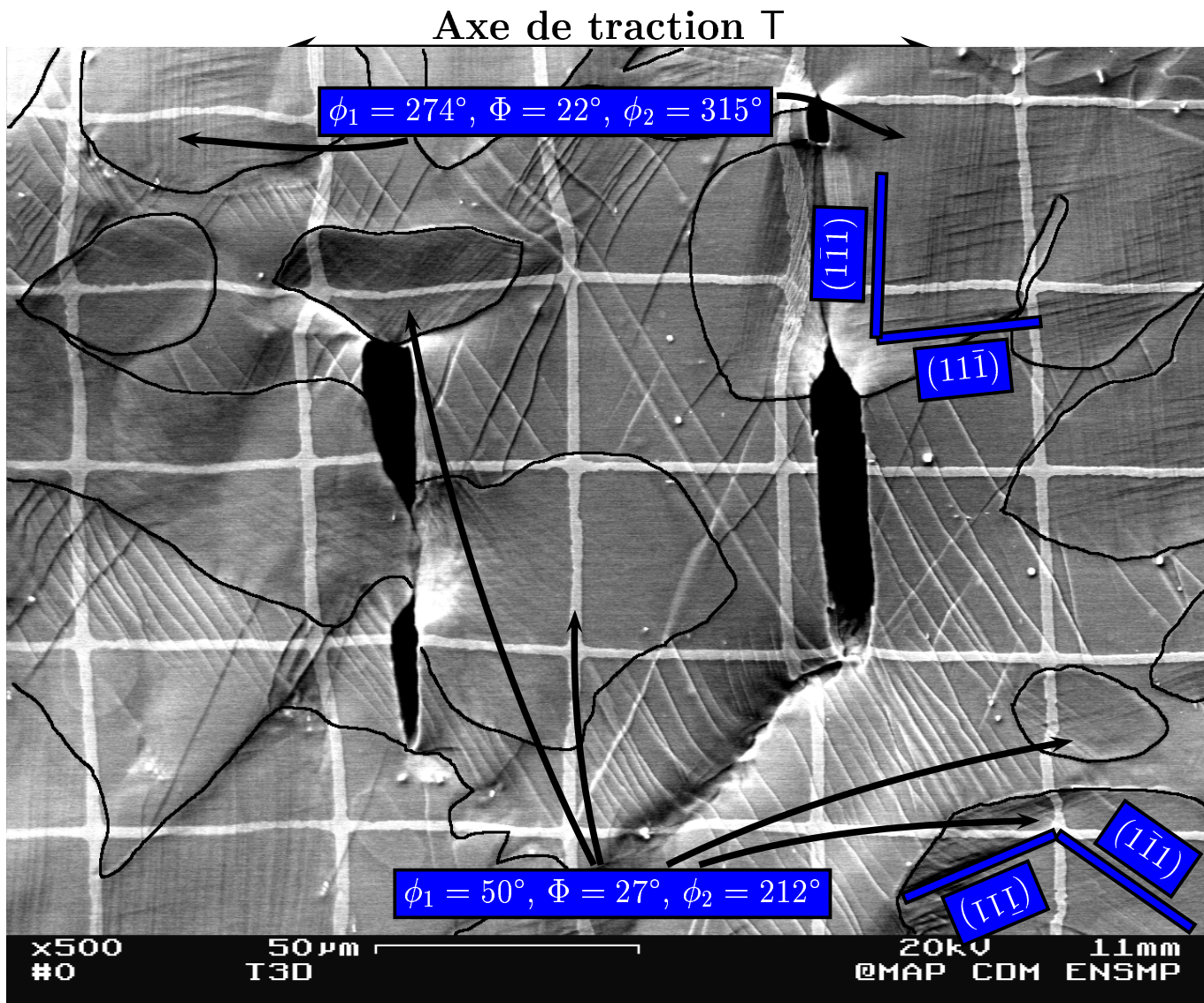


FIG. II.19 – Micrographie prise au MEB d'une zone de l'éprouvette T3. Deux orientations cristallographiques de lattes d'austénite existent, conduisant à l'activation de deux types de systèmes majoritaires. Le glissement est planaire, les bandes de glissement sont finement espacées, et leur trace correspond à celles de plans (111).

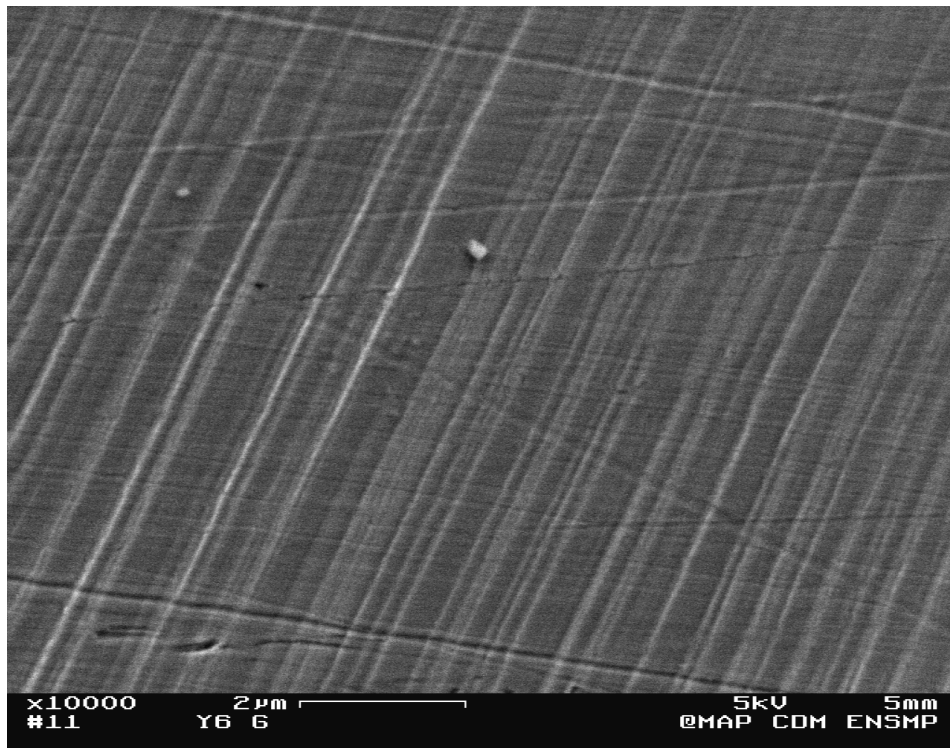


FIG. II.20 – Zoom sur une zone de glissement planaire dans l'austénite. La distance moyenne entre les bandes de glissement est de l'ordre de $0.4 \mu\text{m}$, donc nettement inférieure à la taille de lattes.

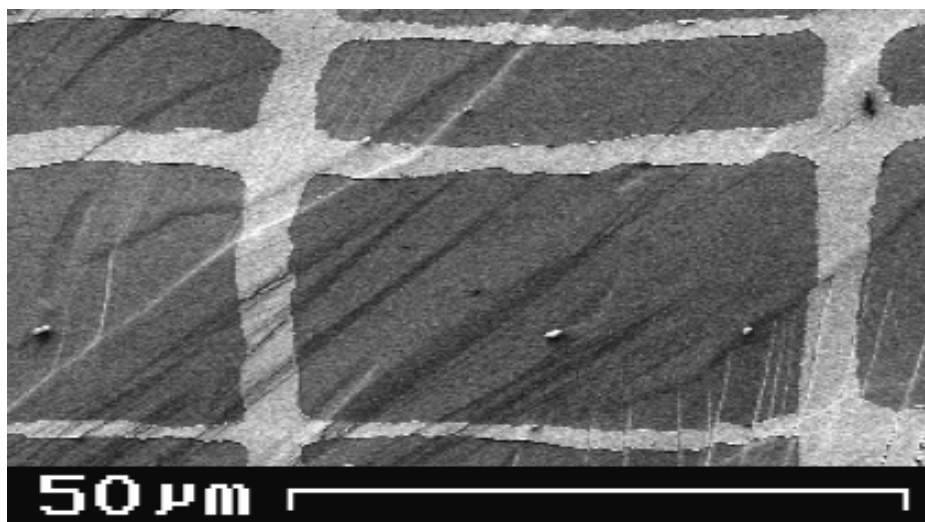


FIG. II.21 – Micrographie d'une zone de l'éprouvette T3 déformée. Possibles macles, en forme de fer de lance, dans l'austénite.

Ferrite non-vieille

Les observations faites par microscopie en transmission par B. Verhaeghe [Verhaeghe et al., 1997] indiquent que dans l'état non-vieilli, la déformation plastique de la ferrite est attribuée au mouvement de larges dipôles vis, engendrés à l'interface entre les deux phases de façon homogène. Le maclage ne semble pas avoir été détecté pour l'état non-vieilli.

Ferrite vieille

A l'échelle microscopique, le glissement dans la ferrite vieille devient *localisé et sinueux* [Joly, 1992]. Les observations MET [Verhaeghe et al., 1997] indiquent que le glissement sinueux est associé au mouvement des dipôles vis. Le mouvement des dislocations vis, qui est ralenti, contrôle de plus le mouvement des groupes de dislocations coin appartenant au même plan.

Du glissement planaire selon les plans $\{110\}$ a également été observé [Joly, 1992], [Verhaeghe, 1995]. Il est plus rare, et n'intervient que pour certaines orientations locales, mais semble favorisé par le vieillissement de la ferrite [Marcinkovski et al., 1964]. Cependant, il ne devient prépondérant face au glissement sinueux que pour les vieillissements très importants, de l'ordre de 575 heures à 500°C.

Enfin, le dernier mode de déformation observé est le maclage [Joly, 1992]. Notons qu'il n'est pas systématiquement observé dans les aciers austéno-ferritiques [Verhaeghe, 1995]. En réalité, comme les macles sont très fines, elles peuvent être confondues avec des lignes de glissement planaire, et parfois seule une analyse de leurs extrémités de forme lenticulaire peut révéler leur caractère. Selon Marcinkowski [Marcinkovski et al., 1964], ce mode de déformation est favorisé également par le vieillissement de la ferrite.

Identification sur micrographies

La figure II.22 montre l'identification des modes de déformation de la ferrite pour la même micrographie que celle de la figure II.19. Le glissement sinueux est de loin le mode de déformation prépondérant, et il en est de même pour toutes les autres micrographies analysées. L'indexation des traces de glissement est délicate. D'abord parce que les lignes sont sinueuses, et qu'il est parfois difficile de déterminer une direction globale. Ensuite, parce qu'il existe plusieurs solutions : en effet, la famille $\{110\}$ compte 6 plans, $\{112\}$ 12 plans, et $\{123\}$ 24 plans. Cependant, ces traces sont globalement toutes parallèles aux traces de macles, qui elles font partie sans ambiguïté de la famille $\{112\}$. Et effectivement, on trouve toujours une orientation de plan $\{112\}$ à $\pm 2^\circ$ de la trace.

La distance entre bandes de glissement varie entre 1 et 5 μm environ. Celles-ci ne deviennent sinueuses que près des interfaces avec l'austénite, ce qui peut être interprété par le fait que certaines dislocations provenant de l'austénite sont transmises via les relations KS dans la ferrite : leur plan $\{111\}_\gamma$ se transforme en plan $\{110\}_\delta$, conformément à ce qu'a observé B. Verhaeghe au MET [Verhaeghe et al., 1997], puis elles peuvent se dissocier en deux dislocations de plans $\{112\}$.

Dans certains cas cependant, le glissement peut être beaucoup plus chaotique. La micrographie de la figure II.23 est tirée d'une éprouvette prélevée dans le tube Y4331 et qui a rompu en cisaillement (confer le chapitre V sur la germination de l'endommagement). Les marches en surface sont très importantes (au moins 2 μm) et très sinueuses. L'agrandissement de la figure permet de distinguer de nombreux changements de plan de glissement. La

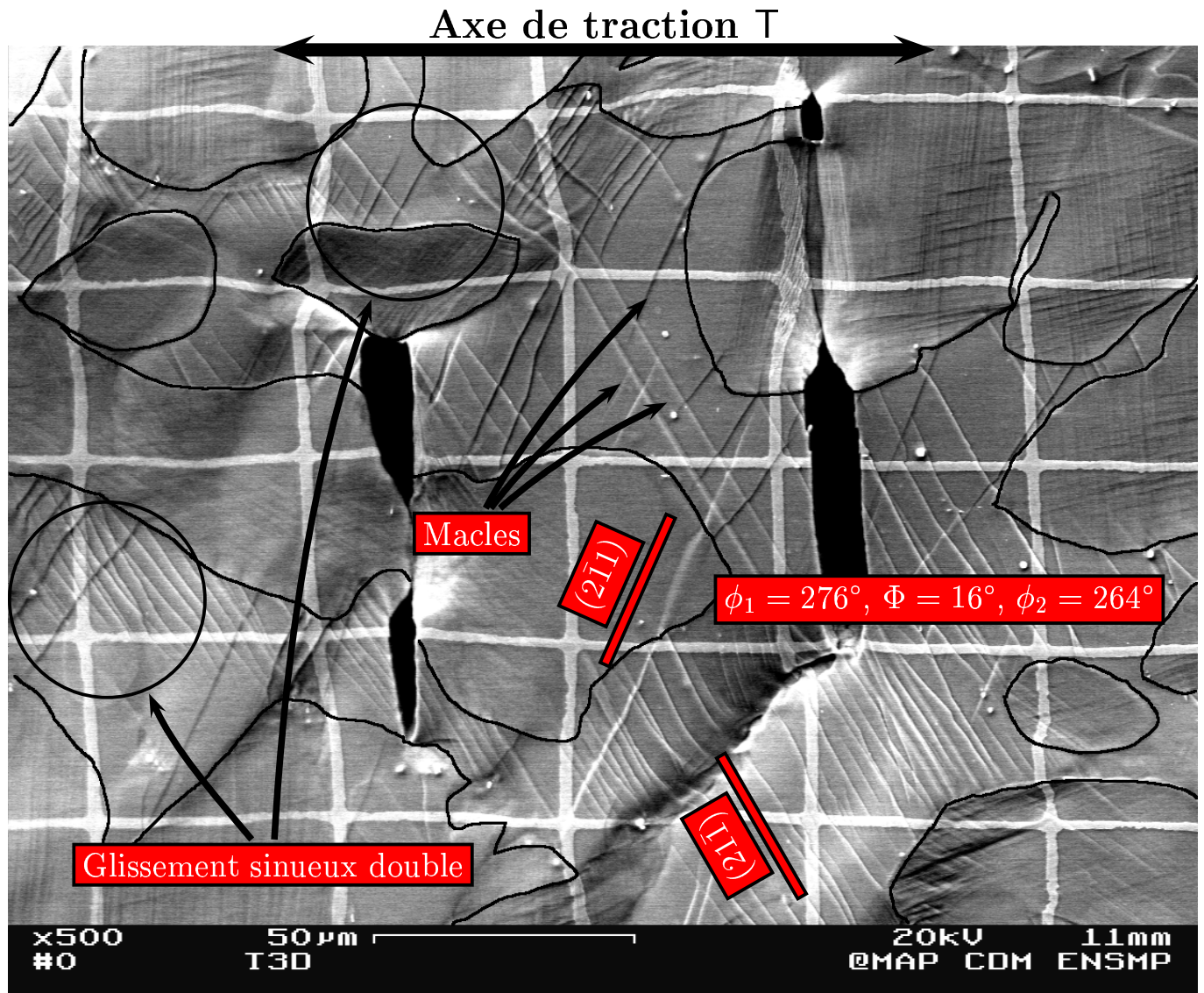


FIG. II.22 – Identification des modes de déformation de la ferrite. Eprouvette T3 (issue du Y4331).

distance moyenne entre deux changements, évaluée sur la micrographie, serait d'environ 140 nm.

Les macles sont aisément identifiables car leur trace en surface est rectiligne (voir figure II.22). Sur les micrographies, elles peuvent prendre plusieurs formes : lorsque la longueur de la macle est inférieure à la taille de latte de la ferrite, la macle est lenticulaire. Lors cette macle croît, elle finit par atteindre une interface avec l'austénite où elle adopte la forme en coin ("wedge"). Puis, lorsque les deux extrémités de la macle ont rejoint une interface, on obtient une bande traversant la latte de ferrite.

Le maillage n'est pas systématique, en ce sens qu'il peut y avoir de larges zones sans macles, contrairement au glissement sinueux qui est présent sur toute la surface des éprouvettes. Ceci provient probablement du fait que le maillage est directionnel : son activation dépend du signe de la cisssion résolue sur le système de maillage considéré. Lorsque des macles sont présentes, leur distance est du même ordre de grandeur que celle entre bandes de glissement (cf. figure II.24).

Les notations qui seront utilisées pour la désignation des systèmes de glissement et de maillage $\{112\}$ - $\langle 111 \rangle$ dans la ferrite sont données au tableau II.9.

Am1	Dm2	Cm3	Bm4	Bm5	Bm6	Cm7	Am8	Dm9	Dm10	Cm11	Am12
(211)	(121)	(112)	($\bar{2}$ 11)	(1 $\bar{2}$ 1)	(11 $\bar{2}$)	(2 $\bar{1}$ 1)	(12 $\bar{1}$)	($\bar{1}$ 12)	(21 $\bar{1}$)	($\bar{1}$ 21)	(1 $\bar{1}$ 2)
[$\bar{1}$ 11]	[1 $\bar{1}$ 1]	[11 $\bar{1}$]	[111]	[111]	[111]	[11 $\bar{1}$]	[$\bar{1}$ 11]	[1 $\bar{1}$ 1]	[1 $\bar{1}$ 1]	[11 $\bar{1}$]	[$\bar{1}$ 11]
-	-	-	-	-	-	+	+	+	+	+	+

TAB. II.9 – Notations utilisées pour les systèmes de glissement et de maillage dans la ferrite. La troisième ligne correspond au signe de la cisssion critique sur le système considéré nécessaire pour activer le maillage.

En conclusion _____

- l'austénite, phase CFC, se déforme par glissement homogène selon les 12 systèmes $\{111\}$ - $\langle 110 \rangle$
 - la ferrite vieillie, phase CC, se déforme par glissement sinueux et par maillage,
 - le glissement sinueux de la ferrite vieillie est localisé, avec une distance entre bandes de quelques microns, et s'effectue en moyenne selon les systèmes $\{112\}$ - $\langle 111 \rangle$,
 - le maillage de la ferrite vieillie n'intervient que pour certaines orientations cristallographiques locales. Il s'effectue selon les mêmes systèmes que le glissement sinueux, et lorsqu'il est présent, la distance entre les macles est de l'ordre de grandeur de celle entre bandes de glissement.
-

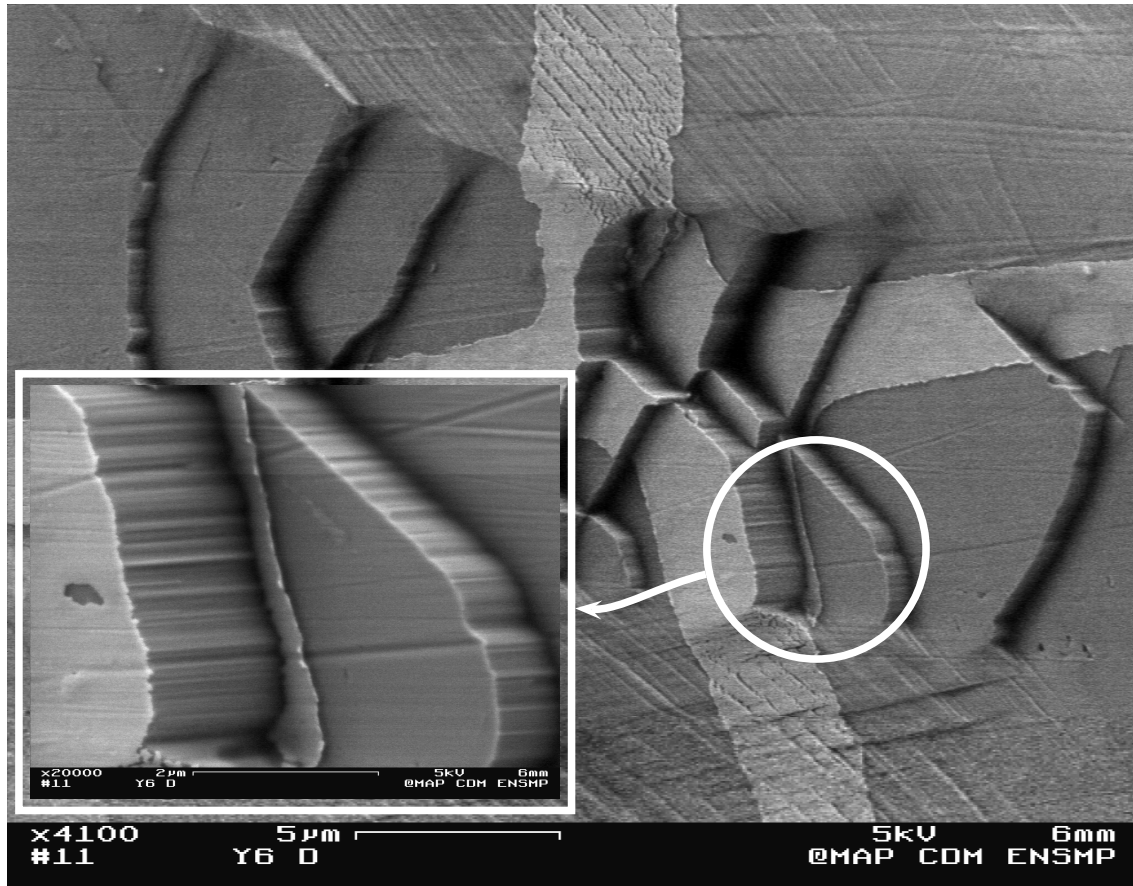


FIG. II.23 – Marches créées à la surface par le glissement de la ferrite (éprouvette Y6, issue du Y4331). Le glissement est très sinueux, ce qui fait qu'il est délicat de déterminer une direction d'ensemble pour l'indexation. Le changement de plans de glissement est fréquent comme l'atteste le zoom, qui permet d'évaluer à environ 150 nm le parcours moyen sur un plan.

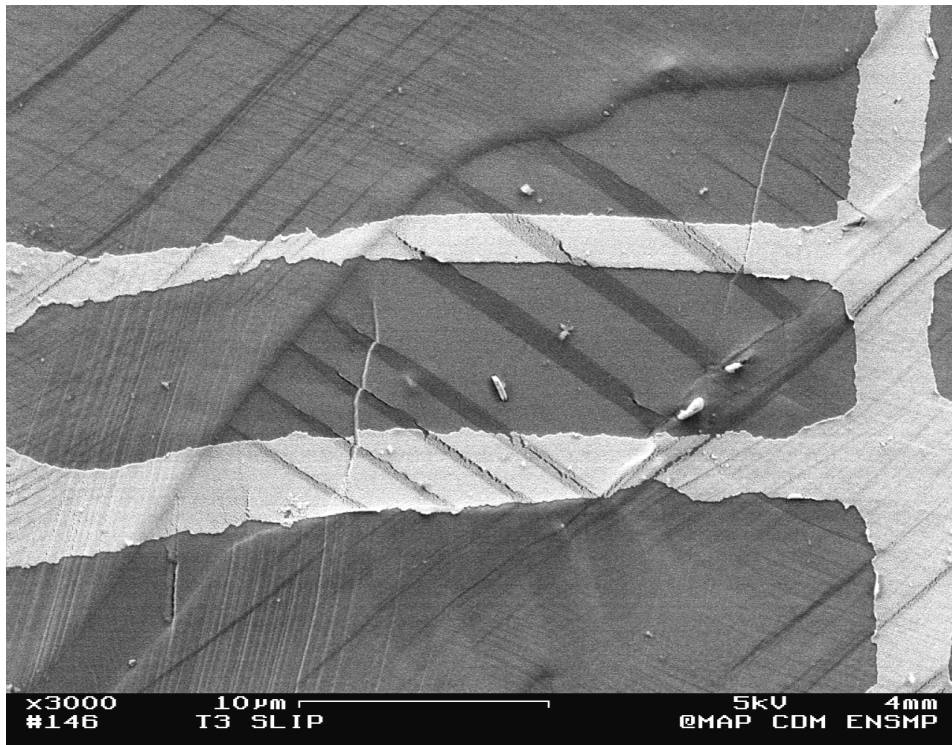


FIG. II.24 – Micrographie de l'éprouvette T3, avec une série de macles parallèles dans la ferrite. Elles sont assez régulièrement espacées comme les bandes de glissement.

II.2 Caractérisation mécanique

Cette partie est consacrée à la caractérisation mécanique des aciers étudiés. L'objectif de cette caractérisation est d'obtenir des essais *discriminants* du comportement afin de pouvoir alimenter la modélisation micromécanique. Au chapitre III, nous verrons en effet que cette modélisation est fondée sur une optimisation des paramètres d'écrouissage de chaque phase par comparaison avec le comportement macroscopique ainsi testé.

Pour les polycristaux, des essais caractéristiques permettant l'optimisation des paramètres d'écrouissage du monocristal peuvent être les essais de traction et les essais de fatigue oligo-cyclique (ou essais de traction-compression) [Cailletaud, 1992]. Dans le cas des aciers austéno-ferritiques, le caractère biphasé des bicristaux conduit à s'interroger sur la meilleure façon de dissocier le comportement de chaque phase.

Le fait que la ferrite soit vieillie indique que sa limite d'élasticité augmente par rapport à son état initial [Marcinkovski et al., 1964], et notamment par rapport à celle de l'austénite. En testant de faibles amplitudes de déformation lors d'essais de traction-compression, on peut donc ne solliciter que le comportement plastique de l'austénite, la ferrite restant élastique. Aux plus fortes amplitudes de déformation, il s'agira de pouvoir déterminer le comportement plastique de la ferrite par déconvolution du comportement total et de celui de l'austénite identifié aux faibles amplitudes.

Les essais de traction sont aussi nécessaires car ils permettent de caractériser le comportement du matériau pour des déformations plus importantes, typiquement 10 à 20 %. Du fait de l'apparition de l'endommagement dès 1.5 % de déformation plastique [Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998], les essais de compression sur pions sont encore mieux adaptés à la caractérisation du comportement non-endommagé pour les fortes déformations. Pour cela, nous bénéficions de la base expérimentale des essais déjà réalisés pour le Y4331, le EK1 et le EK3. Pour les autres matériaux, des essais de traction ont été utilisés.

II.2.1 Essais réalisés

a) Essais de traction ou de compression

Des essais de traction sur éprouvettes lisses ont été effectués sur l'ensemble des matériaux par P. Joly [Joly, 1992], L. Devillers-Guerville [Devillers-Guerville, 1998], A. Capron [Capron et al., 1999]. Les courbes ne sont pas toujours disponibles dans leurs publications. C'est pourquoi elles seront présentées dans cette section de façon comparative.

La figure II.25 présente donc les courbes de traction obtenues contrainte vraie ($\sigma = F/S$, avec S section réactualisée) en fonction de la déformation vraie ($\varepsilon = \ln(1 + \Delta L/L_0)$, avec ΔL allongement et L_0 longueur initiale). Notons que le début des courbes ($\varepsilon \leq 0.2$ %) n'est pas toujours déterminé de façon précise à cause de la sensibilité de l'extensomètre utilisé.

Ces courbes confirment donc, et ce malgré les différences de composition chimique entre les matériaux, que plus le coupon est vieilli, plus son écrouissage sera important. En réalité, si les pentes d'écrouissage augmentent raisonnablement avec le vieillissement, les limites apparentes d'élasticité semblent encore plus affectées. Ceci est particulièrement vrai avec le coupon EK3 donc l'écrouissage en début de plasticité est très important. Nous verrons que ceci sera cohérent avec les identifications des paramètres d'écrouissage qui seront réalisées au chapitre III.

Les essais de compression réalisés sur pions permettent de mettre en valeur l'influence de l'endommagement sur le comportement [Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998]. En effet, si l'on suppose que le clivage n'intervient pas en compression (ou alors pour de très grandes déformations plastiques), la différence entre la courbe de compression et la courbe de traction sera entièrement imputable à la germination des microfissures de clivage. Ceci est bien sûr à moduler par la légère différence observée notamment sur les courbes cycliques entre traction et compression (cf. la partie b)). Le schéma des pions de compression, ainsi que les caractéristiques des essais correspondants, peuvent être trouvés dans [Devillers-Guerville, 1998]. Les résultats pour le tube Y4331 sont présentés sur la figure II.26.

b) Essais de traction–compression

Les dimensions des éprouvettes utilisées pour ces essais sont décrites sur le schéma de la figure II.27. Elles correspondent à des éprouvettes classiques de fatigue oligo-cyclique. Le volume total de la zone utile vaut 500 mm^3 environ. Pour un polycristal dont la taille de grain vaut quelques dizaines de microns, le volume de cette zone utile est largement supérieur à celui d'un VER¹. Dans notre cas, ce volume correspond à quelques dizaines de grains ferritiques, selon le matériau. Il ne paraît donc pas assez important ; cependant, les faibles différences de comportement entre les différentes éprouvettes prélevées dans le même matériau et dans le même sens de prélèvement semblent montrer qu'il est suffisant.

Pour les matériaux issus du Coude n°1 et du coude EK, toutes les éprouvettes ont été prélevées selon la direction radiale, et de telle sorte que la zone utile se trouve dans la zone centrale équiaxe. Pour le tube Y4331, une éprouvette a été prélevée dans le sens \mathcal{T} et une autre dans le sens \mathcal{LT} du tube.

Les essais ont été conduits sur une machine MTS de 100 kN de force. Le pilotage s'est fait en déformation imposée, grâce à un extensomètre de déplacement placé dans la zone utile des éprouvettes. La base de mesure de cet extensomètre est de 10 mm. Une acquisition numérique du déplacement vérin, de la charge et de l'allongement de la base de mesure de l'extensomètre est par ailleurs effectuée sur PC.

Afin de mettre en évidence certains aspects du comportement de ces matériaux, on a pu faire varier la séquence de cycles en déformation imposée, la température d'essai ainsi que la vitesse de sollicitation. Le tableau II.10 indique les caractéristiques de chaque essai. De façon générale, la majorité des essais se sont faits à température ambiante. Deux essais à 320°C ont néanmoins été menés sur le EK1, ceci afin de caractériser l'évolution du comportement à la température de service. Les cycles imposés en contrôle de déformation ont été menés avec un rapport de déformation $R = \varepsilon_{\min}/\varepsilon_{\max} = -1$. Pour le coupon EK2, des essais à $R = 0$ ont été cependant conduits afin de pouvoir valider ultérieurement les lois de comportement sur un autre type de chargement. L'effet de viscosité a également été mis en évidence sur le EK1, par des vitesses de 10^{-4} s^{-1} et 10^{-2} s^{-1} , à 20°C et 320°C . Les cycles à amplitude croissante puis décroissante ont pour objectif de déterminer l'effet mémoire éventuel du matériau.

1. Volume Élémentaire Représentatif, c'est-à-dire volume minimal pour lequel les propriétés mécaniques vérifient la condition d'ergodicité. Pour un polycristal isotrope, ce volume contient typiquement 200 grains.

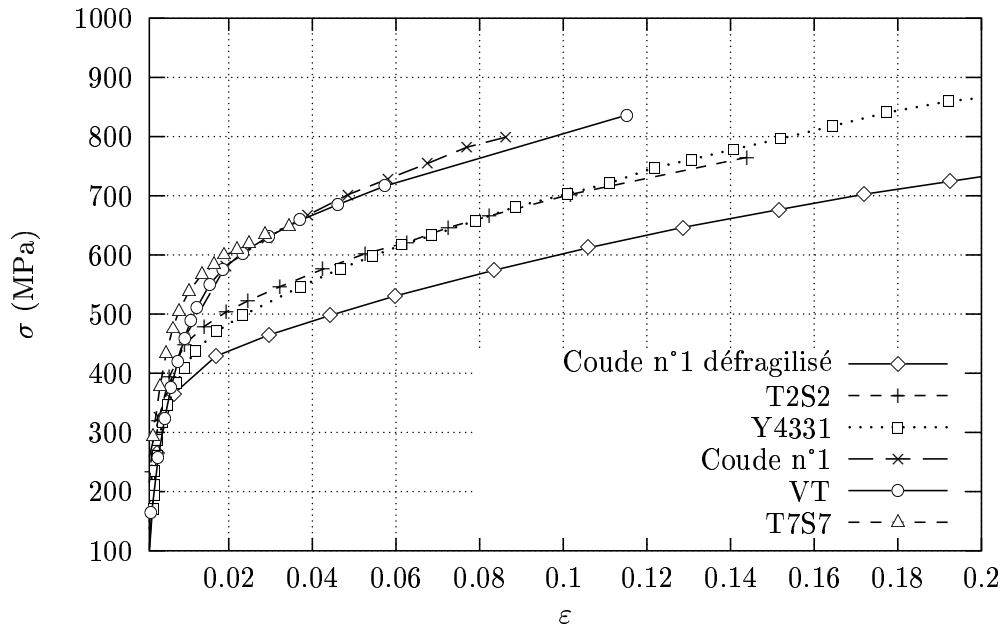


FIG. II.25 – Courbes de traction (contrainte vraie – déformation vraie) pour l'ensemble des matériaux.

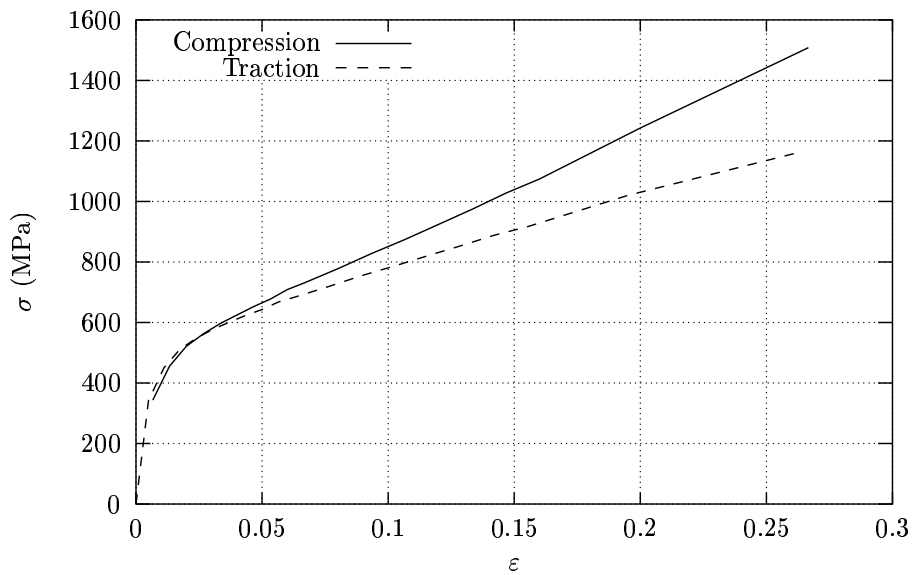


FIG. II.26 – Comparaison des courbes de compression sur pion et de traction sur éprouvette lisse pour le Y4331, d'après [Deville-Guerville, 1998].

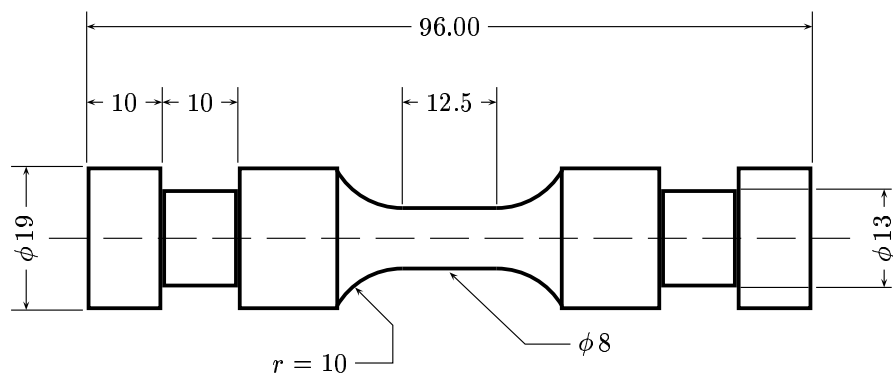


FIG. II.27 – Schéma des éprouvettes de traction-compression.

Matériau	Températures		Amplitudes (%)	Effets testés		
	20°C	320°C		Vitesse	Mémoire	$R = 0$
Coude n°1 (déf.)	X		±0.33 0.50 0.66 1.00 1.50			
Y4331	X		±0.50 1.00		X	
EK1	X	X	±0.40 0.60 1.20	X		
Coude n°1	X		±0.33 0.50 0.66 1.00 1.50			
EK2	X		±0.15 0.30 0.45 0.60 0.75 1.20 1.35			X
EK3	X		±0.15 0.30 0.45 0.60 0.90 1.20			

TAB. II.10 – Récapitulatif des caractéristiques des essais de traction-compression. Noter que le Coude n°1 a été testé en l'état et après défragilisation (déf.).

II.2.2 Résultats

L'ensemble des résultats en termes de courbes cycliques pour tous les matériaux ne sera pas présenté dans cette partie, mais est donné dans l'annexe A-II.1. Seules les courbes permettant de mettre en valeur les principaux effets seront commentées.

a) Résultats à 20°C

Les courbes stabilisées présentent un fort effet Baushinger, ceci quelle que soit l'amplitude de déformation imposée et le matériau. Cet effet est associé à un écrouissage de type cinématique, c'est-à-dire à l'existence d'une contrainte interne. Il se caractérise par le fait que tous les matériaux se déforment plastiquement avant même de rentrer en compression, après la première décharge du cycle : on pourra se référer par exemple au cycle stabilisé à ± 1 % du Y4331 sur la figure II.28.

Cet écrouissage prédomine clairement sur le deuxième type : l'écrouissage isotrope, c'est-à-dire l'augmentation progressive de la taille du domaine élastique avec la déformation cumulée. Le rapport entre ces deux types d'écrouissage peut être mesuré sur les courbes cycliques, en mesurant les contraintes maximales et l'amplitude de la décharge élastique, comme indiqué sur la figure II.29. σ_i désigne la partie isotrope de l'écrouissage, et le calcul de la partie cinématique σ_c se fait via l'équation :

$$\sigma_i + \sigma_c = \frac{\Delta\sigma}{2} \quad (2.1)$$

Cette méthode est cependant assez peu précise et dépend grandement de l'opérateur. Elle ne peut fournir que des ordres de grandeur de ces contraintes. La figure II.30 indique l'évolution de σ_i et σ_c en fonction de l'amplitude de déformation imposée [Capron et al., 1999], pour le Coude n°1 (état initial et défragilisé). L'écrouissage cinématique est donc toujours supérieur à l'isotrope. L'effet est renforcé de façon considérable lorsque l'on passe au-dessus de 0.5 % d'amplitude de déformation.

Les courbes correspondant aux cycles stabilisés présentent également une légère asymétrie : les contraintes en compression sont supérieures à celles obtenues en traction. L'écart peut atteindre environ 20 MPa pour des amplitudes de ± 1.5 %. Il est inexistant pour les amplitudes inférieures à ± 0.5 %.

Quel que soit le matériau, les cycles stabilisés pour des amplitudes inférieures à ± 0.5 % sont sensiblement identiques. Pour les amplitudes supérieures, en revanche, le comportement plastique de la ferrite intervient plus fortement. Les contraintes maximales atteintes sur les cycles stabilisés sont d'autant plus importantes que le vieillissement l'est (cf. la figure II.31).

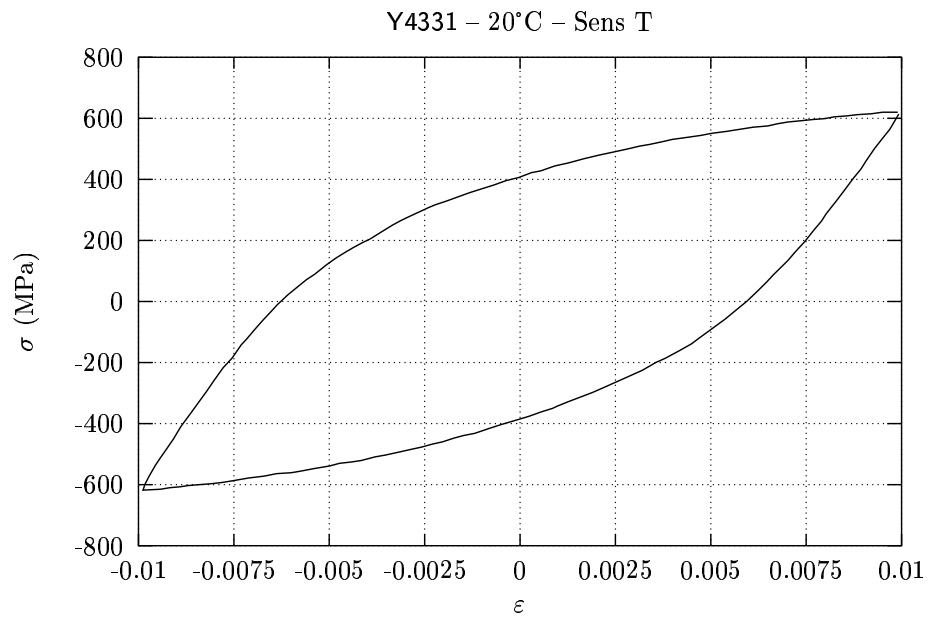


FIG. II.28 – Exemple de cycle stabilisé pour le Y4331, à $\pm 1\%$ d'amplitude. On notera que le matériau se déforme plastiquement à la décharge avant même de rentrer en compression.

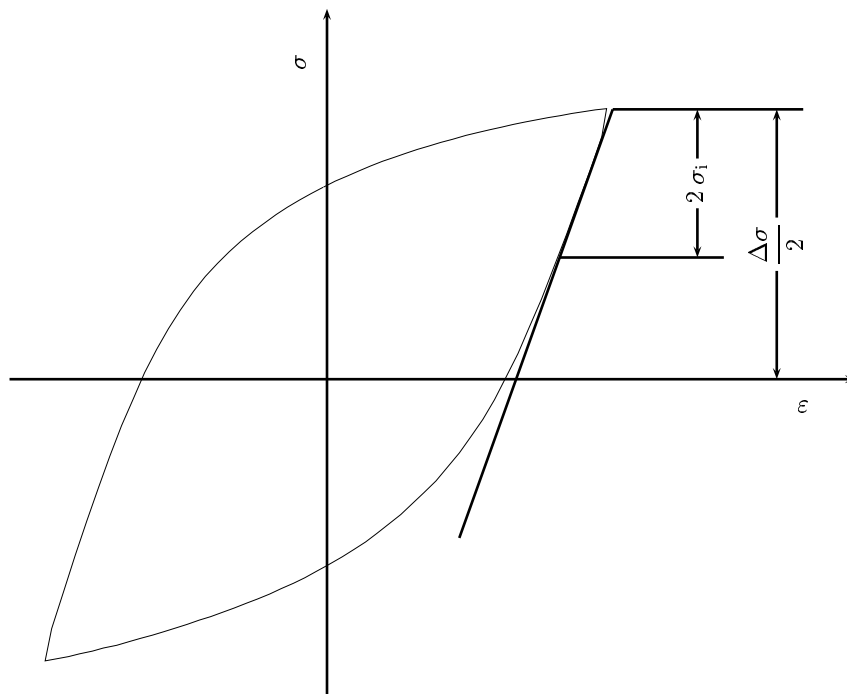


FIG. II.29 – Principe de calcul du ratio entre écrouissage isotrope et cinématique sur les courbes cycliques.

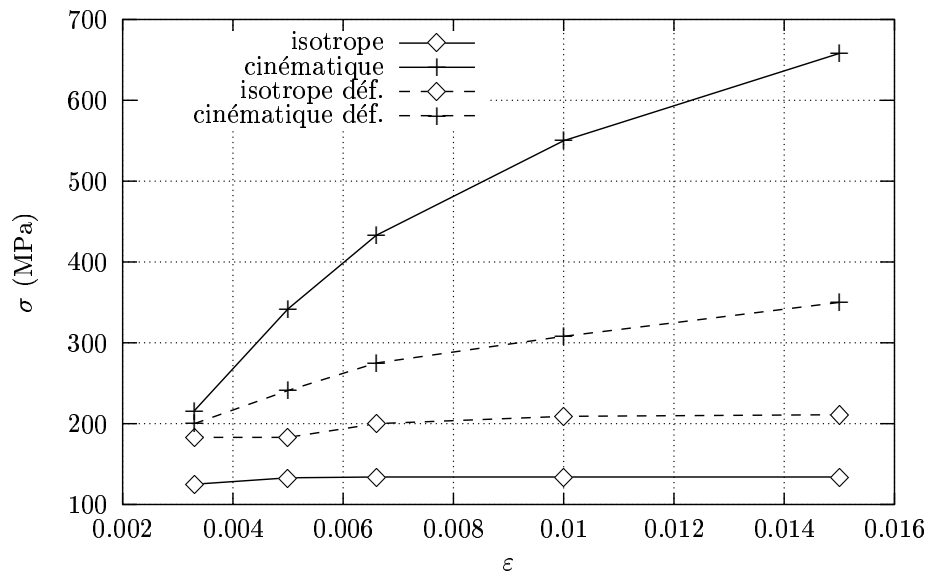


FIG. II.30 – Evolution des parties cinématiques et isotropes de l'écroutissage du Coude n°1 en fonction de l'amplitude de déformation.

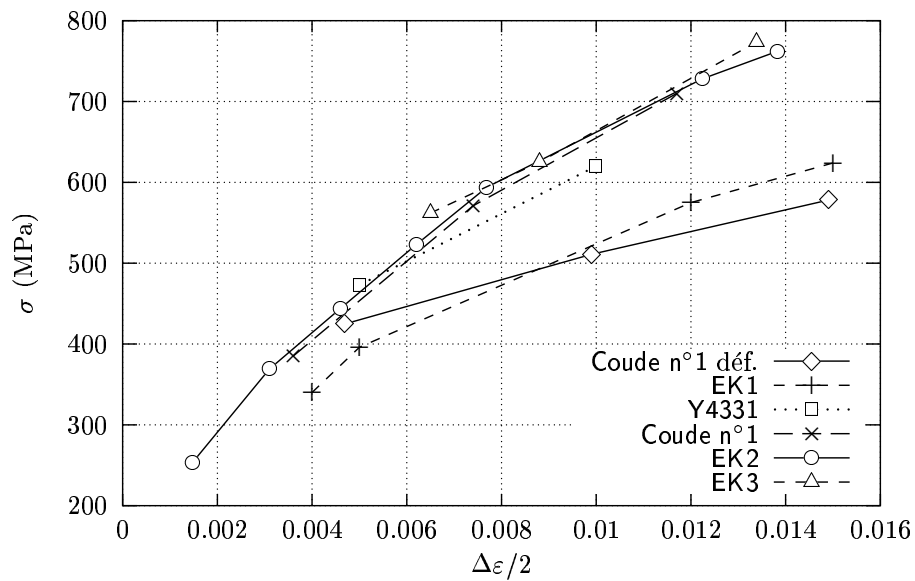


FIG. II.31 – Courbes d'écroutissage cyclique pour les différents matériaux.

La figure II.32 montre que le Y4331 possède un effet mémoire, c'est-à-dire une réponse dépendant de son histoire de chargement, pour les cycles stabilisés : ainsi le deuxième cycle stabilisé à ± 0.5 % atteint-il un niveau de contrainte supérieur au premier.

L'effet de vitesse à 20°C , caractérisé pour le EK1 sur la figure II.33, montre que dans la gamme de vitesses choisies (de 10^{-4} à 10^{-2} s^{-1}) l'écart en contraintes n'est que d'environ 5 MPa. Il reste donc négligeable dans la gamme de vitesse testée.

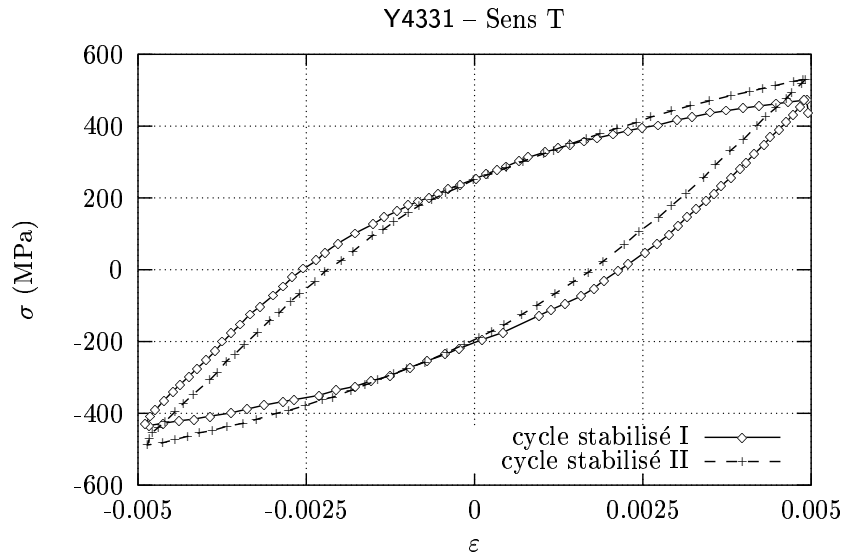


FIG. II.32 – Mise en évidence de l'effet mémoire pour le Y4331 : le deuxième cycle stabilisé à $\pm 0.5\%$ est différent du premier. Le niveau de contrainte maximal atteint est supérieur.

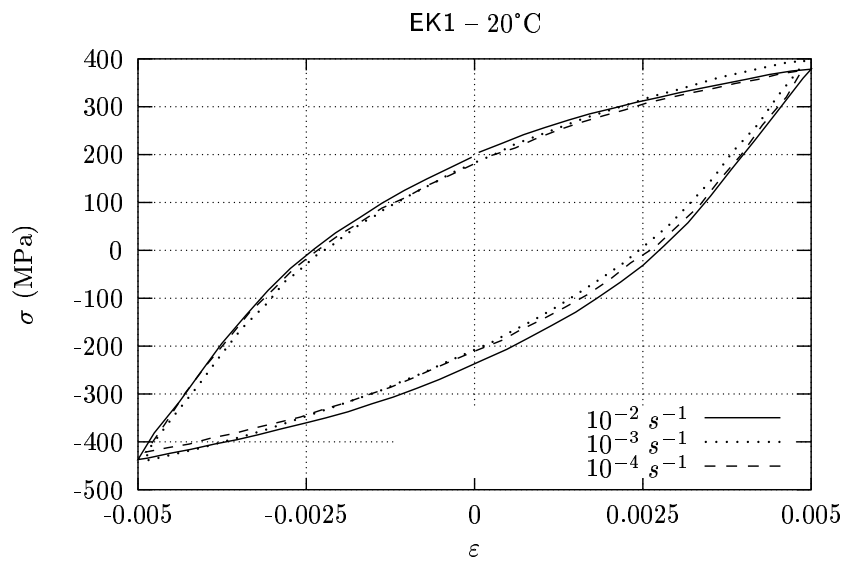


FIG. II.33 – Etude de l'effet de vitesse pour le EK1. L'écart de contraintes entre 10^{-4} et 10^{-2} s^{-1} est d'environ 5 MPa.

La figure II.34 montre que l'anisotropie de comportement du Y4331 est faible pour les amplitudes de déformations concernées ($< 1.5\%$). Cependant, nous avons vu que le sens de prélèvement avait une influence beaucoup plus importante pour les plus grandes déformations, notamment lors d'un essai de traction.

b) Résultats à 320°C

Les essais cycliques menés à 320°C sur le EK1 révèlent que la température tend à faire diminuer la limite d'élasticité du matériau. En conséquence, pour la même amplitude de déformation, les niveaux de contraintes atteints sont nettement inférieurs à ceux de 20°C, comme l'atteste la figure II.35.

Les enregistrements des essais à 320°C révèlent également un effet d'écoulement saccadé (Portevin–Le Chatelier, ou *jerky-flow*) : de petites oscillations de la charge s'ajoutent à la courbe cyclique comme le montre le graphe de la figure II.36. L'effet semble d'autant plus prononcé que l'amplitude de déformation ou la vitesse de sollicitation sont importantes. Il s'atténue au fur et à mesure que le comportement se stabilise.

Pour cette température, on observe également un effet de viscosité *negative* : la contrainte maximale décroît avec la vitesse de sollicitation, comme le montre la figure II.37.

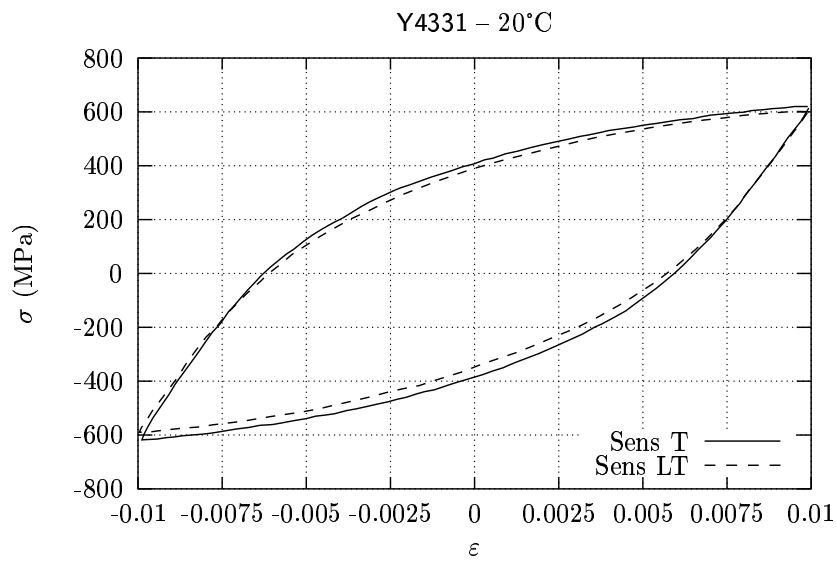


FIG. II.34 – Anisotropie de comportement du Y4331. Pour ces amplitudes de déformation, l'effet du prélèvement est faible.

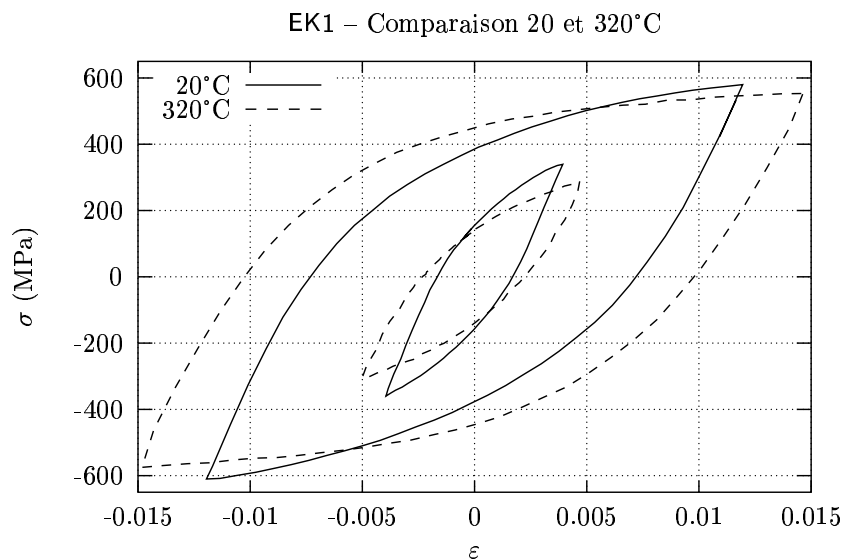


FIG. II.35 – Comparaison des courbes stabilisées aux mêmes amplitudes de déformation à 20 et 320°C, pour le EK1. Les niveaux de contraintes atteints à 320°C sont nettement inférieurs.

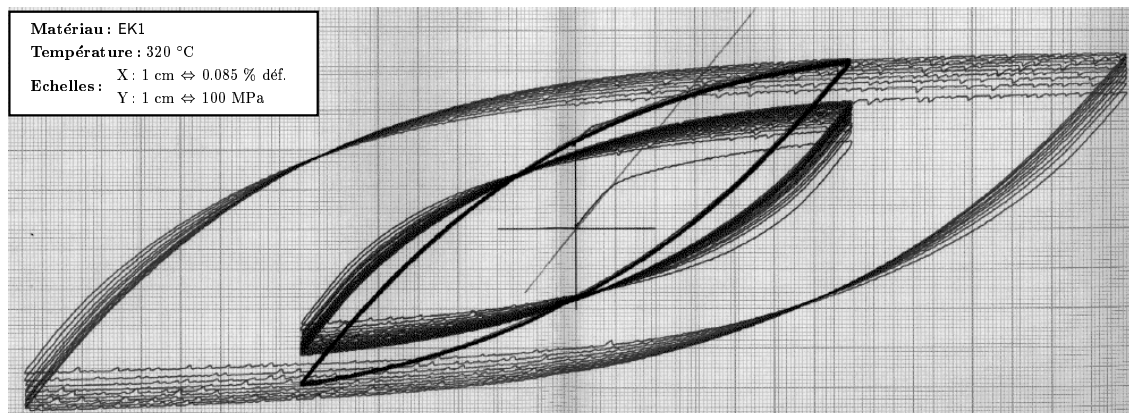


FIG. II.36 – Mise en évidence de l'écoulement saccadé à 320°C pour le EK1.

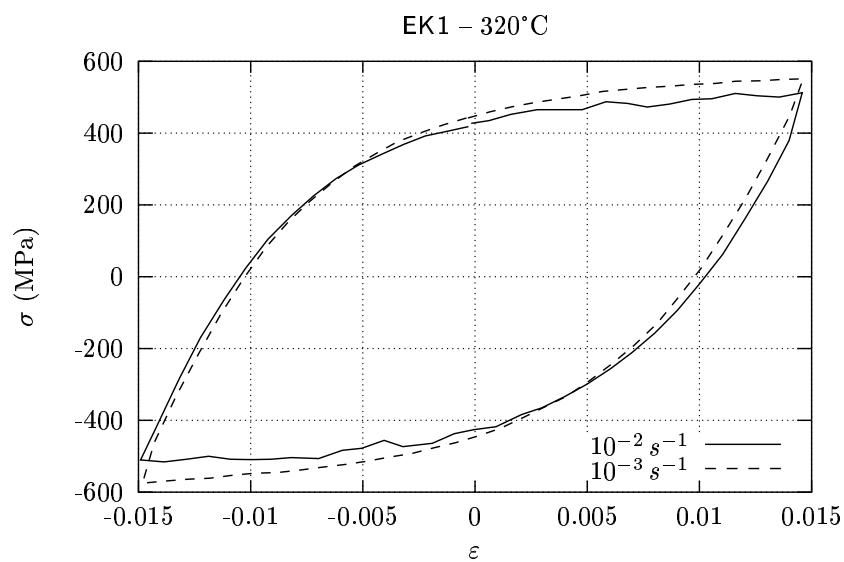


FIG. II.37 – Effet de viscosité négative pour le EK1 à 320°C.

II.2.3 Discussion

Le vieillissement semble peu affecter les courbes correspondant aux amplitudes de déformation inférieures à 0.5 %. Comme, pour ces amplitudes, il est vraisemblable que ce soit préférentiellement l'austénite qui se déforme plastiquement, on peut donc considérer que le vieillissement n'affecte pas le comportement de l'austénite. Par ailleurs, ces cycles à faible amplitude sont assez semblables d'un matériau à l'autre, même de composition chimique différente. Ceci semble indiquer que le comportement de la phase austénitique varie peu.

En revanche, pour les plus fortes amplitudes, l'effet du vieillissement de la ferrite influence de plus en plus le comportement macroscopique. La fraction de ferrite étant très inférieure à celle de l'austénite (20–30 %), une légère différence en terme de comportement macroscopique correspondra cependant à une forte différence en terme de comportement plastique de la ferrite.

L'asymétrie des courbes en traction–compression est due au comportement plastique de la ferrite. Ce phénomène est en effet assez connu pour les aciers ferritiques. [Christian, 1970] et [Magnin et al., 1984] donnent deux origines possibles pour ces écarts : soit le maclage est plus aisé en traction qu'en compression, soit les systèmes de glissement activés dépendent de la contrainte normale au plan de glissement. Nous avons vu que le maclage est un mode de déformation faiblement activé par rapport au glissement. Il n'est donc vraisemblablement pas à l'origine de cet asymétrie. En revanche, les systèmes de glissement $\{112\}$ – $\langle 111 \rangle$ qui sont associés au mouvement des dislocations vis, ont un comportement qui dépend de la contrainte normale au plan de glissement. En compression, cette contrainte négative tend à faire diminuer la taille du cœur des dislocations et rend d'autant plus difficile leur glissement.

Le “jerky–flow” est un phénomène couramment observé pour les aciers austénitiques en température [Delobelle, 1993], ainsi que pour d'autres matériaux comme l'Inconel 600 [Mulford et Kocks, 1979]. Il est souvent associé par ailleurs à l'effet de viscosité négative, notamment pour les austénitiques entre 200 et 400°C. Les interactions entre dislocations et défauts ponctuels et/ou atomes de soluté (C, P, O, N entre autres) en seraient responsables, à l'instar d'un phénomène type Portevin–Le Chatelier. Cet effet n'est observé qu'à partir d'un certain taux de déformation, nécessaire à la création de défauts ponctuels (lacunes) qui peuvent augmenter la vitesse de diffusion des substitutionnels. La phase austénitique serait donc principalement responsable de ces effets. Cependant, ce phénomène pourrait intervenir également dans la phase ferritique, dans laquelle le carbone et l'azote sont présents sous forme d'interstitiels.

Le fort effet cinématique observé sur les courbes possède trois origines : d'abord, à l'échelle des lattes d'austénite et de ferrite, il existe un écrouissage cinématique *intragranulaire*¹, présent pour chaque système de glissement. Les identifications effectuées à l'aide de modèles polycristallins sur des aciers austénitiques [Cailletaud et al., 1991] montrent que ce type d'écrouissage n'est pas négligeable devant l'écrouissage isotrope à cette échelle. De même, des expériences de traction–compression menées sur des monocristaux [Méric, 1991] ont révélé un fort écrouissage cinématique au stade I du monocristal.

A l'échelle du bicristal, il existe aussi un écrouissage cinématique que nous désignerons par “interphase” (ou effet composite), dû au mélange d'une phase molle (l'austénite) avec une phase dure (la ferrite).

1. c'est-à-dire à l'échelle de la phase concernée

Enfin, la dernière contribution à cet effet est l'écroissage *intergranulaire*² des polycristaux, qui correspondrait ici à l'échelle du poly-bicristal.

Cet écroissage cinématique augmente avec le vieillissement du matériau (voir figure II.29). Ceci suggère donc qu'il soit corrélé avec l'écroissage de la ferrite. On ne peut cependant en déduire que l'écroissage cinématique intragranulaire de la ferrite augmente avec le vieillissement : en effet, une augmentation de la limite d'élasticité et de l'écroissage isotrope de la ferrite produirait également un effet cinématique macroscopique à cause des effets d'écroissage interphase. Seule l'identification future des paramètres d'écroissage à l'aide du modèle micromécanique permettra de trancher quant à l'influence du vieillissement.

En conclusion

- *les essais cycliques à faible puis forte amplitude de déformation sont les seuls essais permettant de différencier le comportement de l'austénite de celui de la ferrite vieillie.*
 - *un fort écroissage cinématique est observé sur les courbes. Il est amplifié avec l'amplitude de déformation imposée. Il trouve son origine à la fois dans le comportement des deux phases et dans les effets d'écroissage inter-phases.*
 - *l'asymétrie des courbes en traction-compression provient de l'effet de la contrainte normale sur le glissement des systèmes $\{112\}$ - (111) de la ferrite.*
 - *à 320°C, un effet d'écoulement saccadé est mis en évidence. Ces phénomènes sont courants pour les aciers austénitiques inoxydables dans cette gamme de températures.*
-

2. c'est-à-dire entre les grains

Bibliographie

- BUGAT S., BESSON J., ET PINEAU A. (1997). *Approches micromécaniques pour la germination de l'endommagement dans les matériaux hétérogènes*. Documentation technique, Contrat EDF-DER/ARMINES N°T42L40/7F6469 RNE 621.
- BUGAT S., BESSON J., ET PINEAU A. (1998). *Approches micromécaniques pour la germination de l'endommagement dans les matériaux hétérogènes*. Documentation technique, Contrat EDF-DER/ARMINES N°T42L40/7F6469 RNE 621.
- BUGAT S., BESSON J., ET PINEAU A. (1999). *Approches micromécaniques pour la germination de l'endommagement dans les matériaux hétérogènes*. Documentation technique, Contrat EDF-DER/ARMINES N°T42L40/7F6469 RNE 621.
- BUGAT S., BESSON J., ET PINEAU A. (2000). *Approches micromécaniques pour la germination de l'endommagement dans les matériaux hétérogènes*. Documentation technique, Contrat EDF-DER/ARMINES N°T42L40/7F6469 RNE 621.
- CAILLETAUD G. (1992). *A micromechanical approach to inelastic behavior of metals*. International Journal of Plasticity, vol. 8, pp 55–73.
- CAILLETAUD G., DOQUET V., ET PINEAU A. (1991). *Cyclic multiaxial behaviour of an austenitic stainless steel: microstructural observation and micromechanical modelling*. In: Fatigue Under Biaxial and Multiaxial Loading, ESIS10, éd. K. Kussmaul, D. McDiarmid, and D. Socie, pp 131–149, London. Mechanical Engineering Publications.
- CAPRON A., EDELSON J., ET THIBAUT C. (1999). *Etude de la fragilisation d'un acier austéno-ferritique par vieillissement à 475°C*. Rapport de Stage, Ecole des Mines de Paris.
- CHRISTIAN J.W. (1970). *Plastic deformation of BCC metals*. In: Second International Conference on the Strength of Metals and Alloys.
- DELOBELLE P. (1993). *Synthesis of the elastoviscoplastic behavior and modelization of an austenitic stainless steel over a large temperature range, under uniaxial and biaxial loadings, Part I: behavior*. International Journal of Plasticity, vol. 27, pp 65–85.
- DELONG W.T. (1974). *Ferrite in austenitic stainless steel weld metal*. Welding Research Supplement, vol. , pp 273–286.
- DEVILLERS-GUERVILLE L. (1998). *Rupture d'aciers inoxydables austéno-ferritiques moulés, fragilisés par vieillissement à 350–400°C: Aspects microstructuraux - Simulation numérique de la dispersion et des effets d'échelle*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- DINGLEY D.J., BABA-KISHI K.Z., ET RANDLE V. (1995). *Atlas of Backscattering Kikuchi Diffraction Patterns*. Institute of Physics Publishing.
- DUVAL C. (1992). *Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers austéno-ferritiques vieillis*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris.
- JAOU L. (1965). *Etude de la plasticité et application aux métaux*. Dunod, Paris.
- JOLY P. (1992). *Etude de la rupture d'aciers inoxydables fragilisés par vieillissement à 400°C*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- LOUCHET F. (1979). *Dislocations et Déformation plastique*, chapitre Plasticité des métaux de structure cubique centrée. Les Editions de Physique.

- MAGNIN T., DRIVER J., LEPINOU J., ET KUBIN L.P. (1984). *Aspects microstructuraux de la déformation cyclique dans les métaux et alliages C.C. et C.F.C. I. – Consolidation cyclique*. Revue Phys. Appl., vol. 19, pp 467–482.
- MAHAJAN S. (1975). *Interrelationship between slip and twinning in B.C.C. crystals*. Acta Metallurgica, vol. 23, pp 671–684.
- MARCINKOVSKI M.J., FISHER R.M., ET SZIRMAE A. (1964). *Effect of 500°C Aging on the Deformation Behavior of an Iron-Chromium Alloy*. Transactions of the metallurgical society of AIME, vol. 230, pp 676–689.
- MASSOUD J.-P. (1994). *Caractérisation métallurgique à l'état de réception et après vieillissement jusqu'à 30 000 H d'un coude moulé et de ses lingotins d'essai en acier inoxydable austénoferritique au molybdène de type Z3 CND 20 09 M fabriqué par Manoir Industries*. Documentation technique, EDF/DER Département Etude des Matériaux.
- MÉRIC L. (1991). *Une modélisation mécanique du comportement des monocristaux*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- MULFORD R.A. ET KOCKS U.F. (1979). *New observations on the mechanisms of dynamic strain aging and of jerky flow*. Acta Met., vol. 27, pp 1125–1134.
- SLEESWYCK A. (1963). $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ Screw Dislocations and the Nucleation of $\{112\} \langle 111 \rangle$ Twins in the B.C.C. Lattice. Philosophical Magazine, vol. 8, pp 1467–1486.
- TEXSEM LAB (1997). *OIM release 2.6 User Manual*. Documentation technique.
- VERHAEGHE B. (1995). *Etude microstructurale des modes de déformation et de rupture d'un acier austéno-ferritique vieilli thermiquement*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- VERHAEGHE B., LOUCHET F., BRÉCHET Y., ET MASSOUD J.P. (1997). *Damage and rupture mechanisms in an austenoferritic duplex steel*. Acta Metall., vol. 45 n° 5, pp 1811–1819.
- VITEK V., PERRIN R.C., ET BOWEN D.K. (1970). *The Core Structure of $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ Screw Dislocations in B.C.C. crystals*. Philosophical Magazine, vol. 21, pp 1049–1073.
- YIN H., EMI T., ET SHIBATA H. (1999). *Morphological instability of δ -ferrite/ γ -austenite interphase boundary in low carbon steels*. Acta mater., vol. 47 n° 5, pp 1523–1535.

Chapitre -III-

Modélisation micromécanique du comportement

Sommaire

III.1	Introduction	74
	III.1.1 Les trois échelles de microstructure	74
	III.1.2 Les méthodes d'homogénéisation	75
	III.1.3 La procédure utilisée	79
III.2	Echelle 1: les lattes monocristallines	82
	III.2.1 Elasticité	82
	III.2.2 Modélisation du comportement plastique des monocristaux . . .	83
III.3	Echelle 2: le bicristal	86
	III.3.1 Motif représentatif	86
	III.3.2 Optimisation du MCM	98
III.4	Echelle 3: le poly-bicristal	104
	III.4.1 Modèles choisis	104
	III.4.2 Identification	105
III.5	Résultats	107
	III.5.1 Paramètres d'écroûissage optimisés	107
	III.5.2 Interprétations	112
III.6	Autres utilisations possibles du modèle micromécanique	114
	Bibliographie	115

Nous développons dans ce chapitre un modèle de comportement des aciers austéno-ferritiques. L'objectif de ce modèle est de donner une estimation réaliste des contraintes et déformations de chaque phase lors d'une sollicitation quelconque. Cette estimation sera par la suite utilisée dans un modèle d'endommagement développé au chapitre V, qui devra pouvoir prédire les taux de germination.

Comme le modèle de comportement doit évaluer des variables locales, des approches micromécaniques ont été retenues. Ces approches bénéficient des récents développements en matière d'homogénéisation pour des matériaux au comportement élasto-viscoplastique non-linéaire.

Dans une première partie, nous détaillerons donc l'esprit général du modèle qui s'appuie sur les méthodes d'homogénéisation développées pour les polycristaux et les matériaux multiphasés. Nous verrons qu'il relève d'une procédure d'optimisation sur les essais mécaniques de traction et traction-compression détaillés au chapitre précédent.

Par la suite, la modélisation de chacune des trois échelles de microstructure sera exposée. La transition entre les différentes échelles sera effectuée par des méthodes d'homogénéisation.

Finalement, les résultats des optimisations du modèle sur l'ensemble des matériaux étudiés seront présentés. Ces derniers seront rattachés au degré de vieillissement des matériaux. Les avantages du modèle seront également soulignés.

Notations utilisées dans ce chapitre :

\dot{x}	dérivée temporelle de la variable x
$\langle x^i \rangle$	moyenne de la variable x sur toutes les phases i , pondérée par les fractions volumiques

ξ^i	déformations totales de la phase i
ξ_p^i	déformation plastique de la phase i (donnée par la loi de comportement de cette phase)
p^i	déformation plastique cumulée de la phase i au sens de von Misès $\left(p^i = \sqrt{\frac{2}{3} \xi_p^i : \xi_p^i} \right)$
β^i	variable d'accomodation interphase pour la phase i
\mathbf{E}	déformation totale macroscopique (ou moyenne des déformations sur le volume considéré)
\mathbf{E}_p	déformation plastique macroscopique
E_{eq}	déformation plastique macroscopique équivalente au sens de von Misès
\mathbf{B}	variable d'interphase macroscopique

σ^i	contraintes moyennes dans la phase i
Σ	contrainte macroscopique appliquée (ou moyenne des contraintes sur le volume considéré)
Σ_{eq}	contrainte macroscopique équivalente au sens de von Misès

μ	module de cisaillement élastique
κ	module de compressibilité élastique
\mathbf{L}^i	tenseur de rigidité de la phase i reliant contraintes et déformations totales
\mathbf{C}	tenseur de rigidité élastique reliant les contraintes aux déformations élastiques, et supposé identique pour toutes les phases
\mathbf{S}^i	tenseur d'Eshelby élastique relatif à la morphologie de la phase i
\mathbf{I}	tenseur d'ordre 4 identité: $\mathbf{I} : \mathfrak{x} = \mathfrak{x}$ et $\mathbf{I} = \mathbf{K} + \mathbf{J}$
\mathbf{J}	tenseur d'ordre 4 déviatorique: $\mathbf{J} : \mathfrak{x} = \text{dev}(\mathfrak{x}) = \mathfrak{x} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathfrak{x}) \mathbf{i}$
\mathbf{K}	tenseur d'ordre 4 sphérique: $\mathbf{K} : \mathfrak{x} = \frac{1}{3} \text{tr}(\mathfrak{x}) \mathbf{i}$

BZ	(Modèle de) Berveiller–Zaoui
CP	(Modèle de) Cailletaud–Pilvin
MCM	Modèle à Champs Moyens (échelle 2)
MHE	Milieu Homogène Equivalent
MR	Motif Représentatif
VER	Volume Élémentaire Représentatif

III.1 Introduction

Nous développons dans cette partie la méthodologie générale du modèle. Une synthèse a par ailleurs été publiée [Bugat et al., 1999], le modèle ayant subi quelques remaniements depuis.

III.1.1 Les trois échelles de microstructure

La première échelle (au sens mécanique) de microstructure est celles des lattes de ferrite ou d'austénite, qui ont une taille de l'ordre d'une dizaine de microns. Ces lattes sont localement monocristallines, comme nous avons pu le vérifier par EBSD au chapitre précédent.

Nous avons vu que la déformation des lattes d'austénite était homogène. C'est le cas typique où les modèles de comportement de monocristaux, développés entre autres par [Méric, 1991], peuvent s'appliquer.

Pour les lattes de ferrite, la localisation de la déformation pose un problème de modélisation. Ceci est d'autant plus vrai que l'espacement entre bandes de glissement est de l'ordre de grandeur de la taille de lattes. Entre les bandes de glissement, la ferrite reste élastique. Déterminer son comportement "macroscopique" relève donc déjà d'un processus d'homogénéisation entre les volumes relatifs aux bandes de glissement et les volumes élastiques. Nous proposons en annexe A-IV.2 une modélisation de ce processus. Cette dernière permet de justifier l'utilisation des mêmes modèles de comportement pour monocristaux pour la ferrite. Le maclage ne sera par ailleurs pas pris en compte.

Ces lois de comportement pour monocristaux, qui intègrent déjà l'anisotropie des systèmes de glissement, peuvent de plus prendre en compte les deux types d'écroutissage (cinématique et isotrope) ainsi que la viscosité. Cependant, ils ne représentent pas les effets d'échelle en plasticité : les longueurs caractéristiques qui peuvent intervenir, comme par exemple la taille de grain, en sont absentes.

La deuxième échelle de microstructure est le bicristal, au sens où nous l'avons défini dans la partie II.1. Cette échelle doit être prise en compte car [Joly, 1992] a pu montrer que l'activation des systèmes dans la ferrite n'était pas seulement conditionnée par son orientation locale mais aussi par l'orientation de l'austénite qui l'entoure. C'est en particulier à cette échelle que les taux de germination locaux seront définis.

Le bicristal correspondant à un ensemble de lattes, il semble naturel de vouloir le modéliser via un processus d'homogénéisation. Cependant, plusieurs hypothèses d'homogénéisation ne sont que partiellement vérifiées : le nombre de lattes dans un bicristal peut être insuffisant (il faudrait que la dimension du bicristal soit 100 fois supérieure à celle d'une latte), et l'hypothèse de stationnarité n'est pas bien vérifiée (les lattes peuvent garder une direction préférentielle). De plus, la morphologie complexe des lattes ainsi que leur bipercolation ne conduit pas à trouver un motif représentatif de la microstructure qui soit simple.

Néanmoins, nous effectuerons un processus d'homogénéisation avec un motif représentatif de la bipercolation essentiellement. Il est en effet impensable de vouloir mailler la structure du bicristal, et l'on peut raisonnablement penser que les prédictions d'un tel modèle ne seront pas éloignées des valeurs réelles.

Le poly-bicristal, ou agrégat de bicristaux, constitue la dernière échelle. Il représente le comportement macroscopique du matériau lorsque le nombre de bicristaux est suffisant (200 ou plus). C'est à cette échelle que la texture du matériau est prise en compte. La transition de l'échelle du bicristal à celle du poly-bicristal est plus "classique", en ce sens qu'elle fait référence à la transition du cristal au polycristal. Un modèle d'homogénéisation de type polyristallin sera donc utilisé.

La transition entre les échelles (1) \rightarrow (2) et (2) \rightarrow (3) étant effectuée via des méthodes d'homogénéisation, il convient de préciser ces modèles, ce qui fait l'objet de la section suivante.

III.1.2 Les méthodes d'homogénéisation

a) Rappels et historique rapide

Une excellente synthèse générale des méthodes d'homogénéisation a été rédigée par M. Bornert [Bornert, 1998]. Le lecteur pourra y trouver, dans un formalisme mathématique rigoureux, le rappel de toutes les méthodes dans le cas linéaire, ainsi que les extensions aux cas non-linéaires et les problèmes ouverts.

Les méthodes d'homogénéisation conduisent à l'utilisation de modèles à champs moyens (MCM). Ces derniers prédisent d'une part la réponse macroscopique d'un matériau multiphasé, mais également permettent la "relocalisation", c'est-à-dire la prédiction des contraintes et déformations moyennes dans chaque phase au cours du chargement.

Cependant, l'hypothèse de base de ces modèles, excepté pour les plus évolués [Suquet, 1995], consiste à supposer que la loi de comportement locale d'un matériau est vraie *en moyenne* sur le volume de la phase considérée :

$$\boldsymbol{\sigma} = \underset{\approx}{\mathbf{L}}(\boldsymbol{\varepsilon}) : \boldsymbol{\varepsilon} \implies \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \underset{\approx}{\mathbf{L}}(\langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle) : \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle \quad (3.1)$$

où $\langle \cdot \rangle$ désigne l'opération de moyennation sur le volume de la phase considérée. Cette hypothèse, qui sera désignée désormais par *hypothèse champs moyens*, devient évidemment fautive lorsque le comportement du matériau est non-linéaire, c'est-à-dire que la dépendance de $\underset{\approx}{\mathbf{L}}$ vis-à-vis de $\boldsymbol{\varepsilon}$ est concave. Par la suite, les déformations et contraintes seront supposées moyennées sur toute la phase considérée.

Tous les modèles à champs moyens sont des extensions au cas non-linéaire des solutions classiques en homogénéisation des matériaux élastiques linéaires (modèles de Mori-Tanaka [Mori et Tanaka, 1973], autocohérent, 3-phases [Christensen, 1979], Hashin-Shtrickman etc.). Cependant, les extensions classiques comme par exemple celle du modèle autocohérent peuvent se révéler assez fausses, voire même excéder certaines bornes [Gilormini, 1995]. De plus, contrairement au cas linéaire, il n'existe aucune solution satisfaisante dans le cas général d'un matériau *élasto-viscoplastique* soumis à un chargement *quelconque*.

Dans le cadre de comportements élasto-plastiques ou viscoplastiques, deux grandes classes de modèles existent actuellement :

- les modèles sécants [Berveiller et Zaoui, 1979, Rudion et Tomota, 1997]. Ce type de modèle considère la matrice de rigidité sécante du comportement de chaque phase, et lui applique les solutions dans le cas linéaire en supposant que tous les matériaux sont *localement linéaires*.

- les modèles incrémentaux [Hill, 1965, Hutchinson, 1976, Weng, 1982]. Les solutions linéaires sont alors appliquées aux matrices de rigidité *tangentes* du comportement de chaque phase, en considérant les dérivées temporelles des contraintes et déformations.

Notons que les approches variationnelles [Willis, 1981] ou sécantes modifiées [Suquet, 1995] se rangent dans la catégorie des modèles sécants, bien que leurs prévisions soient meilleures : ces approches tiennent en effet mieux compte de la non-linéarité du comportement, ce qui permet de s'affranchir relativement de l'hypothèse de champs moyens (équation 3.1).

D'une façon générale, les approches sécantes donnent d'assez bonnes prévisions mais sont limitées au cas d'un chargement *radial monotone*, alors que les approches tangentes sont susceptibles d'être utilisées pour des chargements non radiaux mais leurs prévisions sont moins bonnes.

Dans le cadre des comportements élasto-viscoplastiques, la difficulté réside dans la dépendance des vitesses de déformations $\dot{\epsilon}$ vis-à-vis de σ et de sa dérivée $\dot{\sigma}$. Des extensions comme celles de [Weng, 1982, Kouddane et al., 1993] ont rapidement montré leurs limites. Une extension du modèle autocohérent, utilisant la solution d'un problème de thermo-viscoélasticité linéaire et les transformées de Laplace-Carson des variables utilisées, a été proposée par [Masson, 1998, Masson et Zaoui, 1999] notamment. Cette approche dite "affine" donne de bons résultats mais reste compliquée à mettre en œuvre, et n'a pas encore été appliquée aux chargements non-radiaux.

b) Cas des modèles polycristallins

L'homogénéisation des matériaux polycristallins a fait l'objet d'une attention toute particulière depuis le début du siècle en raison de la large gamme d'utilisation des ces matériaux et des intérêts prédictifs naturels que présentaient une telle étude. Habituellement, l'objectif de ces méthodes est de pouvoir relier les contraintes à l'échelle du grain aux contraintes macroscopiques, via une relation qui sera désormais appelée "règle de localisation". Cette relation permet avec les moyens numériques actuels de simuler le comportement d'un polycristal lorsque le comportement du monocristal constitutif de chaque grain est connu. D'autres paramètres vont également intervenir, comme la répartition des orientations des grains (texture) et la morphologie des grains, ainsi que le type de chargement. Par ailleurs, une telle règle permet de faire une identification inverse, c'est-à-dire de déterminer le comportement de chaque grain en ayant correctement caractérisé le comportement macroscopique du matériau. Cette procédure sera largement employée dans le modèle micromécanique que nous détaillerons dans ce chapitre.

Les premières tentatives d'homogénéisation du comportement des polycristaux remontent à Sachs et Taylor [Taylor, 1938]. Le modèle de Sachs suggère de considérer que les contraintes dans chaque grain du polycristal sont identiques, donc égales à la contrainte macroscopique appliquée à ce polycristal. En ce sens, il s'apparente à la borne inférieure d'homogénéisation de Reuss, qui considère les contraintes comme homogènes et identiques par phase. Le modèle de Taylor correspondrait lui à la borne supérieure de Voigt, puisqu'il considère que les déformations totales de chaque grain sont identiques à la déformation macroscopique. Ces deux modèles aboutissent à des règles de localisation simples présentées dans le tableau III.1. Leur simplicité n'empêche pas cependant leur utilisation, et l'on peut relever des exemples où ils contribuent à donner de bonnes prédictions.

Néanmoins, ces modèles ne peuvent vérifier à la fois les hypothèses de continuité de la déformation et de la contrainte normale aux interphases, au même titre que les modèles de Voigt et Reuss. De plus, la morphologie particulière des grains n'est pas ici prise en compte ; or elle conduit à une hétérogénéité des contraintes et des déformations dans chaque phase. C'est pourquoi l'emploi de méthodes d'homogénéisation plus réalistes s'est imposé rapidement. Encore fallait-il pouvoir dériver les méthodes d'homogénéisation "classiques" (en élasticité) aux cas de comportements élasto-plastiques voire viscoplastiques ou élasto-viscoplastiques.

Le modèle de Kröner [Kröner, 1961] est le premier à avoir utilisé une méthodologie de type autocohérente pour l'homogénéisation. Il considère chaque grain comme étant plongé dans un MHE¹ élastique, et traite la déformation plastique de ce grain comme une "déformation libre" au sens d'Eshelby. La règle de localisation générale qu'il en tire est également présentée dans le tableau III.1, ainsi que son application particulière au cas du polycristal. On peut constater que la règle de localisation est proche de celle obtenue par le modèle de Taylor, excepté le terme multiplicatif devant la différence des déformations plastiques qui vaut à peu près μ au lieu de 2μ : cependant, pour des déformations plastiques importantes, le modèle conduit sensiblement aux mêmes résultats que celui de Voigt.

Ce modèle ne reste pas satisfaisant car l'auteur, pour le rattacher aux méthodes classiques d'homogénéisation, a supposé que le comportement du MHE était élastique ce qui lui permettait d'utiliser la solution d'Eshelby et de considérer les contraintes comme homogènes dans chaque grain. En réalité, le comportement du MHE est non-linéaire, et dès lors, pour améliorer les modèles, les auteurs successifs ont été conduits à procéder aux approximations sécantes ou tangentes que nous avons évoquées à la section précédente. La forme générale des règles de localisation de ces deux modèles est également décrite dans le tableau III.1. Le tenseur $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ correspond donc au comportement sécant du MHE, alors que $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ correspond au comportement tangent. Notons que dès lors que le comportement macroscopique est non-linéaire, le tenseur d'Eshelby $\underline{\underline{\mathbf{S}}}$ doit également être évalué à partir de la morphologie de la phase mais aussi de $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ ou $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$. Toute la finesse des modèles résidera dans l'évaluation des tenseurs $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ et $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$.

Sachs	$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}}$
Taylor	$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}} + 2\mu \left(\underline{\underline{\mathbf{E}}}_p - \underline{\underline{\varepsilon}}_p \right)$
Kröner (cas général)	$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}} + \underline{\underline{\mathbf{C}}} : \left(\underline{\underline{\mathbf{I}}} - \underline{\underline{\mathbf{S}}} \right) : \left(\underline{\underline{\mathbf{E}}}_p - \underline{\underline{\varepsilon}}_p \right)$
Kröner (cas du polycristal)	$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}} + 2\mu(1 - \beta) \left(\underline{\underline{\mathbf{E}}}_p - \underline{\underline{\varepsilon}}_p \right)$
Sécant	$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}} + \underline{\underline{\mathbf{L}}} : \left(\underline{\underline{\mathbf{I}}} - \underline{\underline{\mathbf{S}}} \right) : \left(\underline{\underline{\mathbf{E}}}_p - \underline{\underline{\varepsilon}}_p \right)$
Tangent	$\underline{\underline{\dot{\sigma}}} = \underline{\underline{\dot{\Sigma}}} + \underline{\underline{\mathbf{M}}} : \left(\underline{\underline{\mathbf{I}}} - \underline{\underline{\mathbf{S}}} \right) : \left(\underline{\underline{\dot{\mathbf{E}}}}_p - \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_p \right)$

TAB. III.1 – Règles de localisation des différents modèles polycristallins.

Le modèle sécant de Berveiller–Zaoui (BZ) procède ainsi à une évaluation de $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ dans le cas des polycristaux isotropes et des chargements radiaux qui se révèle être suffisamment

1. Milieu Homogène Equivalent, c'est-à-dire milieu homogène de même comportement que le matériau hétérogène

“souple” ; c’est pourquoi il sera utilisé. Nous le présenterons plus en détail dans la section suivante.

Une nouvelle classe de modèles en élasto–viscoplasticité a été développée et appliquée ces dernières années. Le premier modèle a été développé par Cailletaud et Pilvin (CP) [Cailletaud et Pilvin, 1994, Pilvin, 1996], et le deuxième par [Dingli et al., 2000] notamment. Ces modèles sont des extensions phénoménologiques des modèles autocohérents proposés par [Kouddane et al., 1993] par exemple. Leur avantage est de pouvoir être utilisé pour des chargements non–radiaux, en particulier cycliques. Les auteurs présentent de même des essais de validation expérimentale dans le cadre de chargements complexes.

Les deux modèles présentés, qui sont en réalité très proches dans leur formulation (le modèle de Cailletaud–Pilvin étant tout de même le plus ancien) possèdent tous les deux un paramètre ajustable décrivant l’érouissage macroscopique du polycristal. [Forest et Pilvin, 1996] proposent d’évaluer ce paramètre sur des simulations E.F. ou sur le modèle de Berveiller–Zaoui [Berveiller et Zaoui, 1979] en traction monotone dans le cas où le comportement macroscopique du matériau est isotrope. L’avantage de ce modèle est également de ne faire aucune hypothèse sur le MHE alors que la majorité des modèles existants supposent que son comportement est isotrope.

C’est donc ce modèle qui a été retenu pour effectuer les transitions d’échelle. Il présente l’avantage de ne faire aucune supposition sur le comportement du MHE, ce qui sera utile à l’échelle du bicristal où il ne présente aucune symétrie particulière. Il peut être utilisé en particulier pour les chargements cycliques.

c) Présentation du modèle de BZ

Le modèle de BZ [Berveiller et Zaoui, 1979] s’applique dans le cas d’un polycristal isotrope. Le comportement sécant du polycristal est décrit par un tenseur $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ qui peut se formuler selon la partition des déformations :

$$\underline{\underline{\mathbf{L}}}^{-1} = \underline{\underline{\mathbf{C}}}^{-1} + \frac{3 E_{\text{eq}}}{2 \Sigma_{\text{eq}}} \underline{\underline{\mathbf{J}}} \quad (3.2)$$

La partie plastique de ce tenseur fait référence aux relations de Hencky–Mises pour le comportement plastique sécant du matériau élasto–plastique isotrope, d’où son utilisation limitée aux cas de chargements radiaux monotones. Le tenseur d’Eshelby est calculé pour une sphère en utilisant le coefficient de Poisson sécant du comportement, et la règle de localisation finale obtenue devient :

$$\underline{\underline{\mathcal{E}}} = \underline{\underline{\Sigma}} + \frac{\mu}{1 + \frac{3}{2} \mu \frac{E_{\text{eq}}}{\Sigma_{\text{eq}}}} \left(\underline{\underline{\mathbf{E}}}_p - \underline{\underline{\varepsilon}}_p \right) \quad (3.3)$$

L’érouissage macroscopique est donc décrit par le ratio $E_{\text{eq}}/\Sigma_{\text{eq}}$, et cette règle peut correspondre dans sa forme à un modèle de Kröner où le coefficient β serait évolutif.

d) Présentation du modèle de CP

Dans le cadre de ce modèle, l’évaluation des tenseurs $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ ou $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ est remplacée par des variables dites d’accommodation interphase β qui se substituent aux déformations plastiques. La règle de localisation possède alors une forme légèrement différente des règles classiques :

$$\mathcal{G}^i = \underline{\Sigma} + \underline{\mathbf{L}}^i : \left(\underline{\mathbf{B}} - \underline{\beta}^i \right) \quad (3.4)$$

Les variables d'accommodation interphase, qui constituent la spécificité de ce modèle par rapport aux autres, sont définies par l'équation différentielle suivante :

$$\dot{\underline{\beta}}^i = \underline{\dot{\varepsilon}}_p^i - D^i \dot{p}^i \left(\underline{\beta}^i - \delta^i \underline{\varepsilon}_p^i \right) \quad (3.5)$$

avec D^i , δ^i coefficients intrinsèques à la phase (i), et devant être ajustés. L'évolution des variables $\underline{\beta}$ se justifie par le fait que l'écroissage interphase est de type *cinématique*, d'où le choix effectué d'une loi de type Chaboche [Lemaitre et Chaboche, 1985].

Afin de vérifier l'équilibre général défini par $\langle \mathcal{G}^i \rangle = \underline{\Sigma}$, où $\langle \cdot \rangle$ désigne l'opération de moyennation sur toutes les phases, la variable $\underline{\mathbf{B}}$ est calculée selon :

$$\underline{\mathbf{B}} = \left\langle \underline{\mathbf{L}}^i \right\rangle^{-1} : \left\langle \underline{\mathbf{L}}^i : \underline{\beta}^i \right\rangle \quad (3.6)$$

ceci à condition que le tenseur d'ordre 4 correspondant à la moyenne des $\underline{\mathbf{L}}^i$ soit inversible. Un choix peut être opéré pour déterminer ces tenseurs et faire en sorte qu'ils ne soient pas à optimiser comme les paramètres D et δ . Pour les faibles déformations plastiques, la loi d'évolution (3.5) indique que $\underline{\beta}^i \simeq \underline{\varepsilon}_p^i$. La règle de localisation (3.11) est alors comparable au modèle de [Kröner, 1961], en choisissant :

$$\underline{\mathbf{L}}^i = \underline{\mathbf{C}} : \left(\underline{\mathbf{I}} - \underline{\mathbf{S}}^{(i)} \right) \quad (3.7)$$

où $\underline{\mathbf{C}}$ désigne le tenseur de rigidité élastique commun à toutes les phases, et $\underline{\mathbf{S}}^{(i)}$ le tenseur d'Eshelby calculé à partir de $\underline{\mathbf{C}}$ et de la *forme de la phase* (i).

L'extension du modèle "classique" de CP utilisé dans les polycristaux, où $\underline{\mathbf{L}}^i \simeq \mu \underline{\mathbf{J}}$ avec μ module de cisaillement élastique et $\underline{\mathbf{J}}$ tenseur d'ordre 4 donnant le déviateur d'un tenseur d'ordre 2, peut donc se faire pour des phases non-sphériques en utilisant les valeurs déjà calculées du tenseur d'Eshelby en élastique et pour des formes ellipsoïdales. [Mura, 1987] propose ainsi des solutions analytiques exactes pour le tenseur d'Eshelby dans le cas de comportements élastiques ayant certaines symétries (isotrope, isotrope transverse, hexagonal ou cubique).

III.1.3 La procédure utilisée

Deux étapes caractérisent la procédure mise en place : la première consiste à donner un jeu de lois de comportement pour chaque phase et à préciser les modèles utilisés pour les transitions d'échelle. Dès lors, deux types de paramètres doivent être déterminés : les paramètres des lois de comportement (relatifs à l'écroissage), et les paramètres relatifs aux changements d'échelle.

La seconde étape a pour objectif de déterminer ces paramètres, via un processus d'optimisation de l'échelle 1 à l'échelle 3. La réponse du modèle à l'échelle 3 (comportement

macroscopique du matériau) est ainsi comparée aux essais de traction et de traction-compression.

Le schéma de la figure III.1 détaille cette boucle d'optimisation et permettra de se repérer dans la description complète du modèle.

Pour la première échelle (partie III.2), nous précisons les lois de comportement pour monocristaux adoptées, ainsi que les paramètres de comportement élastique. Les lois complexes choisies font intervenir 3 coefficients pour l'écroutissage isotrope, et deux pour l'écroutissage cinématique, soit 10 coefficients pour les deux phases.

La partie III.3 correspond à la modélisation de l'échelle du bicristal. Elle se décompose en deux sous-parties : dans la première (III.3.1), nous définirons un motif représentatif de la morphologie du bicristal. Ce motif sera par la suite maillé par éléments finis et des simulations seront effectuées.

Dans la deuxième sous-partie (III.3.2), un modèle à champs moyens (MCM) sera développé et optimisé afin de prédire correctement les contraintes et déformations moyennes par phases obtenues lors des simulations du motif représentatif. L'intérêt de ce modèle est de remplacer une simulation E.F. coûteuse en terme de mémoire et de durée par un modèle analytique à variables internes. Ce modèle peut être aisément mis en œuvre comme loi de comportement et réutilisé par un autre modèle à une échelle supérieure, voire implanté en chaque point de Gauss d'une simulation E.F.

La troisième partie est consacrée à la modélisation de l'agrégat de bicristaux (poly-bicristal). Le comportement de chaque bicristal est décrit par le MCM déterminé à la précédente échelle. La réponse de l'agrégat sera prédite grâce au modèle de BZ en traction et au modèle de CP en traction-compression. C'est également à cette échelle que les informations de texture seront introduites, puisqu'elles sont relatives à l'orientation des bicristaux.

Les termes de rappel du modèle de CP seront par ailleurs optimisés pour correspondre au modèle de BZ en traction. Les paramètres d'écroutissage de chaque phase seront ensuite optimisés afin de correspondre au mieux aux essais de traction et de traction-compression décrits dans la partie II.2.

Ces paramètres réintroduits à l'échelle 1, la boucle sera à nouveau effectuée afin de revalider les paramètres de changement d'échelle, jusqu'à stabilisation des deux types de paramètres.

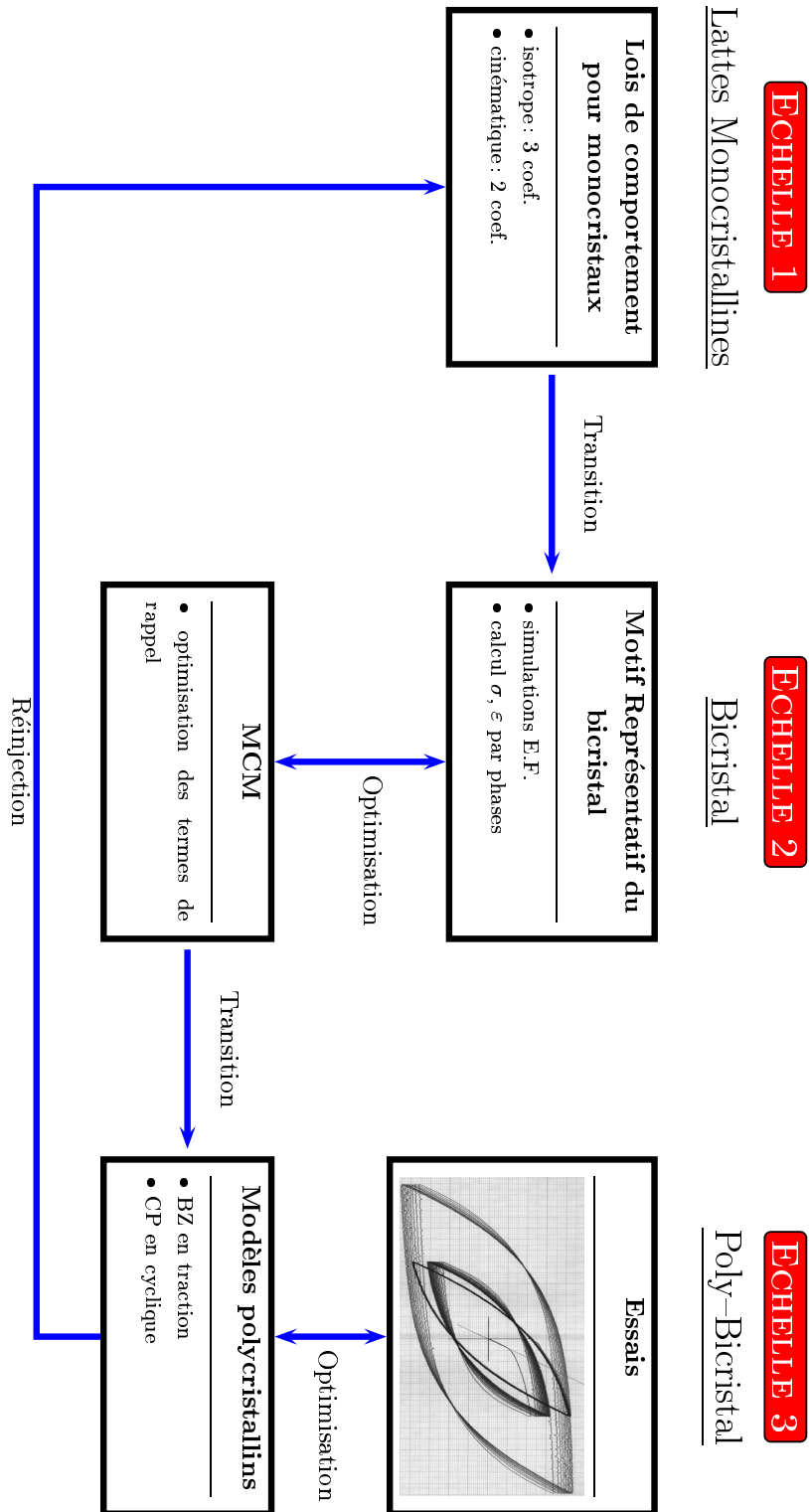


FIG. III.1 – diagramme de la boucle d'optimisation des paramètres du modèle de comportement micromécanique.

III.2 Echelle 1 : les lattes monocristallines

III.2.1 Élasticité

Les deux phases monocristallines étant cubiques, leur comportement élastique sera de même symétrie. Nous verrons cependant que pour des raisons de commodité, leur comportement élastique sera pris isotrope et identique. Il sera montré que ce choix influera très peu sur les résultats.

a) Élasticité cubique

Dans le cas où une élasticité cubique est désirée à cette échelle, il est possible de remonter aux divers coefficients de la matrice de rigidité à partir des données bibliographiques. En s'inspirant des données de [Weng, 1991], on peut considérer que pour des polycristaux isotropes de ferrite et d'austénite, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{austénite: } E = 190 \text{ GPa} \quad \nu = 0.3 \\ \text{ferrite: } E = 205 \text{ GPa} \quad \nu = 0.3 \end{array} \right.$$

Le tenseur d'élasticité $\underset{\approx}{\mathbf{C}}$ de chaque phase s'écrit alors, en notation de Voigt et *dans le repère du cristal* :

$$\underset{\approx}{\mathbf{C}} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & & & \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & & & \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & & & \\ & & & C_{44} & & \\ & 0 & & & C_{44} & \\ & & & & & C_{44} \end{bmatrix}$$

Il possède donc trois coefficients à déterminer : C_{11} , C_{12} et C_{44} . On supposera que pour les deux phases, le facteur d'anisotropie est le même que celui du fer- α :

$$\frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}} = 2.5$$

Pour l'estimation des paramètres élastiques du monocristal, on peut prendre les bornes de Voigt qui donnent dans le cas d'un polycristal isotrope :

$$\left\{ \begin{array}{l} \kappa (\text{macro}) \simeq (C_{11} + 2C_{12})/3 \\ \mu (\text{macro}) \simeq (C_{11} - C_{12} + 3C_{44})/5 \end{array} \right.$$

En utilisant les relations $2\mu = E/(1 + \nu)$ et $3\kappa = E/(1 - 2\nu)$, on obtient finalement les coefficients du tableau (III.2).

Notons que L. Mcirdi [Mcirdi, 2000] a pris dans la bibliographie des valeurs légèrement supérieures pour ces coefficients.

Phase	C_{11} (GPa)	C_{12} (GPa)	C_{44} (GPa)
ferrite	234	117	94
austénite	197	90	86

TAB. III.2 – Coefficients d'élasticité déterminés pour chacune des phases.

b) Elasticité isotrope

Dans tout ce qui suivra, sauf indication contraire, l'élasticité à l'échelle des lattes sera prise isotrope et identique pour les deux phases avec les coefficients suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} E = 195 \text{ GPa} \\ \nu = 0.3 \end{array} \right. \quad \text{ou} \quad \left\{ \begin{array}{l} \kappa = 162.5 \text{ GPa} \\ \mu = 75 \text{ GPa} \end{array} \right.$$

III.2.2 Modélisation du comportement plastique des monocristaux

Comme nous l'avons déjà précisé en introduction, nous supposons que la déformation plastique est homogène dans les deux phases, nonobstant les réserves déjà formulées pour la ferrite. Une modélisation réaliste du comportement plastique des monocristaux doit tenir compte des aspects suivants :

- le caractère anisotrope du comportement, dû au glissement sur chaque système cristallographique activé,
- l'écroûissage isotrope dû notamment aux forces de friction et aux interactions entre dislocations et obstacles de divers types (arbres de la forêt, par exemple),
- l'écroûissage de type cinématique, qui représente une certaine réversibilité des interactions entre dislocations,
- l'écroûissage latent, correspondant aux interactions entre les divers systèmes actifs sur les autres, conduisant à une augmentation de leur cission critique.

En ce qui concerne l'écroûissage cinématique, certains auteurs estiment que ce type d'écroûissage n'existe pas à l'échelle monocristalline. Cependant, de nombreuses interactions entre dislocations sont partiellement réversibles, comme par exemple les boucles d'Orowan autour des précipités. De plus, les travaux de [Méric et al., 1991] ont montré que les essais de traction-compression sur monocristaux révélaient un fort écroûissage de type cinématique.

Le travail de [Méric, 1991] notamment a permis de bien caractériser les lois à utiliser pour rendre compte de ces différents effets. Les notations utilisées ainsi que le descriptif complet des équations des lois de comportement sont présentés dans le tableau (III.3). La loi de comportement se définit comme une règle de normalité pour chaque système en introduisant de la viscosité :

$$\dot{\gamma}^{(i)} = \left[\frac{|\tau^{(i)} - x^{(i)}| - r^{(i)}}{K} \right]^n \text{signe}(\tau^{(i)} - x^{(i)}) \quad (3.8)$$

$$\text{avec } [x] = x \text{ si } x > 0, \quad 0 \text{ sinon}$$

Ce type de loi ne peut évidemment pas s'appliquer au comportement du matériau à 320°C, où l'effet de viscosité est négatif. Cependant, ceci lève les indéterminations qui peuvent exister

pour les monocristaux plastiques sur l'activation des systèmes. En effet, pour un cubique, toute déformation peut être accommodée par 5 systèmes au maximum, mais il existe de multiples solutions. L'introduction de la viscosité, même faible, permet de sélectionner les systèmes activés.

CINÉMATIQUE		
$\gamma^{(i)}$	glissement sur le système (i)	
$\nu^{(i)}$	glissement cumulé sur le système (i)	$\dot{\nu}^{(i)} = \dot{\gamma}^{(i)} $
$\underline{\mathbf{m}}^{(i)}$	normale au plan de glissement du système (i)	
$\underline{\mathbf{n}}^{(i)}$	direction de glissement du système (i)	
$\underline{\mathbf{R}}^{(i)}$	direction de déformation due au système (i)	$\underline{\mathbf{R}}^{(i)} = \frac{1}{2} \left(\underline{\mathbf{m}}^{(i)} \otimes \underline{\mathbf{n}}^{(i)} + \underline{\mathbf{n}}^{(i)} \otimes \underline{\mathbf{m}}^{(i)} \right)$
$\underline{\xi}_p^i$	déformation plastique de la phase (i)	$\dot{\underline{\xi}}_p^i = \sum_i \gamma^{(i)} \underline{\mathbf{R}}^{(i)}$
ÉCROUISSAGE		
$\tau^{(i)}$	cission résolue sur le système (i)	$\tau^{(i)} = \sigma^i : \underline{\mathbf{R}}^{(i)}$
\mathbf{h}	matrice 12×12 d'interaction entre systèmes	
$x^{(i)}$	écrouissage cinématique du système (i)	$\dot{x}^{(i)} = c \dot{\gamma}^{(i)} - d x^{(i)} \dot{\gamma}^{(i)} $
$r^{(i)}$	écrouissage isotrope du système (i)	$\dot{r}^{(i)} = \sum_j b q h_{ij} \exp(-b \nu^{(j)}) \dot{\gamma}^{(j)} , r^{(i)}(0) = r_0$
K, n	paramètres de viscosité relatifs à chaque système	

TAB. III.3 – Ensemble des notations utilisées pour la modélisation du comportement des monocristaux.

Certains auteurs ont cependant mis au point des procédures dans le cas plastique sans viscosité permettant de sélectionner, d'un point de vue énergétique, les systèmes activés [Anand et Kothari, 1996]. Ils montrent que leurs résultats comparés aux lois avec une faible viscosité donnent sensiblement les mêmes résultats.

Les paramètres de viscosité à l'ambiante ont de même été choisis identiques pour les deux phases. Ils correspondent à ceux d'un acier austénitique à la température ambiante, faiblement visqueux [Cailletaud et al., 1991]:

$$\begin{cases} K = 20 \\ n = 10 \end{cases}$$

La formulation cinématique choisie se place dans le cadre des petites déformations, c'est-à-dire que les rotations de réseau cristallin sont négligées. Ceci se justifie par le fait que le clivage intervient dès les faibles déformations plastiques dans la ferrite. Cependant, la validité au-delà de 10 % des lois de comportement pourra être remise en cause. Dans ce cadre, il n'y a pas de différence entre direction de glissement et normale au plan de glissement à cause de leur rôle symétrique dans le tenseur $\underline{\mathbf{R}}^{(i)}$.

Les normales aux plans de glissement ainsi que les directions de glissement sont fixées par les identifications des systèmes actifs effectuées au II.1.3. Il s'agit des systèmes octaédriques $\{111\}$ – $\langle 110 \rangle$ pour l'austénite et des 12 systèmes $\{112\}$ – $\langle 111 \rangle$ pour la ferrite.

L'écrouissage latent a été mis en évidence notamment par [Franciosi et al., 1980] dans le cas du cuivre et de l'aluminium. Les auteurs suggèrent d'en tenir compte via une matrice d'interaction entre les systèmes, qui est symétrique par principe de réciprocité des

interactions. Très souvent, on distingue l’auto-écrouissage d’un système (qui correspond aux termes diagonaux de la matrice) des interactions entre systèmes distincts mais appartenant à la même famille. Pour les aciers austénitiques, cette matrice est souvent prise “isotrope”, c’est-à-dire que tous ses coefficients sont égaux à 1 [Cailletaud et al., 1991].

La matrice d’interaction pour la phase austénitique a donc été choisie isotrope. La même matrice a été prise pour la ferrite, ce qui signifie en clair que l’écrouissage isotrope d’un système durcit d’autant les cissons des autres systèmes. L. Mcirdi [Mcirdi, 2000] a pris cependant un écrouissage hors-diagonale plus important (1.2 pour les deux phases). Une matrice d’écrouissage vraiment réaliste devrait être dépendante de la déformation, c’est-à-dire faire intervenir la densité de dislocations à l’instar de [Tabourot et al., 1993].

Les paramètres d’écrouissage sont au nombre de 3 pour l’écrouissage isotrope : q , b et r_0 . r_0 correspond à la cission critique initiale du système. Ces paramètres sont identiques pour chaque famille de systèmes, mais différent d’une phase à l’autre. Généralement, l’écrouissage isotrope étant associé à des interactions lentes, b est compris entre 0 et 20. De même, pour l’écrouissage cinématique, deux paramètres (c et d) sont à identifier pour chaque phase. Cet écrouissage étant généralement associé à des interactions rapides, d est compris entre 100 et 500 [Cailletaud et al., 1991, Cailletaud, 1992, Dingli et al., 2000].

Dans tout ce qui suivra, les résultats présentés seront ceux effectués avec les paramètres *stables* optimisés par le procédure décrite figure III.1.

III.3 Echelle 2 : le bicristal

Le bicristal, ensemble de lattes de ferrite et d'austénite conservant le même orientation cristalline, possède une morphologie complexe. Les micrographies présentées au chapitre II montrent que les lattes de ferrite et d'austénite ont une orientation spatiale aléatoire, mais avec une certaine orientation préférentielle. La dimension des lattes n'est pas de plus nettement inférieure à celle du bicristal. Les deux hypothèses nécessaires à l'homogénéisation des microstructures aléatoires, qui sont la *stationnarité*¹ et l'*ergodicité*² ne sont donc que partiellement vérifiées.

Nous supposons cependant que l'application des méthodes d'homogénéisation à l'échelle du bicristal conduit à des estimations *correctes* des chargements moyens par phase. Il conviendra de valider ce point en comparant le modèle d'homogénéisation à des simulations sur motif représentatif (MR) de la microstructure, c'est-à-dire à "relocaliser" : le modèle d'homogénéisation ne devra pas seulement prédire la bonne réponse macroscopique du motif, mais également les contraintes et déformations moyennes par phase. Cette étape de relocalisation apparaît comme primordiale, puisqu'elle permet de sélectionner parmi les modèles d'homogénéisation existants ceux qui conduisent aux meilleures prédictions par phase par rapport aux simulations E.F. Cependant, il faut prendre garde à la valeur que prennent ici les simulations E.F., qui servent en quelque sorte de "base expérimentale" aux modèles : est-ce que le motif représentatif est réellement suffisant pour décrire en fait une multitude de phases de formes différentes plongées dans des environnements également multiples ? A cette juste interrogation posée récemment par les auteurs des approches sécantes modifiées ou variationnelles (cf. la partie III.1.2), nous ne pouvons répondre que par l'hypothèse exposée précédemment : les estimations ainsi effectuées semblent les meilleures possibles, au vu de la complexité du problème. Qui plus est, il sera montré dans le chapitre relatif à la germination de l'endommagement (chap. V) que ces estimations permettront d'expliquer les variations expérimentales de taux de germination de l'endommagement.

L'objectif de cette partie consiste donc à déterminer un motif représentatif de la microstructure à l'échelle du bicristal. Ce motif étant choisi, il convient alors de déterminer sa réponse mécanique à un chargement quelconque. Pour cela, des simulations E.F. sont effectuées. Les résultats de ces simulations sont dépouillés en terme de contraintes *macroscopiques* (c'est-à-dire à l'échelle du bicristal) mais également de contraintes et déformations *moyennes* par phase.

Nous précisons de plus que le matériau Y4331 a été choisi pour l'ensemble des graphes et des isovalues présentés dans cette partie.

III.3.1 Motif représentatif

Le motif représentatif devrait prendre en compte les deux aspects principaux de la microstructure à l'échelle du bicristal : la *bipercolation*, et l'aspect apparemment *aléatoire* de la morphologie des lattes. Une solution simple pour représenter une distribution "isotrope" de lattes consisterait à choisir des phases sphériques, ce qui ne privilégierait aucune direction de l'espace. Cette solution classique conduirait par exemple à représenter la ferrite en

1. c'est-à-dire l'indépendance des lois statistiques régissant la nature d'une phase vis-à-vis de la position considérée

2. c'est-à-dire l'indépendance de la valeur moyenne sur le VER d'une variable aléatoire vis-à-vis du choix de ce VER

inclusion sphérique plongée dans une matrice d'austénite. Il ne deviendrait cependant plus possible avec un seul motif de représenter la percolation des deux phases. Or, c'est ce dernier point qui semble le plus contraignant : sans toutefois aller jusqu'à la simplification opérée par B. Verhaeghe qui déclare que « *Comme les deux phases sont percolées, elles ont la même déformation* » [Verhaeghe, 1995], on conçoit que cette percolation contraint plus sévèrement les déformations des deux phases que dans le cas d'une inclusion sphérique. Ceci sera par ailleurs vérifié dans la partie suivante.

a) Choix du motif, maillages et simulations

Le motif représentatif choisi consiste en une "croix" tridimensionnelle de ferrite plongée dans un cube d'austénite. Chacune des trois branches de la croix de ferrite débouche au milieu des faces du cube d'austénite, comme l'indique la figure III.2. La fraction volumique de chaque branche par rapport au volume total du motif est choisie de telle sorte à ce que, au final, le taux de ferrite corresponde à celui du matériau considéré.

Le cube total, d'arête unitaire, est divisé au minimum en 6 segments de manière à obtenir 216 éléments hexaédriques. Ces éléments sont quadratiques réduits (20 nœuds et 8 points de Gauss). Cette taille de maille conduit à des résultats stables en terme de réponse macroscopique et de champs moyens par phase. Pour les maillages plus raffinés, une meilleure prédiction des contraintes et déformations près des interfaces entre les deux phases est observée, mais les valeurs moyennes n'en sont pas affectées. Pour des maillages moins raffinés, la réponse macroscopique reste trop rigide.

Les orientations cristallines des deux phases sont les suivantes : ferrite orientée de telle sorte à ce que ses axes $\langle 100 \rangle$ correspondent aux directions des trois branches, et austénite choisie parmi les 24 variants correspondants. En réalité, comme ces variants peuvent être obtenus par des rotations successives de 90° autour des axes $\langle 100 \rangle$ de la ferrite, 3 groupes de 8 variants équivalents en terme de réponse macroscopique seront obtenus pour un essai de traction sur la face 3 du cube. C'est pourquoi trois orientations prises chacune dans un groupe ont été choisies. Elles seront désignées par la suite par variants 1, 2 et 3. L'orientation particulière de la ferrite selon les branches de la croix n'est pas anodine car ces branches correspondent alors aux normales aux plans de clivage de la ferrite $\{100\}$. Ceci permettra une étude plus poussée de l'influence de l'orientation des lattes de ferrite (assimilées alors aux branches) sur les contraintes et déformations dans cette latte, et donc sur les taux de germination.

Les conditions limites appliquées sont de type périodique. Elles représentent ainsi un empilement de motifs représentatifs : un tel empilement simule bien la percolation car il conduit à un réseau tridimensionnel de croix de ferrite et de croix d'austénite. La mise en œuvre de telles conditions s'effectue de la manière suivante : le déplacement $\underline{\mathbf{U}}$ en un point donné $\underline{\mathbf{x}}$ du MR correspond à la somme du déplacement imposé par la déformation moyenne ($\underline{\mathbf{E}}$) du motif¹ et d'un champ de perturbation $\underline{\mathbf{u}}$, périodique, dont la moyenne est nulle sur le MR (équation 3.9).

1. nous rappelons que la déformation macroscopique appliquée au MR correspond à la moyenne sur le MR du champ de déformation, et qu'il en est de même pour la contrainte macroscopique

$$\underline{\mathbf{U}}(\underline{\mathbf{x}}) = \underline{\mathbf{E}} \cdot \underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{u}}(\underline{\mathbf{x}}) \quad \text{avec} \quad \left\langle \underline{\mathbf{u}}(\underline{\mathbf{x}}) \right\rangle_{\underline{\mathbf{x}} \in \text{MR}} = \underline{\mathbf{0}} \quad (3.9)$$

Concrètement, $\underline{\mathbf{u}}$ périodique revient à lier les degrés de liberté des nœuds opposés sur chaque face du cube.

Les simulations effectuées sont les suivantes : essais de traction à 10 % de déformation macroscopique, pour une vitesse de 10^{-3} s^{-1} , selon la direction 3 du cube et pour les trois variants d'austénite, et essais de cisaillement pour une future validation du modèle à champs moyens. Comme indiqué précédemment, les résultats sont dépouillés en terme de contraintes et déformations macroscopiques, et de contraintes et déformations moyennes par phase. Les hétérogénéités locales sont également observées.

Les paramètres d'écroutissage utilisés pour chaque phase seront discutés ultérieurement (cf. partie III.5.1, tableau III.5 notamment). A titre indicatif, les cissions critiques initiales valent 173 MPa pour la ferrite et 95 MPa pour l'austénite, et l'écroutissage isotrope de la ferrite est 60 fois supérieur à celui de l'austénite.

Tous les calculs ont été effectués à l'aide du code E.F. ZéBuLoN [Besson et al., 1998]. Au vu du grand nombre de degrés de liberté des maillages considérés (à peu près 20 000), les calculs ne peuvent être passés sur une station classique. Les conditions limites périodiques contribuent en effet à augmenter considérablement la taille de front du calcul. Ils ont donc été effectués sur le calculateur SP2 de l'Ecole des Mines à Fontainebleau, sur un processeur séquentiel possédant 2 Go de mémoire vive. La taille mémoire en résidant de ces calculs est d'environ 570 Mo. Leur durée est de 21 heures en temps CPU.

b) Résultats des simulations E.F. du motif

La figure III.3 présente les isovaleurs de contrainte σ_{33} et de déformation ε_{33} dans le motif élémentaire, dans le cas de la traction selon l'axe 3 et pour le second variant, à 10 % de déformation macroscopique imposée. Les points essentiels que l'on peut tirer de ces isovaleurs sont les suivants :

- les contraintes sont nettement plus élevées dans la ferrite que dans l'austénite, ce qui est bien sûr dû à son écroutissage beaucoup plus important,
- un saut de contrainte σ_{33} est observé à l'interface entre les deux phases, ce qui est possible car seule la contrainte normale doit être continue à la traversée de cette dernière,
- les contraintes semblent relativement homogènes dans l'austénite, mais varient pour chacune des trois "branches" de ferrite,
- dans le cas où l'orientation de l'austénite correspond au premier variant, il semble y avoir continuité du glissement entre les deux phases.

En post-traitement, les contraintes moyennes σ_{33} par phase ont été évaluées et sont présentées en fonction de la déformation macroscopique sur la figure III.4. La courbe d'écroutissage de la ferrite est donc bien plus dure que celle de la phase austénitique : à 10 % de déformation, $\sigma_{33} \simeq 1300 \text{ MPa}$ pour la ferrite contre $\sigma_{33} = 400 \text{ MPa}$ pour l'austénite. La contrainte macroscopique correspond bien à la moyenne des contraintes moyennes de chaque phase.

Afin de mieux rendre compte de la disparité des contraintes et déformations dans la phase ferritique, des moyennes sur le volume de chaque branche de la ferrite ont été effectuées. Elles seront repérées par l'indice δ_i avec $i = 1,2,3$. Cependant, la moyenne des variables sur les trois branches ne correspond pas à celle sur l'ensemble de la ferrite (notée δ), car le volume du "cœur" de chaque branche (c'est-à-dire l'intersection entre les trois branches de ferrite) est compté trois fois. Nous définissons donc trois branches "effectives" δ'_i dont la moyenne correspond bien à la moyenne sur l'ensemble du volume de la ferrite :

$$\forall x \text{ variable, } \begin{cases} \langle x \rangle_{\delta'_i} = \langle x \rangle_{\delta_i} + \alpha(x) \\ \alpha(x) = \langle x \rangle_{\delta} - (\langle x \rangle_{\delta_1} + \langle x \rangle_{\delta_2} + \langle x \rangle_{\delta_3}) / 3 \end{cases} \quad (3.10)$$

Cette modification revient à répartir équitablement le volume du cœur sur chaque branche.

Les résultats en terme de contraintes moyennes σ_{33} par branche effective sont présentés sur le graphe de la figure III.5. Le numéro de chaque branche correspond à son orientation. De gros écart sont donc obtenus entre les branches, la branche 3 étant logiquement la plus chargée lors de l'essai de traction dans la direction 3. Le modèle d'homogénéisation du bicristal qui représentera le MR devra donc prendre en compte cet aspect. Par ailleurs, des moyennes sur les branches équivalentes pour l'austénite ont aussi été effectuées et ont montré que les disparités en terme de contraintes sont négligeables.

L'effet de la percolation peut être mis en évidence en comparant les résultats à ceux que donnent des simulations E.F. pour un autre motif. Le motif de comparaison est présenté sur le maillage de la figure III.6. Il s'agit d'un cube de ferrite plongé dans un cube d'austénite (un maillage de phases sphériques serait beaucoup trop coûteux en terme de mémoire pour les moyens actuels, excepté peut-être en utilisant le calcul parallèle). Les résultats comparés présentés sur la figure III.6 montrent que la déformation moyenne ε_{33} dans la ferrite est sensiblement inférieure dans le cas du motif cube que dans celui du motif croix, ce qui conduit à des contraintes également plus faibles.

L'influence du type d'élasticité choisie pour les deux phases (isotrope ou cubique) conduit, comme cela est montré sur le graphe de la figure III.7, à des résultats sensiblement identiques dès que la plasticité intervient. Ceci justifie l'emploi futur du même comportement élastique isotrope pour les deux phases.

Enfin, ces essais de traction sur MR sont conduits jusqu'à 10 %. Habituellement, on estime être en grandes déformations à partir de 6 % de déformation. Des simulations en petites déformations avec petites rotations de réseau, dont le formalisme est présenté dans l'annexe A-III.3, ont donc été réalisées. Elles semblent montrer que la réponse macroscopique est peu perturbée par l'introduction des petites rotations de réseau cristallin (voir figure III.8).

L'ensemble des modèles à champs moyens présentés dans la section III.1.2 indiquent que dans un matériau multiphasé dont toutes les phases sont sphériques et possèdent les mêmes propriétés élastiques, les pressions seront égales quel que soit le chargement. La figure III.9 montre que tel n'est pas le cas pour le MR. La pression est en effet plus faible dans les branches de la ferrite (phases les plus "dures") que dans l'austénite. Ces écarts peuvent être en partie expliqués par le fait que les branches de ferrite ne sont pas sphériques, mais se présentent plutôt sous la forme de fibres. Il s'agirait alors d'un effet de géométrie de la phase. Cependant, le même effet a déjà été observé dans les simulations E.F. mettant en

jeu des phases sphériques et isotropes [Gonia-Péron et al., 1997, Péron et al., 1997]. Nous verrons de plus dans la section suivante que l'effet de géométrie des branches ne suffit pas seul à expliquer ces écarts. Une étude détaillée de cet effet de pression a été conduite dans l'annexe A-IV.1.

L. Mcirdi [Mcirdi, 2000] observe expérimentalement par DRX¹ que l'état de contraintes dans la phase ferritique est proche de la traction simple, alors que dans la phase austénitique l'état est multiaxial. Afin de montrer l'intérêt de considérer un motif représentatif complexe, la figure III.11 compare donc les prévisions d'un modèle de Voigt (déformations totales identiques dans toutes les phases) à celle de nos simulations sur MR. Les déformations prévues par le modèle de Voigt conduisent à des déformations plus importantes dans la ferrite que dans le cas de notre motif. De plus, les simulations sur MR aboutissent à un état multiaxié dans l'austénite (σ_{11}^γ , σ_{22} et σ_{33}^γ sont positifs), ce qui confirme l'intérêt d'un tel modèle. Il faut cependant tempérer ce résultat par le fait que l'essai concerne une traction simple sur un bicristal et non une traction sur un poly-bicristal : les interactions entre les différents bicristaux ne sont pas prises en compte.

Le graphe de la figure III.10 indique de même quelles sont les évolutions de triaxialité dans chaque phase (austénite et trois branches de ferrite). Cette triaxialité a été calculée en considérant les contraintes moyennes par phase et non par moyenne de la triaxialité locale. L'austénite étant la phase la plus "molle", elle est celle qui est la plus chargée en terme de triaxialité. Cette dernière est par ailleurs croissante à partir de la valeur de 1/3 en traction élastique. En revanche, pour les trois branches de ferrite, les disparités sont importantes puisque pour les deux branches en compression, elle est négative. Pour la branche 3, orientée selon l'axe de traction, elle évolue peu et se situe aux alentours de sa valeur en élasticité, confirmant par là que cette branche se trouve quasiment dans une situation de traction simple.

En conclusion

- *Le motif choisi représente bien la percolation des deux phases grâce aux conditions limites périodiques,*
 - *Les contraintes sont nettement plus élevées dans la phase ferritique à cause de son écrouissage,*
 - *Les hétérogénéités de contrainte et de déformation dans la phase ferritique obligent à considérer séparément les 3 branches,*
 - *L'élasticité anisotrope ainsi que les petites rotations de réseau perturbent peu les résultats et ne seront donc plus utilisés,*
 - *Les pressions dans chaque phase ne sont pas identiques.*
-

¹. Diffraction par Rayons X : ce type d'expérimentation permet de remonter aux contraintes locales de chaque phase dans un bicristal surfacique d'une éprouvette plate sollicitée en traction

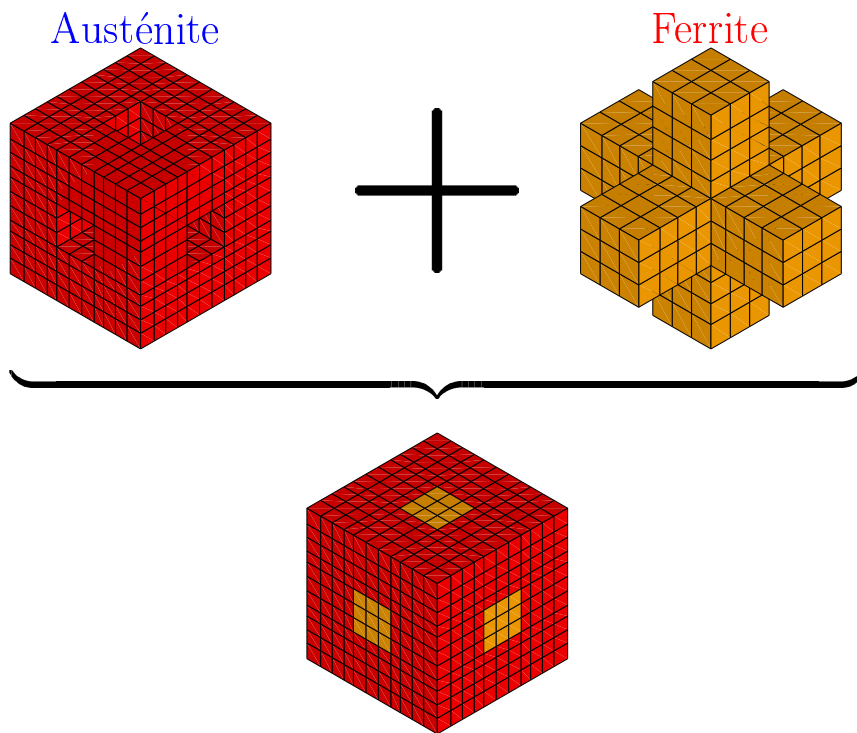


FIG. III.2 - Constitution du maillage du motif représentatif choisi: une croix tridimensionnelle de ferrite plongée dans un cube d'austénite.

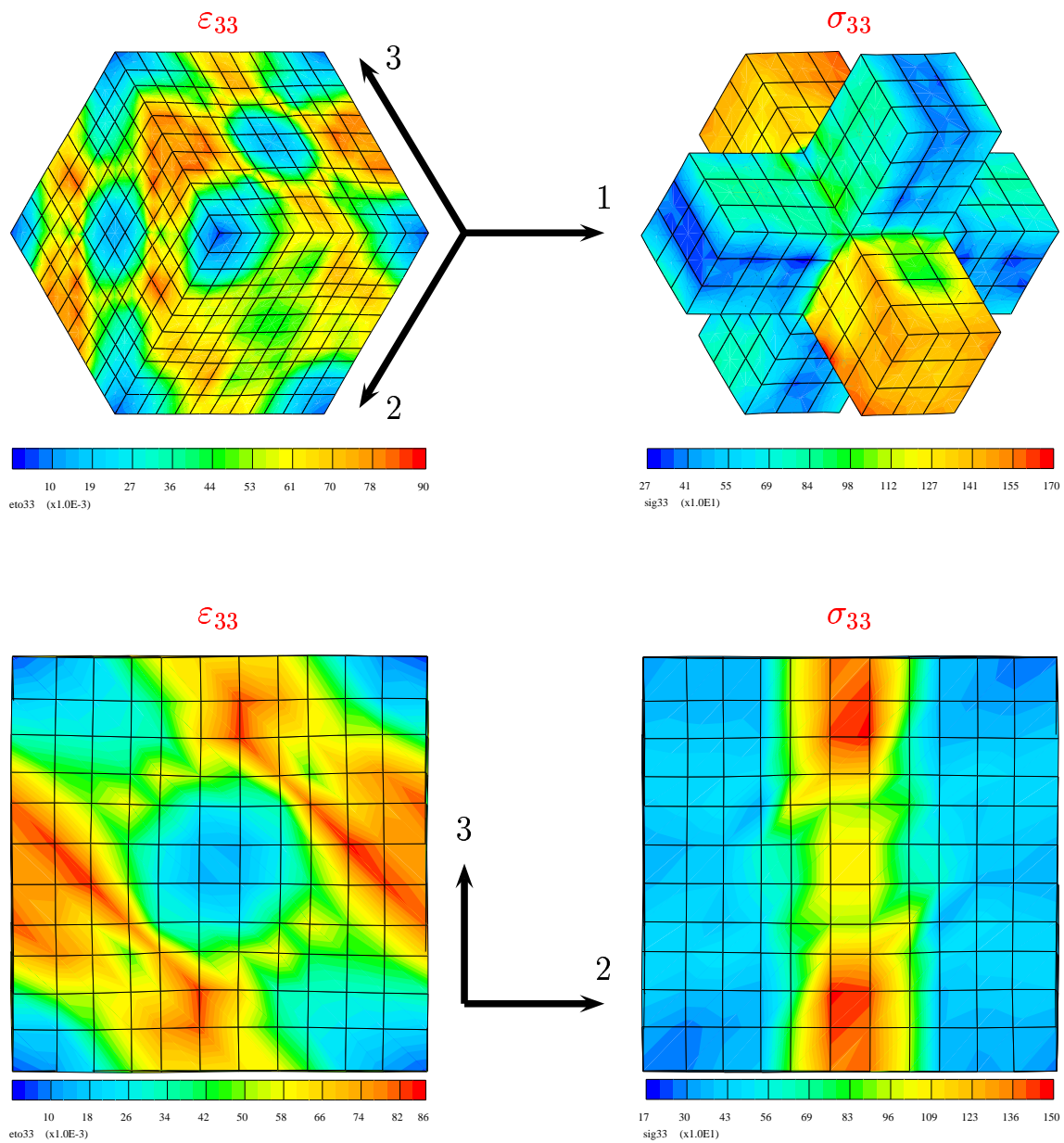


FIG. III.3 – Isovaleurs dans l'austénite et dans la ferrite de la contrainte σ_{33} et de la déformation cumulée. Cas de l'essai de traction selon l'axe 3, pour le second variant d'austénite, à 10 % de déformation macroscopique. Les cartes de droite correspondent à des coupes centrales du cube dans le plan 1-3.

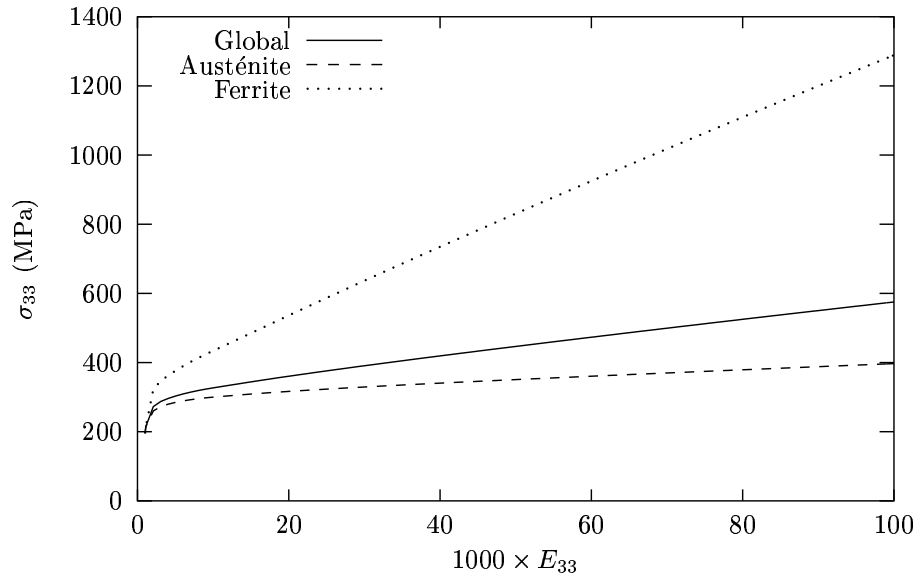


FIG. III.4 – contraintes moyennes σ_{33} en fonction de la déformation macroscopique E_{33} imposée au MR, pour les deux phases et au niveau macroscopique.

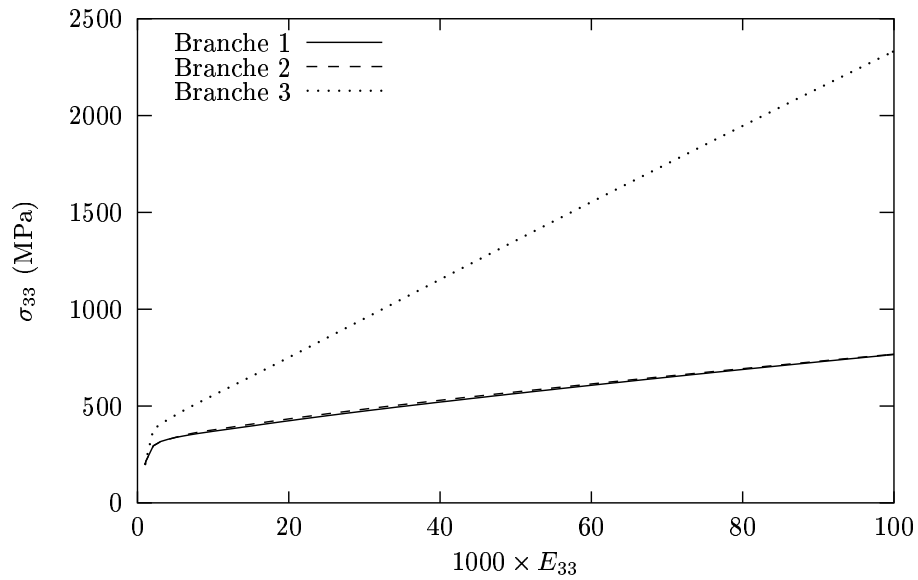
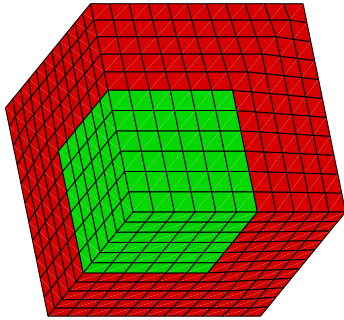


FIG. III.5 – Contraintes σ_{33} pour les trois branches de ferrite, lors de l'essai de traction du variant 2. La branche 3, orientée selon la direction de traction, est la plus sollicitée.

Maillage cube



Maillage croix

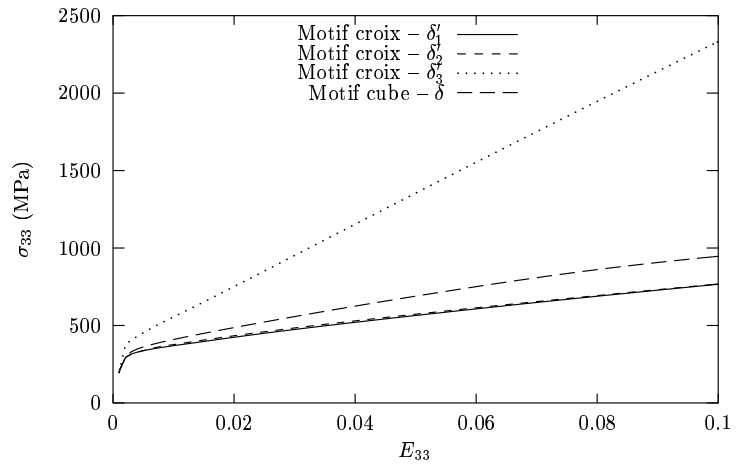
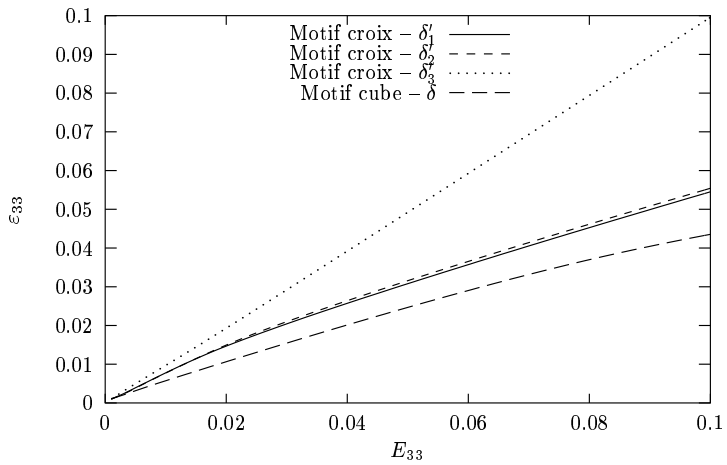
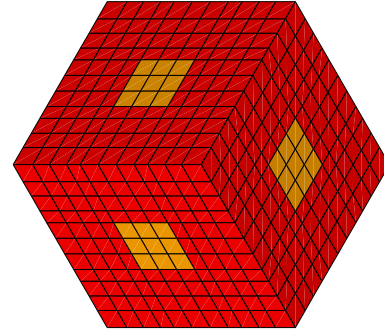


FIG. III.6 – Comparaison entre le motif croix et le motif cube pour l'essai de traction dans la direction 3. Les courbes présentées correspondent à la contrainte moyenne σ_{33} en fonction de la déformation moyenne ε_{33} dans la phase ferritique.

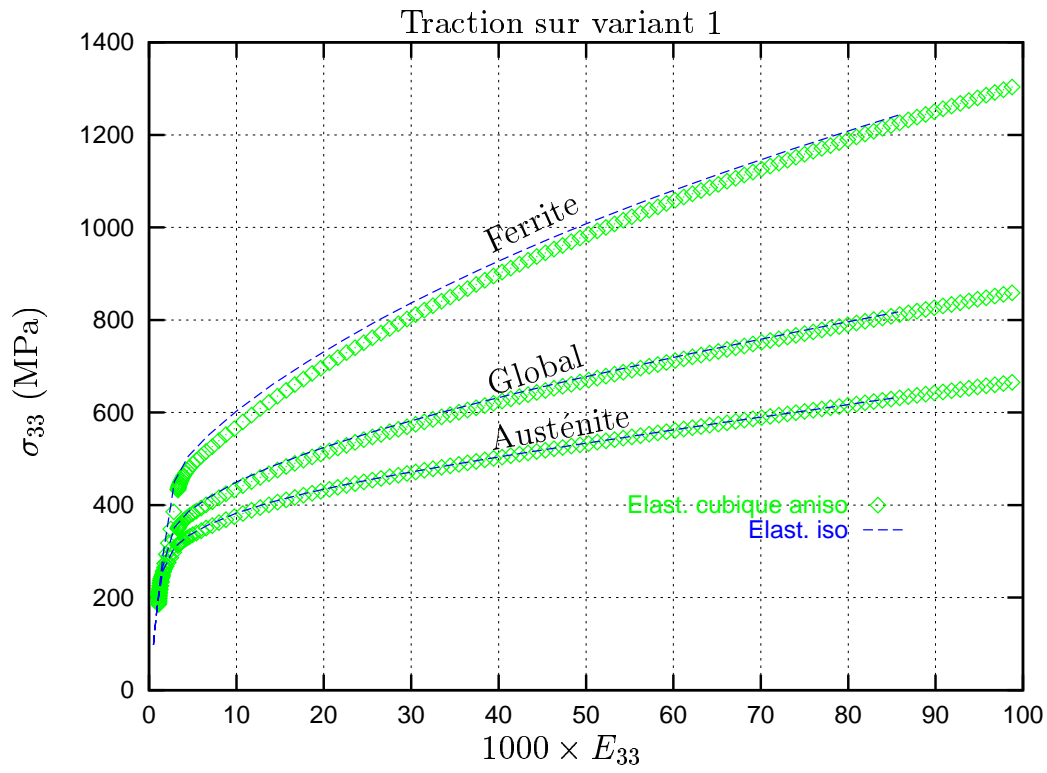


FIG. III.7 – Comparaison entre élasticité isotrope et élasticité cubique.

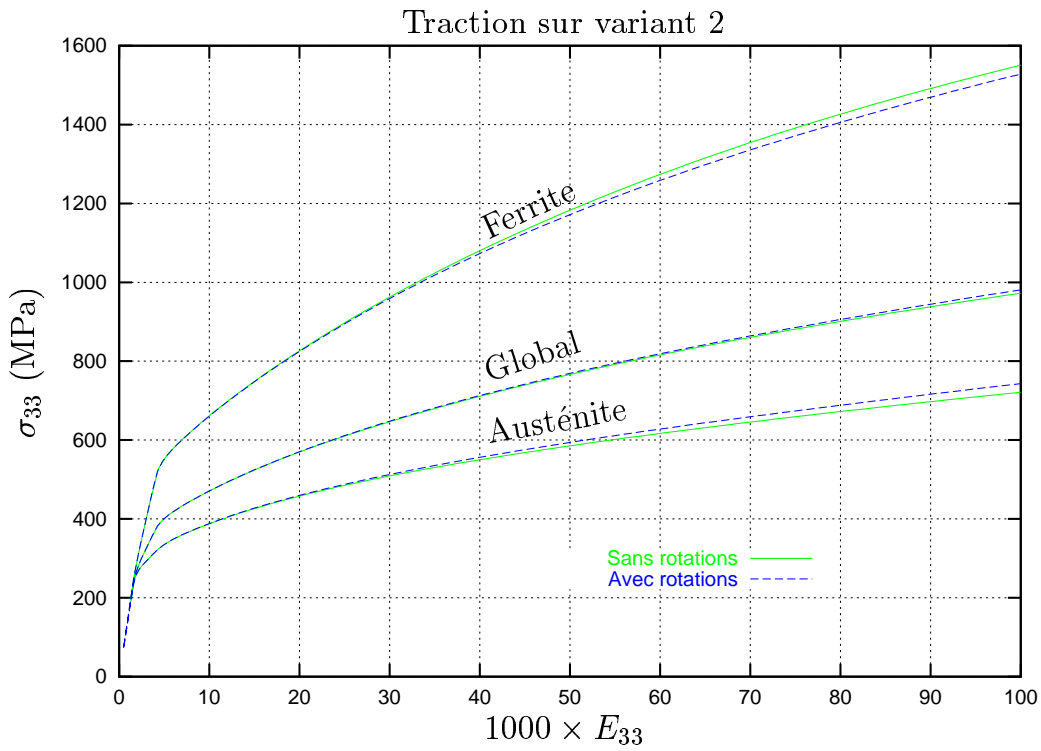


FIG. III.8 – Effet de l'introduction des petites rotations de réseau cristallin sur la courbe de traction du MR.

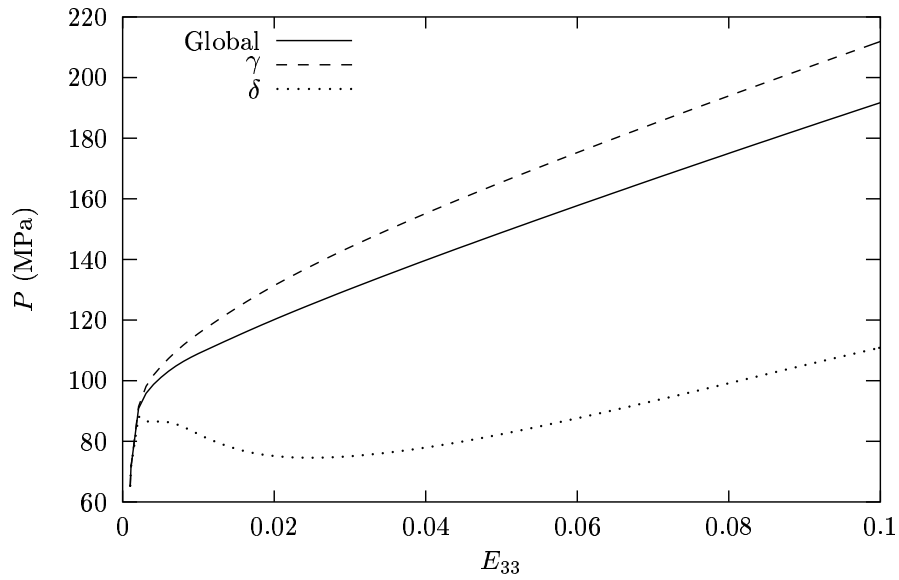


FIG. III.9 – Pressions moyennes imposée (globale), dans l'austénite et dans la ferrite. La pression est donc nettement plus faible dans la phase la plus dure, c'est-à-dire la ferrite. Les différences par branche sont encore plus marquées.

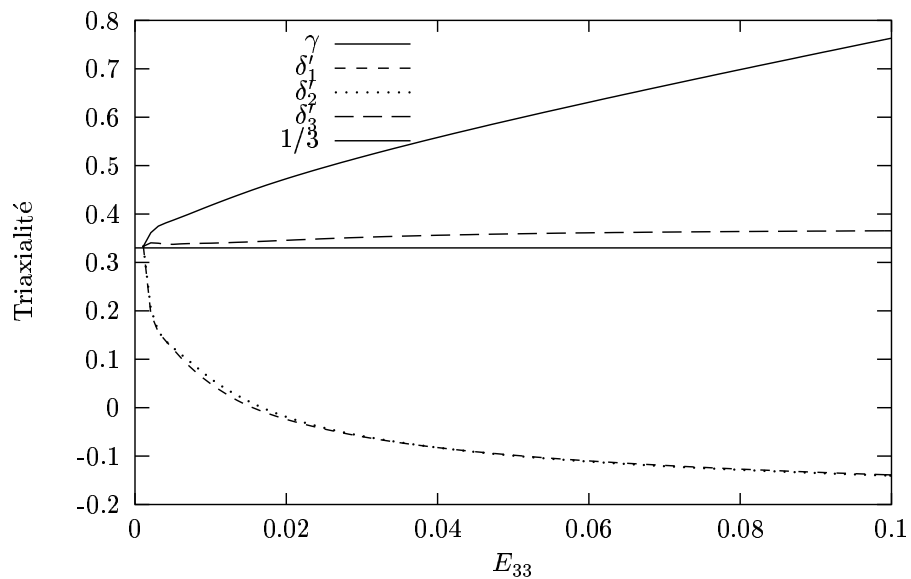


FIG. III.10 – Evolution des triaxialités dans les quatre phases (austénite et trois branches de ferrite).

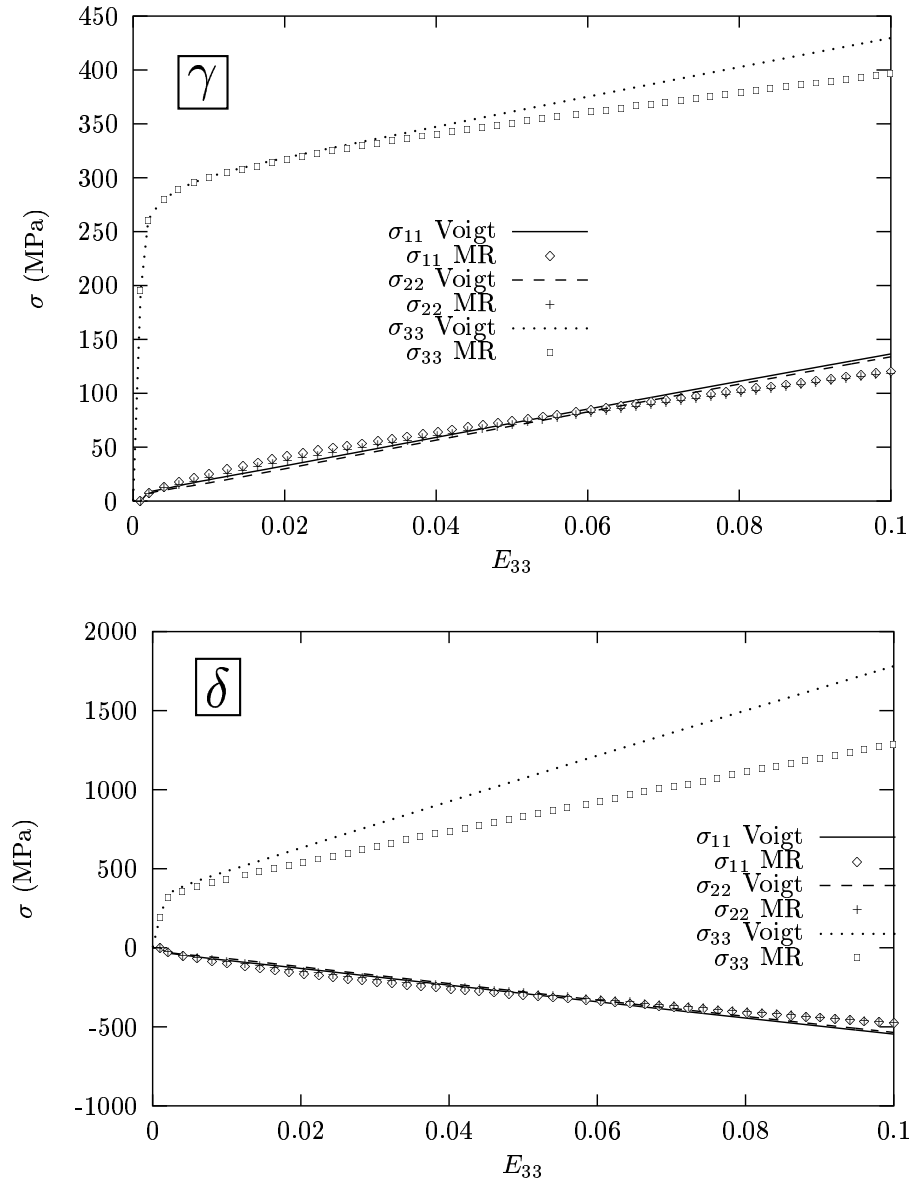


FIG. III.11 – Comparaison des simulations sur MR avec un modèle de Voigt.

III.3.2 Optimisation du MCM

Dans cette section, le modèle à champs moyens représentant le bicristal va être détaillé. Il est utile de rappeler que ce modèle, qui effectue la transition de l'échelle 1 (lattes monocristallines) à l'échelle 2 (bicristal), est moins coûteux en terme de temps de calcul que les simulations effectuées sur le bicristal, et peut donc avantageusement les remplacer en tant que loi de comportement. Cette loi de comportement sera mise en œuvre en chaque point de Gauss d'autres simulations E.F. (éprouvettes multicristallines, par exemple) ou dans les modèles polycristallins représentant l'échelle 3 (poly-bicristal) afin de représenter le comportement macroscopique du matériau.

a) Présentation du MCM

La section précédente a montré qu'il était nécessaire de considérer séparément les 3 branches de ferrite. Ceci suggère de considérer non plus deux phases (austénite et ferrite) mais quatre : une phase austénitique, et trois "branches" de ferrite. Le pari qui est fait est que la règle de localisation du modèle de CP, présentée dans la section III.1.2 (équation 3.11), sera suffisante pour modéliser les interactions entre ces quatre phases. En effet, il a été montré que ce modèle pouvait s'appliquer dans le cadre d'une modélisation autocohérente [Caillaud et Pilvin, 1994], mais pas encore dans celui des conditions limites périodiques.

Pour des raisons de commodité, l'indice γ fera désormais référence aux variables moyennées sur l'ensemble de la phase austénitique, et les indices $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ à celles moyennées respectivement sur les branches 1, 2 et 3 de la ferrite. L'indice δ utilisé seul fera référence à la moyenne sur les trois branches, c'est-à-dire sur l'ensemble de la phase ferritique.

Nous rappelons ici brièvement la règle de localisation de ce modèle ainsi que la loi d'évolution des variables l'interphase :

$$\begin{cases} \underline{\sigma}^i = \underline{\Sigma} + \underline{\mathbf{L}}^i : (\underline{\mathbf{B}} - \underline{\beta}^i) \\ \underline{\mathbf{B}} = \left\langle \left(\underline{\mathbf{L}}^i \right)^{-1} \right\rangle : \left\langle \underline{\mathbf{L}}^i : \underline{\beta}^i \right\rangle \\ \underline{\dot{\beta}}^i = \underline{\dot{\xi}}_p^i - D^i \underline{p}^i \left(\underline{\beta}^i - \delta^i \underline{\xi}_p^i \right) \end{cases} \quad (3.11)$$

Le choix du tenseur $\underline{\mathbf{L}}^i$ (avec $i \in \{\gamma, \delta_1, \delta_2, \delta_3\}$) fait, comme nous l'avons vu, référence à la géométrie de la phase au travers du tenseur d'Eshelby (équation 3.7). Pour la phase austénitique, dont les contraintes et déformations sont relativement homogènes, ce tenseur correspondra à celui du modèle de Kröner pour une phase sphérique :

$$\underline{\mathbf{L}}^\gamma \underset{\approx}{=} \frac{12\mu\kappa}{3\kappa + 4\mu} \underline{\mathbf{K}} \underset{\approx}{=} + \frac{2}{5} \frac{\mu(9\kappa + 8\mu)}{3\kappa + 4\mu} \underline{\mathbf{J}} \underset{\approx}{=} \quad (3.12)$$

Notons que le facteur devant $\underline{\mathbf{J}}$ vaut à peu près μ .

Pour les branches de ferrite, ce tenseur peut être pris égal à celui de Kröner pour une fibre *infinie* orientée selon l'axe de la branche. Les composantes du tenseur d'Eshelby relatif à une telle fibre peuvent être trouvées dans [Mura, 1987] : par exemple, pour la fibre orientée selon la direction 3, en notations de Voigt :

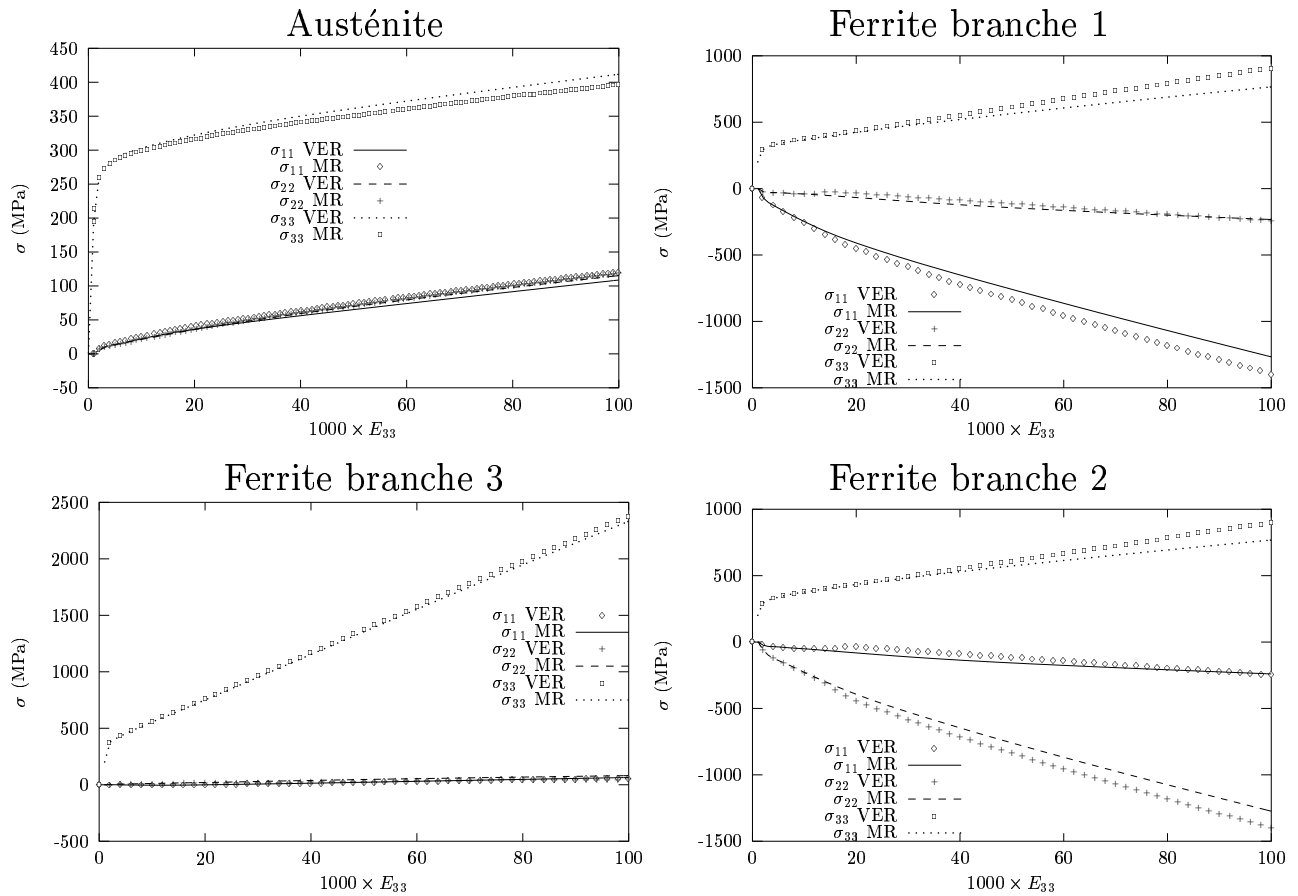


FIG. III.12 – Vérification de l'hypothèse champs moyens pour les 4 phases : comparaison entre les contraintes moyennes obtenues par post-traitement sur les simulations E.F. du MR, et celles obtenues par simulation de la loi de comportement en imposant les déformations moyennes des simulations E.F. du MR.

satisfaisantes. En revanche, en ajoutant à la liste des paramètres le coefficient de Poisson, qui intervient dans les tenseurs de localisations $\underline{\mathbf{L}}$ des branches de ferrite, une excellente identification peut être trouvée. Ceci peut être interprété par l’effet de pression évoqué à la section précédente, et étudié dans l’annexe A-IV.1 : changer le coefficient de Poisson devient donc un artefact qui permet de reproduire ces écarts de pression entre phases dures et phases molles. En l’occurrence, le coefficient de Poisson est abaissé par rapport à sa valeur élastique de 0.3, ce qui indique que les fibres apparaissent plus “compressibles”.

Les optimisations ont été conduites à l’aide de l’optimiseur du code de calcul ZéBuLoN [Le Riche et al., 1997]. L’algorithme d’optimisation utilisé est Levenberg–Marquardt [Le Riche et Guyon, 1999]. Les optimisations sont très rapides et de bonnes solutions pour les 5 coefficients sont obtenues en moins d’une heure. Les meilleures valeurs sont présentées sur le tableau III.4. Notons que les valeurs du terme de rappel D pour les aciers austénitiques sont de l’ordre de 20 ; les valeurs ainsi optimisées pour cette microstructure particulière sont donc cohérentes.

	D^γ	D^δ	δ^γ	δ^δ	ν
Y4331	18.2	20.7	0.13	0.0	0.07

TAB. III.4 – Termes de rappel et coefficient de Poisson optimisés pour le Y4331.

La figure III.13 compare les contraintes pour les 4 phases, dans le cas du variant 2 d’austénite. Les réponses pour les essais sur variant 1 et 3 d’austénite ne sont pas présentées, mais leurs prédictions comparées avec les simulations sur MR sont aussi excellentes. La figure III.14 montre en revanche que dans le cas d’un essai de cisaillement, le modèle donne de moins bonnes prédictions : il surestime notamment la déformation des branches de ferrite, alors que les simulations sur MR tendent à montrer que l’austénite supporte la majeure partie de la déformation.

Les prédictions du MCM, utilisé avec les paramètres optimisés, sont donc excellentes pour les essais de traction, ceci quel que soit le variant d’austénite choisi. Dans le cadre de ce type de chargement, le MCM donne une très bonne estimation des contraintes et des déformations moyennes dans la phase austénitique et pour chaque branche de ferrite.

Pour l’essai de cisaillement, les moins bonnes prédictions du MCM peuvent s’expliquer par plusieurs facteurs : la forme des branches de ferrite dans le MR, qui ne sont pas de section circulaire, ou l’effet de pression entre les différentes phases, qui peut ne pas être bien représenté par le coefficient de Poisson nul. Quoiqu’il en soit, le MCM donne des prédictions *conservatives*, puisque la déformation des branches de ferrite y est plus importante, ce qui entraîne des contraintes plus élevées. C’est pourquoi, du point de vue de la germination de l’endommagement, le MCM conduira vraisemblablement à des taux de germination supérieurs pour les bicristaux en cisaillement.

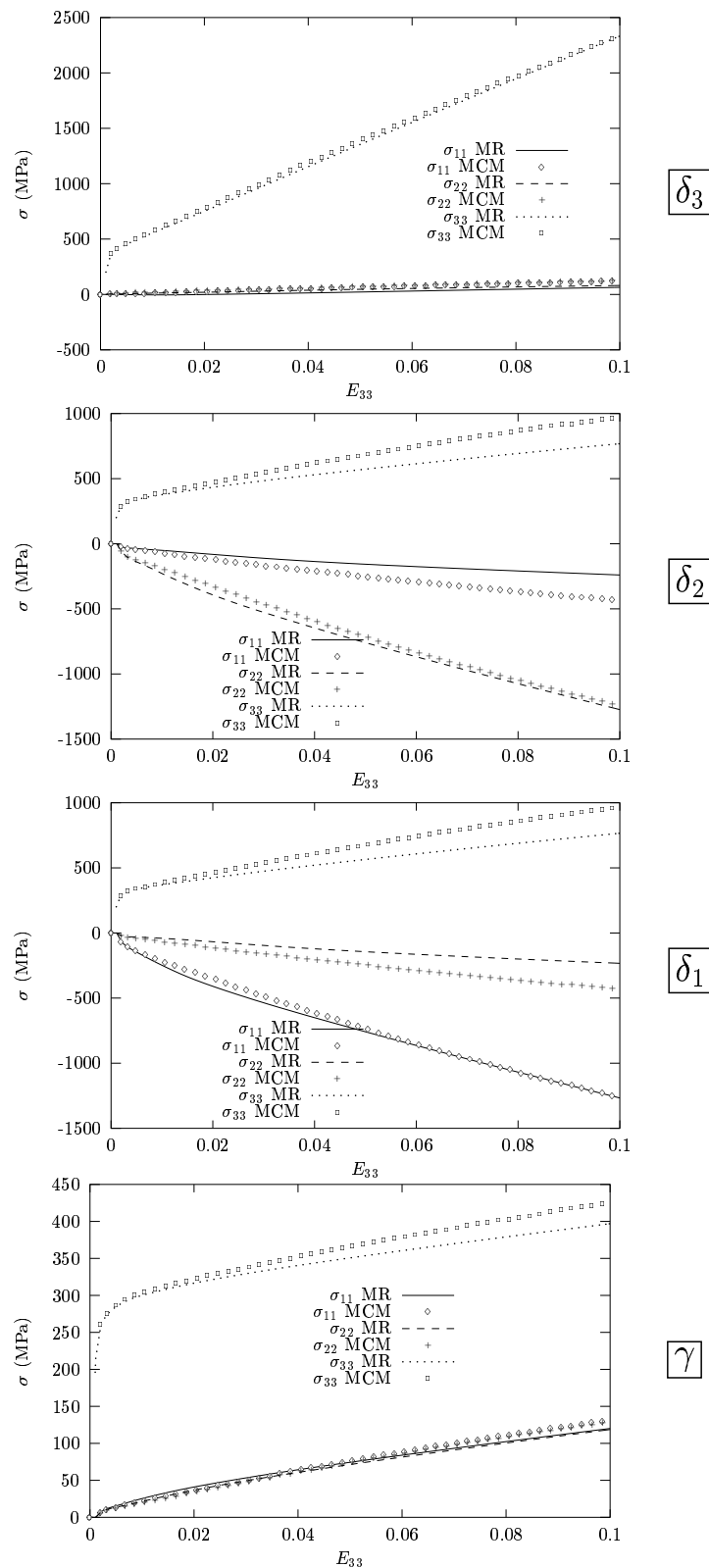


FIG. III.13 – Comparaison des prédictions en terme de contraintes du MCM avec les meilleures valeurs optimisées pour les termes de rappel et le coefficient de Poisson. Cas du variant 2, pour l'austénite et pour la branche 3 de ferrite.

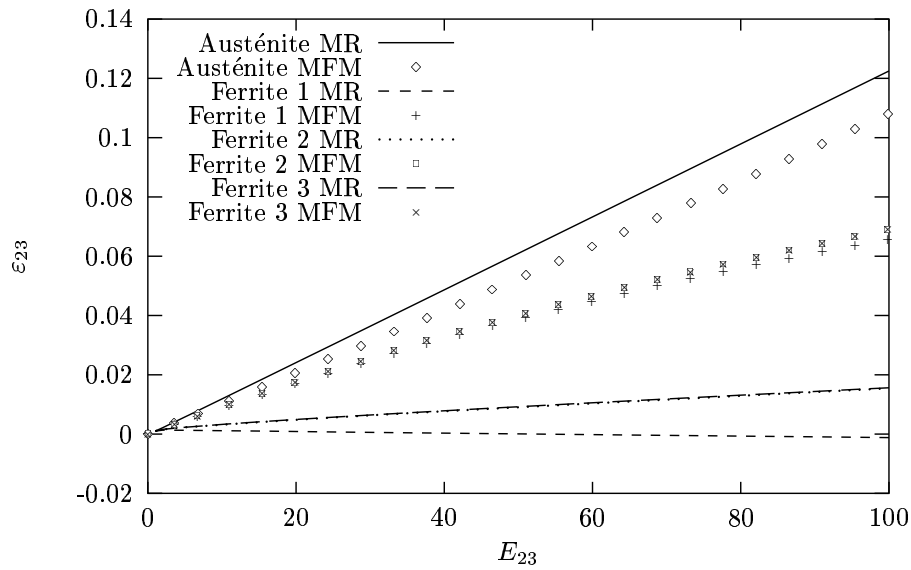


FIG. III.14 – Comparaison des prédictions du MCM avec les simulations sur MR dans le cas d'un essai de cisaillement selon la direction 23 et pour le variant 1 d'austénite.

En conclusion _____

- L'hypothèse champs moyens est assez bien vérifiée et autorise donc l'emploi d'un modèle à champs moyens,
 - Le MCM fait intervenir l'austénite et les trois branches de ferrite,
 - L'optimisation aboutit à des résultats par phase excellents en termes de déformation, et donc de contrainte nonobstant l'écart aux champs moyens,
 - Le coefficient de Poisson doit être pris nul pour simuler les effets de pression,
 - Les prédictions pour un essai de cisaillement sont moins satisfaisantes.
-

III.4 Echelle 3 : le poly–bicristal

Cette partie est consacrée à la modélisation de la transition entre l'échelle 2 (bicristal) et l'échelle 3 (poly–bicristal). L'échelle 3 correspond à un agrégat d'un nombre important de bicristaux, suffisants en tout cas pour représenter le comportement *macroscopique* du matériau. Nous avons vu que cette transition s'apparente à celle du monocristal au polycristal. Le comportement du bicristal (déterminé par le MCM) correspondrait donc à celui d'un grain de polycristal. En conséquence, les informations de texture du matériau, c'est-à-dire dans notre cas la distribution des orientations des bicristaux, doivent être introduits à cette échelle.

L'objectif avoué est de pouvoir optimiser les paramètres d'érouissage des deux phases (échelle 1) sur les courbes de traction et d'érouissage cyclique effectuées au chapitre II, comme décrit dans la procédure de la figure III.1. Les paramètres ainsi optimisés ne sont pas définitifs, puisque les simulations sur MR doivent être par la suite réeffectuées afin de redéterminer les termes de rappel de l'échelle 2.

Dans un premier temps, nous décrirons donc les modèles d'homogénéisation utilisés pour effectuer cette transition. Une seconde section concernera le détail de la procédure d'optimisation des paramètres, ainsi que les caractéristiques de ces optimisations.

III.4.1 Modèles choisis

Nous assimilons à cette échelle les bicristaux aux grains d'un polycristal. Leur loi de comportement est décrite par le MCM exposé dans la partie III.3. Pour la relation d'interaction entre ces bicristaux, c'est-à-dire la règle de localisation, nous utiliserons deux modèles : celui de BZ en traction, et celui de CP en cyclique.

Dans le cadre de la simulation de l'essai de traction sur le poly–bicristal, le modèle de BZ est applicable sous réserve que le comportement macroscopique du matériau soit isotrope et que l'on reste dans le cadre des petites déformations. Ici, nous simulerons l'essai jusqu'à 10 % de déformation macroscopique. La loi d'interaction entre les bicristaux (désignés par l'indice χ_2) sera alors :

$$\underline{\sigma}^{\chi_2} = \underline{\Sigma} + \frac{\mu}{1 + \frac{3}{2}\mu \frac{Eeq}{\Sigma_{eq}}} \left(\underline{\mathbf{E}}_p - \underline{\xi}_p^{\chi_2} \right) \quad (3.14)$$

En revanche, pour les courbes d'érouissage cyclique, le modèle de CP qui reste valable pour tous types de chargement est plus approprié. Dans le cas d'un polycristal (phases sphériques), les équations 3.11 deviennent :

$$\begin{cases} \underline{\sigma}^{\chi_2} = \underline{\Sigma} + \mu \left(\underline{\mathbf{B}} - \underline{\beta}^{\chi_2} \right) \\ \underline{\mathbf{B}} = \left\langle \underline{\beta}^{\chi_2} \right\rangle \\ \dot{\underline{\beta}}^{\chi_2} = \dot{\underline{\xi}}_p^{\chi_2} - D \dot{p}^{\chi_2} \left(\underline{\xi}^{\chi_2} - \delta \underline{\beta}^{\chi_2} \right) \end{cases} \quad (3.15)$$

Deux termes de rappel, relatifs à la transition 2 \rightarrow 3, sont à nouveau à identifier (D et δ). Afin de ne pas les confondre avec les termes de rappel du MCM, nous les noterons désormais D^{χ_2} et δ^{χ_2} . Ils sont bien sûr identiques pour tous les bicristaux.

III.4.2 Identification

Nous rappelons au préalable que, lorsque l'orientation de la ferrite est fixée, les 24 variants correspondants d'austénite vis-à-vis des relations KS sont obtenus à partir d'un variant particulier via les rotations successives laissant le cristal de ferrite inchangé. Le choix de la texture des matériaux a donc été effectué de la façon suivante :

- pour les matériaux à texture isotrope (cas du coude EK et du Coude n°1), un bicristal particulier est choisi, puis est tourné par 200 rotations afin d'obtenir 200 bicristaux distincts. En pratique, une quarantaine de rotations peuvent être suffisantes et les résultats sont alors faiblement dépendants du nombre de bicristaux supplémentaires. La liste de ces 40 rotations est donnée dans l'annexe A-III.2.
- pour le matériau Y4331, nous supposons que la ferrite est totalement texturée selon les axes \mathcal{R} , \mathcal{T} et \mathcal{L} du tube. Dès lors, seuls 24 bicristaux, chacun composé avec 1 variant particulier d'austénite, seront nécessaires. Les orientations de ces variants sont rappelées dans l'annexe A-III.2.

Notons que le modèle de BZ a été appliqué à la traction du Y4331, même si le matériau texturé ne possède pas un comportement macroscopique tout-à-fait isotrope. La texture induite par le choix des 24 bicristaux est de fait cubique (invariance par rapport aux rotations de 90° selon les axes $\langle 100 \rangle$ de la ferrite). Au vu des figures de pôles effectuées sur les éprouvettes multi-cristallines (figure II.14), ainsi que celles réalisées par P. Joly [Joly, 1992], la texture réelle du matériau serait aussi proche de l'isotropie transverse, avec l'axe \mathcal{R} comme axe de révolution.

Les paramètres à optimiser à *cette échelle* sont au nombre de 12 : 5×2 paramètres d'écroissage pour les deux phases (cf. tableau III.3), et les 2 termes de rappel de cette échelle. En pratique, le terme de rappel δ^{x_2} s'est avéré être négligeable, ce qui conduit à ne conserver que D^{x_2} pour l'optimisation. Trois comparaisons servent à calculer la fonction écart de l'optimisation :

- comparaison simulation de traction à 10 % avec modèle de BZ — courbe de traction,
- comparaison simulation de traction à 10 % avec modèle de CP — courbe de traction,
- comparaison simulation d'essais cycliques avec modèle de CP — courbes cycliques.

Quelques restrictions sont cependant nécessaires. Les simulations des essais de traction à 10 % ne tiennent pas compte de l'effet de l'endommagement, ni des rotations de réseau cristallin. Pour les matériaux dont les courbes de compression sont disponibles (Y4331, [Devillers-Guerville, 1998]), ces dernières ont été prises comme courbes de traction, ce qui permet d'éliminer le problème de l'effet de l'endommagement. Pour les autres, les courbes de traction donnent une bonne estimation de la loi de comportement non-endommagée en début de déformation. Pour l'effet des petites rotations, nous avons vu qu'elles n'ont pas été introduites à l'échelle 2, mais également que leur effet était faible jusqu'à 10 %.

Pour les coupons issus du même matériau, on identifie d'abord le comportement du matériau le plus vieilli. Les paramètres d'écroissage de l'austénite ainsi déterminés sont par la suite fixés pour les optimisations des autres matériaux, ce qui permet de s'affranchir de 5 coefficients. Cette méthode supposant que le vieillissement n'affecte pas le comportement de l'austénite a été cependant comparée, pour les coupons issus du coude EK, aux optimisations complètes sur tous les coefficients. Les résultats montrent peu de différence sur les termes d'écroissage de l'austénite, ce qui justifie a posteriori cette méthode.

Ces optimisations sont de longue durée: une simulation d'essai cyclique à 1000 s (déformation cumulée d'environ 150 %) prend une dizaine d'heures pour les matériaux isotropes (40 bicristaux). Comme de plus pas moins de 12 paramètres sont à optimiser, la durée totale des optimisations est d'environ 1 mois et demi à 2 mois. La taille mémoire exigée par ces optimisations est aussi de l'ordre de 100 Mo. Gageons qu'avec l'augmentation de la vitesse des processeurs et de la taille mémoire, ces calculs seront beaucoup plus rapides d'ici quelques années.

En conclusion

- *Le poly-bicristal est simulé en utilisant le MCM comme comportement de chaque bicristal, et les modèles de BZ (traction) et CP (cyclique) comme lois d'interactions entre les bicristaux,*
 - *Les textures de chaque matériau sont intégrées à cette échelle,*
 - *L'ajustement des paramètres d'écroissage de chaque phase se fait sur les essais de traction et sur les essais cycliques.*
-

III.5 Résultats

Le nombre *total* de variables du modèle micromécanique est de 16: 5 coefficients d'écroissage par phase (r_0 , q , b , c , d), 2 termes de rappel par phase (D et δ) pour le MCM, un coefficient de Poisson apparent pour la ferrite du MCM (ν) et un terme de rappel D^{χ_2} pour le poly-bicristal.

III.5.1 Paramètres d'écroissage optimisés

Les coefficients identifiés selon la procédure décrite figure III.1 sont indiqués dans le tableau III.5. Ils correspondent aux coefficients stabilisés, c'est-à-dire qui ne varient plus lorsqu'une boucle complète est réeffectuée.

Phase	D^{χ_2}	Phase	r_0 (MPa)	q (MPa)	b	c (MPa)	d
Y4331	50	Austénite	95	66	1.1	12 000	572
		Ferrite	173	3 349	1.4	46 900	161
EK	—	Austénite	59	10	16.4	2 180	100
EK1	26	Ferrite	260	75	11.0	7 220	57
EK2	36	Ferrite	339	92	11.0	11 280	68
EK3	10	Ferrite	343	40	2.2	30 470	186

TAB. III.5 – *paramètres d'écroissage des deux phases optimisés par le modèle micromécanique.*

La figure III.15 compare les prévisions du modèle micromécanique avec les cycles stabilisés obtenus pour le matériau Y4331. La figure III.16 effectue de même une comparaison entre la courbe de compression du Y4331, et les courbes prévues par le modèle micromécanique en utilisant les modèles de BZ ou de CP pour l'échelle 3.

On notera donc l'excellente correspondance entre les prévisions du modèle micromécanique, utilisé avec les paramètres optimisés, et les courbes expérimentales.

Les comparaisons entre modèle micromécanique et les essais de traction et de traction-compression sur les différents coupons vieillis du coude EK, présentées sur les figures III.17, III.18 et III.19 sont de même excellentes.

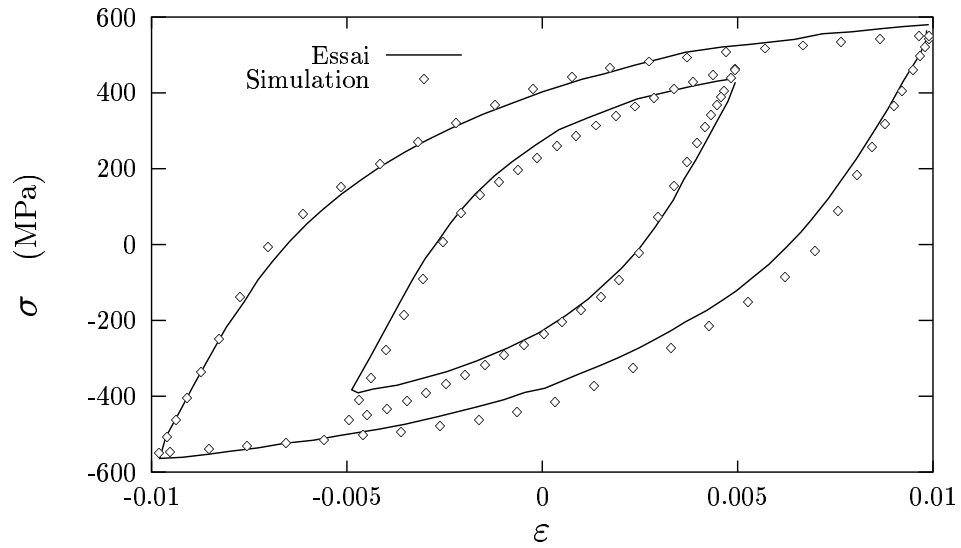


FIG. III.15 – Comparaison entre les prévisions du modèle micromécanique, utilisé avec les paramètres optimisés, et les cycles stabilisés du Y4331 pour les diverses amplitudes de déformation.

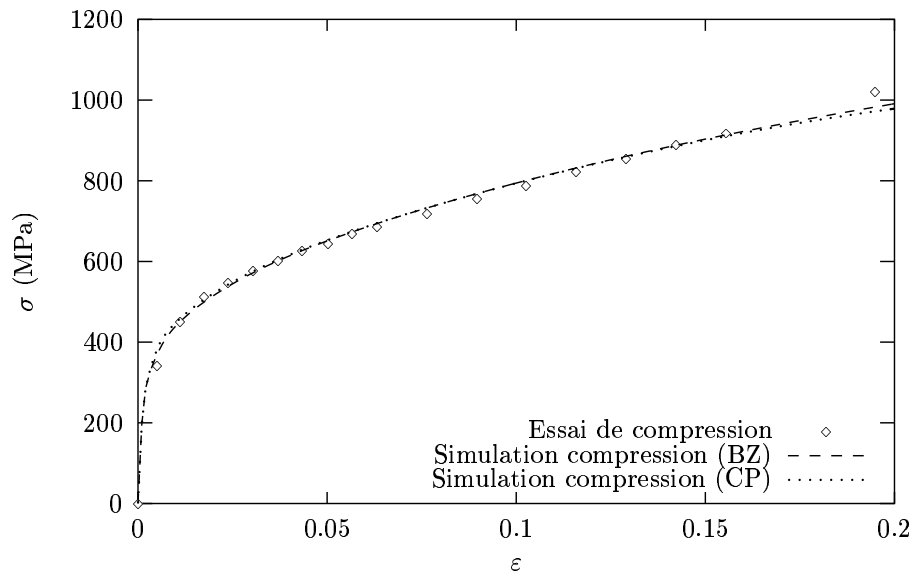


FIG. III.16 – Comparaison entre les prévisions du modèle micromécanique, utilisé avec les paramètres optimisés et les modèles BZ et CP à l'échelle 3, et la courbe de compression du Y4331.

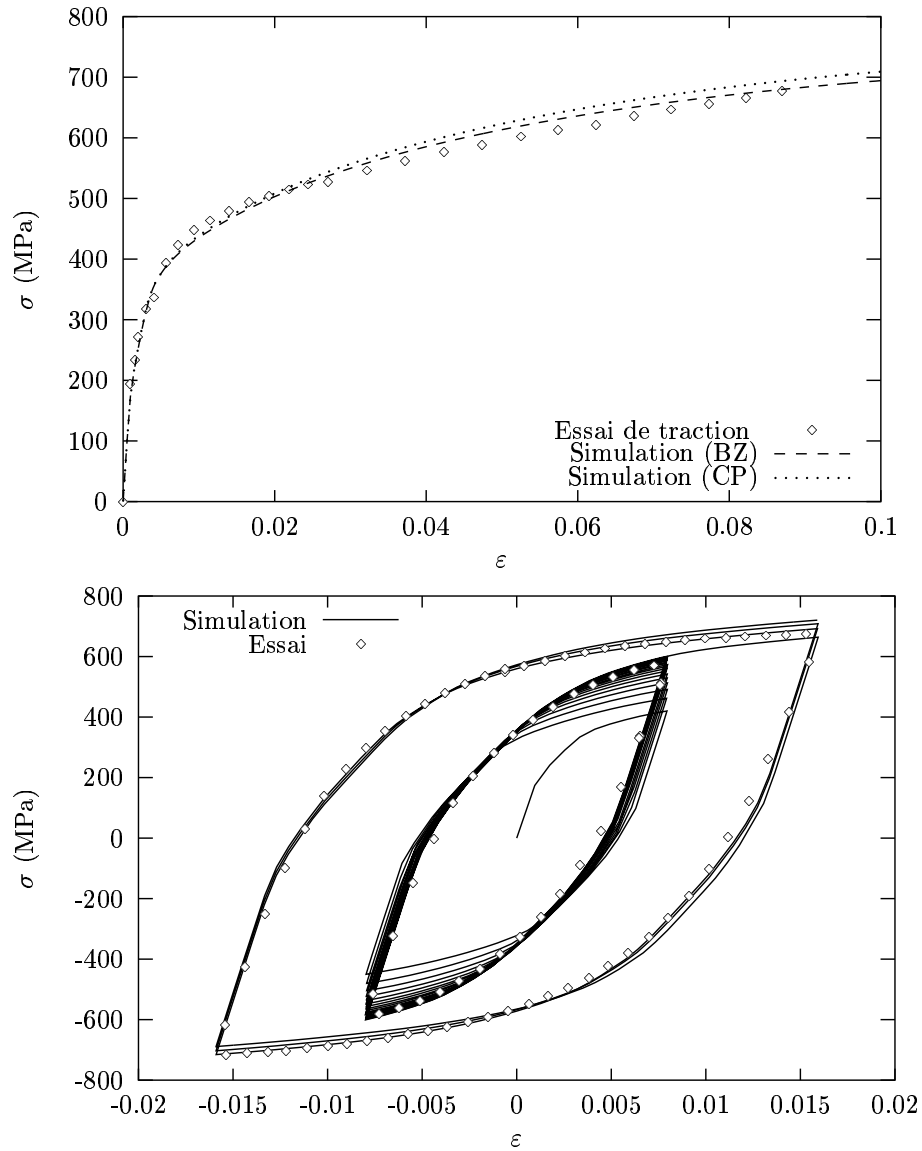


FIG. III.17 – Comparaison des courbes de traction et de traction-compression avec le modèle micromécanique, pour le matériau EK1.

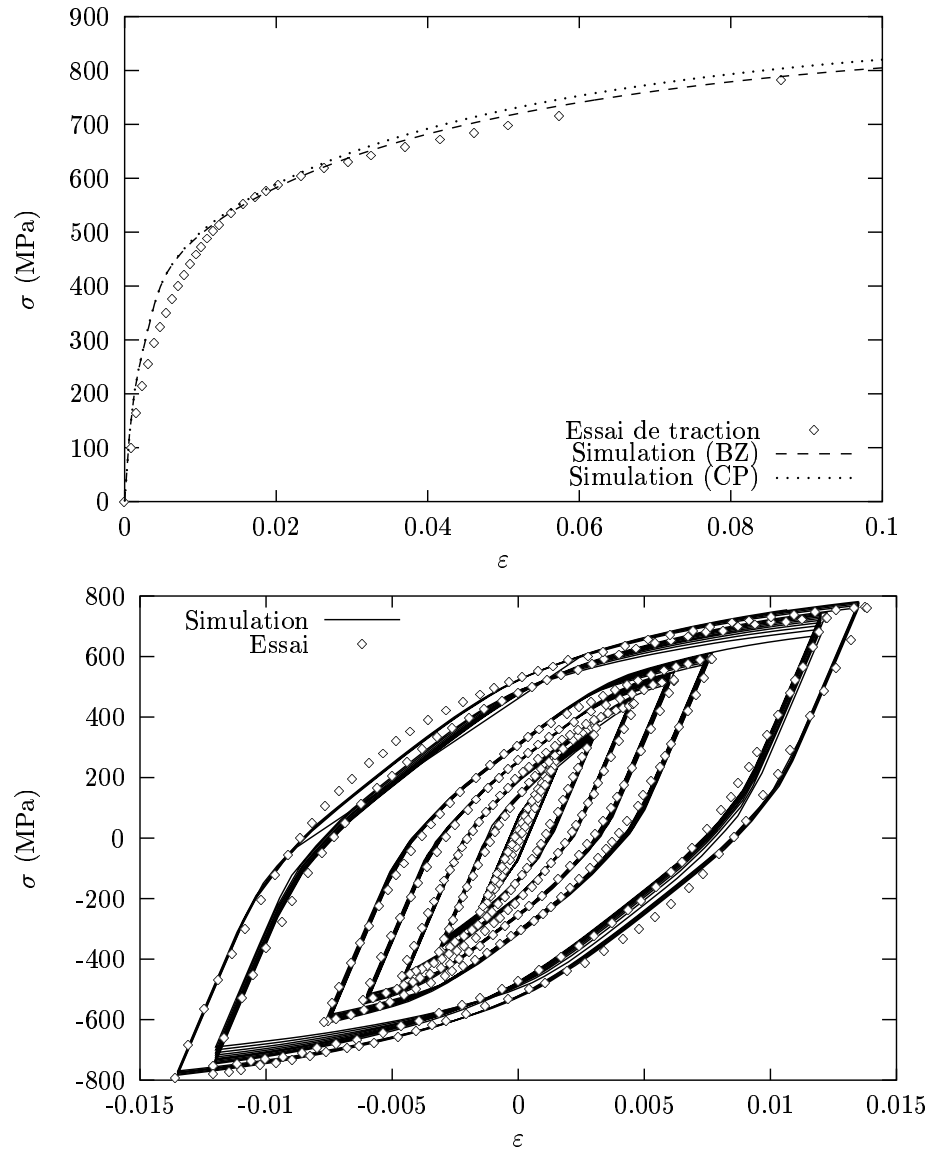


FIG. III.18 – Comparaison des courbes de traction et de traction-compression avec le modèle micromécanique, pour le matériau EK2.

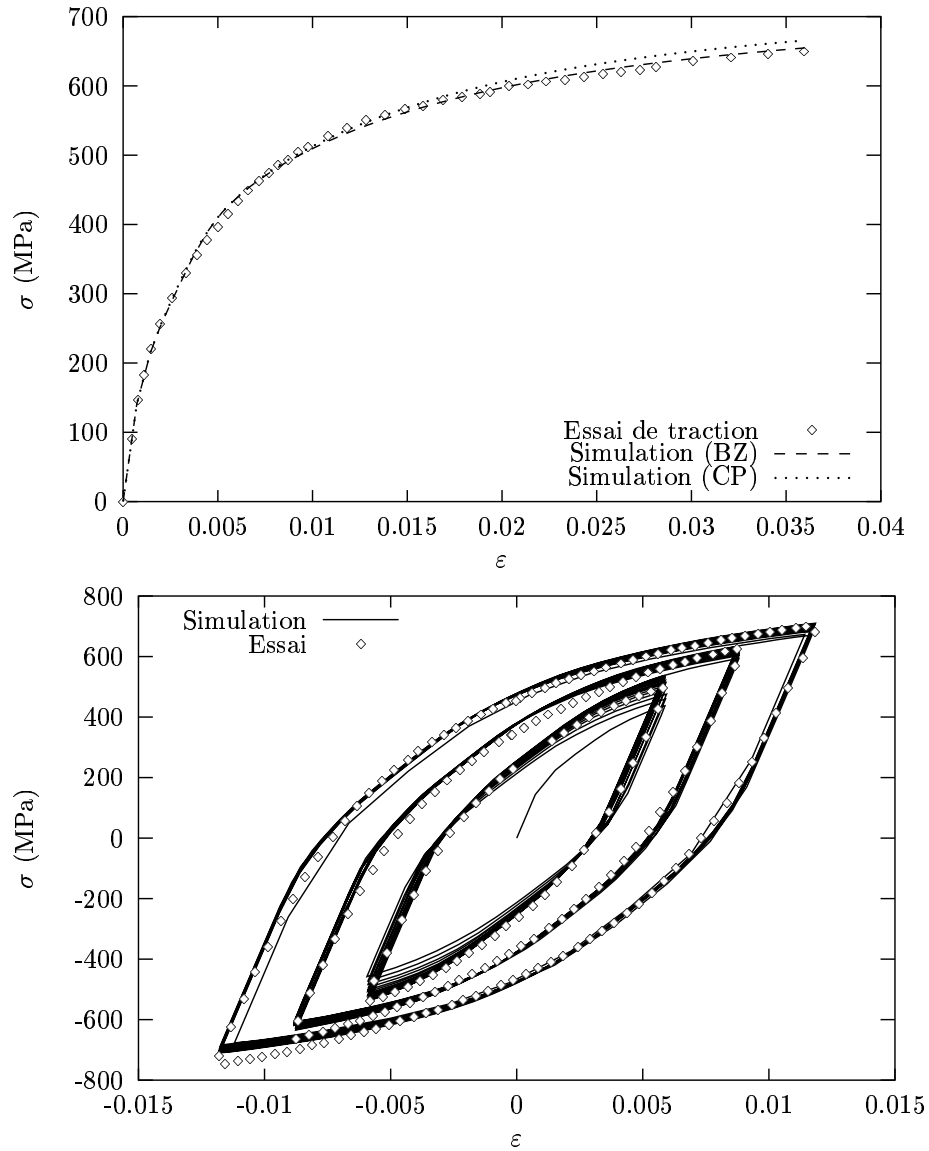


FIG. III.19 – Comparaison des courbes de traction et de traction-compression avec le modèle micromécanique, pour le matériau EK3.

III.5.2 Interprétations

Pour la phase austénitique, des différences importantes sont constatées entre le coude EK et le Y4331. La cission critique initiale du Y4331 est plus importante, ce qui pourrait être dû à la plus forte teneur en carbone de ce matériau. L'écroissage cinématique du Y4331 sature de même plus rapidement ; cependant, la contrainte cinématique maximale (égale au ratio c/d) est à peu près identique pour les deux matériaux, de l'ordre de 20 MPa. L'écroissage isotrope sature en revanche beaucoup plus vite dans le cas du EK : ceci est dû à la prise en compte pour l'optimisation de la courbe de traction dans le cas des coupons EK1, EK2 et EK3. En effet, la courbe de compression du Y4331 montre que la pente d'écroissage reste constante jusqu'à 30 % de déformation, alors que l'endommagement a pour effet de faire chuter cette pente dans le cas de l'essai de traction, ce qui conduit à une saturation trop rapide (et non réaliste) de l'écroissage.

Cette remarque s'applique également aux différentes valeurs des coefficients d'écroissage déterminés pour les coupons issus du coude EK : les vitesses de saturation des écroissages isotropes notamment sont trop élevées par rapport à celle du Y4331. De plus, les valeurs de q déterminées sont trop faibles puisque déterminées pour la contrainte maximale en traction, alors que celle-ci intègre l'endommagement. On constate cependant que l'écroissage cinématique de la ferrite, et ce pour tous les matériaux, est important puisque le rapport c/d est toujours supérieur à 100 MPa.

Cependant, les évolutions comparées des coefficients d'écroissage pour les différents vieillissements du coude EK permettent de relever plusieurs tendances :

- La cission critique initiale de la ferrite augmente avec le vieillissement pour finir par se stabiliser aux alentours de 350 MPa,
- La valeur à saturation de l'écroissage isotrope (q) augmente avec le vieillissement (le cas du EK3 étant particulier au vu de sa faible ductilité qui ne permet pas une bonne estimation),
- La vitesse de saturation de l'écroissage isotrope diminue avec le vieillissement,
- L'écroissage cinématique tend à augmenter et à saturer de plus en plus vite ($c/d \simeq 120$ MPa pour le EK1, et 160 MPa pour le EK3).

L'influence du vieillissement peut être qualifiée en traçant les courbes d'écroissage par système $\tau-\gamma$ (τ correspondant à la cission résolue sur le système et γ au glissement). Sur le graphe de la figure III.20, les différents états de vieillissement du coude EK sont ainsi reportés et comparés avec le Y4331.

Globalement, les pentes d'écroissage des différents vieillissements du coude EK sont plus faibles que celle du Y4331, ce qui renforce l'idée qu'il faille identifier sur les essais de compression plutôt que sur ceux de traction. De même, la courbe d'écroissage du EK3 n'est supérieure à celle du EK2 que pour des glissements inférieurs à 2 % environ, ce qui correspond à peu près à la ductilité en traction de ce matériau. Cependant, on peut constater que les matériaux EK1 et EK2 ont des pentes d'écroissages semblables.

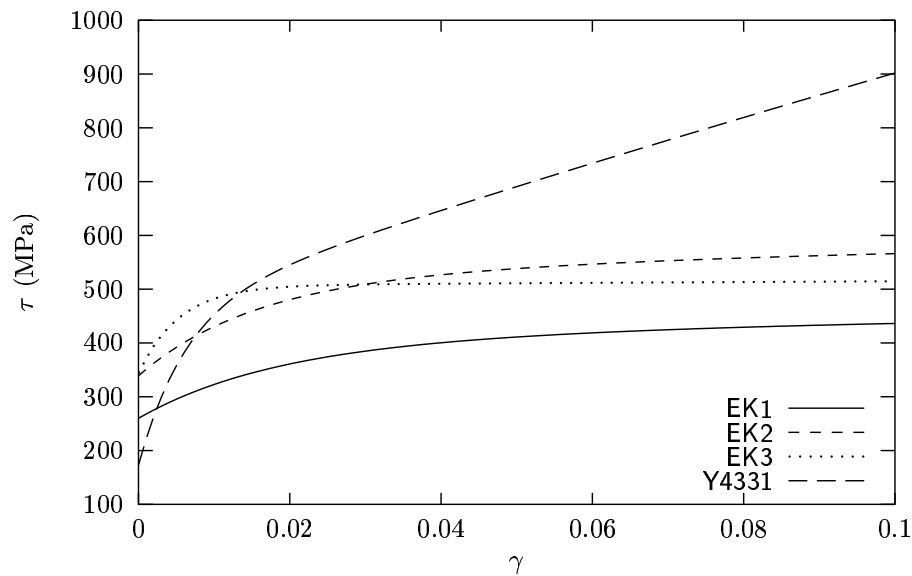


FIG. III.20 – Comparaison des courbes τ - γ en début de déformation plastique pour les différents vieillissements du coude EK.

En conclusion _____

- Le modèle micromécanique permet, en utilisant les paramètres d'écrouissage optimisés par la procédure, de bien représenter les essais de traction (ou de compression) et de traction-compression,
 - Les paramètres optimisés relatifs aux différents vieillissement du coude EK permettent de préciser l'influence du vieillissement sur l'écrouissage (augmentation de la cission critique et de l'écrouissage isotrope notamment),
 - Les identifications doivent cependant se faire sur des essais de compression, mieux représentatifs du comportement non-endommagé.
-

III.6 Autres utilisations possibles du modèle micromécanique

Le modèle présenté peut avoir de multiples utilisations, puisqu'il prédit les contraintes et déformations *locales* de chaque phase.

A l'instar de ce qui a été fait par [Siegmund et al., 1995], il peut être appliqué pour la prédiction des contraintes internes et des déformations lors du cyclage thermique de tels aciers. On obtiendrait ainsi les contraintes et déformations moyennes des deux phases et pour chaque bicristal, ce qui pourrait permettre d'étudier l'influence de la cristallographie locale. Ce dernier point n'a, jusqu'à présent, pas été étudié.

La fatigue de ces aciers peut également être modélisée avec ce modèle. Une tentative a d'ailleurs été effectuée dans ce sens au cours de cette thèse, en collaboration avec J.C. Leroux [Leroux, 1999]. Ce dernier a procédé à des essais de fatigue oligo-cyclique sur des éprouvettes dont la zone utile contenait 1 à 2 bicristaux. Cependant, dans l'état actuel de la technique, les mesures de déformations diamétrales ne sont pas assez précises : les courbes cycliques obtenues n'ont donc pas pu être comparées aux prévisions du modèle. L'intérêt d'une telle comparaison reste malgré tout important, puisqu'elle pourrait permettre de déterminer les paramètres influents en fatigue et de construire des modèles de durée de vie. Il faut cependant remarquer que l'identification des lois de comportement devra se faire sur un nombre de cycles plus important que celui que nous avons utilisé.

Enfin, l'esprit du modèle peut être transposé à de nombreux matériaux biphasés. Les méthodes utilisées jusqu'à présent pour modéliser le comportement de tels matériaux [Tomota et al., 1976, Weng, 1991, Rudion et Tomota, 1997, Leßle et al., 1998] peuvent introduire des paramètres relatifs à la morphologie des deux phases (percolation ou non, forme des inclusions etc.) mais n'intègrent toujours pas les aspects cristallographiques locaux.

Bibliographie

- ANAND L. ET KOTHARI M. (1996). *A computational procedure for rate-independent crystal plasticity*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 44 n° 4, pp 525–558.
- BERVEILLER M. ET ZAOUI A. (1979). *An extension of the self-consistent scheme to plastically-flowing polycrystals*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 26, pp 325–344.
- BESSON J., LE RICHE R., FOERCH R., ET CAILLETAUD G. (1998). *Application of object-oriented programming techniques to the finite element method. Part II— Application to material behaviors*. Revue européenne des éléments finis, vol. 7 n° 5, pp 567–588.
- BORNERT M. (1998). *Méthodes d'Homogénéisation en Mécanique des Matériaux*. Ecole Thématique du CNRS, La Londe les Maures. Notes de cours.
- BUGAT S., BESSON J., ET PINEAU A. (1999). *Micromechanical Modeling of the Behavior of Duplex Stainless Steels*. Computational Materials Science, vol. 16, pp 158–166.
- CAILLETAUD G. (1992). *A micromechanical approach to inelastic behavior of metals*. International Journal of Plasticity, vol. 8, pp 55–73.
- CAILLETAUD G., DOQUET V., ET PINEAU A. (1991). *Cyclic multiaxial behaviour of an austenitic stainless steel: microstructural observation and micromechanical modelling*. In: Fatigue Under Biaxial and Multiaxial Loading, ESIS10, éd. K. Kussmaul, D. McDiarmid, and D. Socie, pp 131–149, London. Mechanical Engineering Publications.
- CAILLETAUD G. ET PILVIN P. (1994). *Utilisation de modèles polycristallins pour le calcul par éléments finis*. Revue européenne des éléments finis, vol. 3 n° 4, pp 515–541.
- CHRISTENSEN R.M. (1979). *Solutions for effective shear properties in three phase sphere and cylinder models*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 27, pp 315–330.
- DEVILLERS-GUERVILLE L. (1998). *Rupture d'aciers inoxydables austéno-ferritiques moulés, fragilisés par vieillissement à 350–400°C: Aspects microstructuraux - Simulation numérique de la dispersion et des effets d'échelle*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- DINGLI J.P., ABDUL-LATIF A., ET SAANOUNI K. (2000). *Predictions of the complex cyclic behavior of polycrystals using a self-consistent modeling*. Int. J. of Plasticity, vol. 16, pp 411–437.
- FOREST S. ET PILVIN P. (1996). *Modelling the cyclic behaviour of two-phase single crystal nickel-base superalloys*. In: IUTAM symposium on Micromechanics of Plasticity and Damage of Multiphase Materials, éd. Pineau A. et Zaoui A., pp 51–58. Kluwer Academic Publishers.
- FRANCIOSI P., BERVEILLER M., ET ZAOUI A. (1980). *Latent hardening in copper and aluminium crystals*. Acta Metallurgica, vol. 28, pp 273–283.
- GILORMINI P. (1995). *Insuffisance de l'extension classique du modèle autocohérent au comportement non linéaire*. C. R. Acad. Sci. Paris, vol. 320 n° IIb, pp 115–122.
- GONIA-PÉRON E., BESSON J., PILVIN P., ET PEYTOUR-CHANSAC C. (1997). *Cyclic behavior of metal-matrix composites: an experimental and theoretical investigation*. Key engineering Materials, vol. 127-131, pp 1175–1182.
- HILL R. (1965). *Continuum micro-mechanics of elastoplastic polycrystals*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 13, pp 89–101.
- HUTCHINSON J.W. (1976). *Bounds and self-consistent estimates for the creep of polycrystalline materials*. Proc. R. Soc. Lond. A., vol. 348, pp 101–127.

- JOLY P. (1992). *Etude de la rupture d'aciers inoxydables fragilisés par vieillissement à 400° C.* Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- KOUDANE R., MOLINARI A., ET CANOVA G.R. (1993). *Self-consistent modelling of heterogeneous viscoelastic and elastoviscoplastic materials.* In : MECAMAT'91, éd. Teodosiu Raphanel et Sidoroff. Balkema.
- KRÖNER E. (1961). *Zur plastischen Verformung des Vielkristalls.* Acta Metall., vol. 9, pp 155–161.
- LE RICHE L., FEYEL F., BESSON J., CAILLETAUD G., GUTMANN M., ET FOERCH R. (1997). *L'objet matériau, de l'identification au calcul de structures.* In : Actes du Troisième Colloque National en Calcul des Structures, éd. B. Peseux, D. Aubry J.P. Pelle et Touratier M., pp 583–588. Presses Académiques de l'Ouest.
- LE RICHE R. ET GUYON F. (1999). *Least Squares Parameter Estimation and the Levenberg-Marquardt Algorithm: Deterministic Analysis, Sensitivities and Numerical Experiments.* Documentation Technique 041/99, INSA de Rouen (<http://okipa.insa-rouen.fr/~rleriche/>).
- LESSLE P., DONG M., SOPPA E., ET SCHMAUDER S. (1998). *Simulation of interpenetrating microstructures by self-consistent matrixity models.* Scripta Materiala, vol. 38 n° 9, pp 1327–1332.
- LEMAITRE J. ET CHABOCHE J.L. (1985). *Mécanique des Matériaux Solides.* Dunod.
- LEROUX J.C. (1999). *Etude du comportement et de l'endommagement en fatigue d'un acier inoxydable austéno-ferritique moulé vieilli.* Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris.
- MASSON R. (1998). *Estimations non-linéaires du comportement global de matériaux hétérogènes en formulation affine.* Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique.
- MASSON R. ET ZAOUI A. (1999). *Self-consistent estimates for the rate-dependant elastoplastic behaviour of polycrystalline materials.* J.M.P.S., vol. n° 47.
- MCIRDI L. (2000). *Comportement et endommagement sous sollicitation mécanique d'un acier austéno-ferritique moulé vieilli.* Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers.
- MÉRIC L. (1991). *Une modélisation mécanique du comportement des monocristaux.* Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- MORI T. ET TANAKA K. (1973). *Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions.* Acta Metallurgica, vol. 21, pp 571–574.
- MÉRIC L., POUBANNE P., ET CAILLETAUD G. (1991). *Single crystal modeling for structural calculations: Part 1: Model presentation.* Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 113, pp 162–170.
- MURA T. (1987). *Micromechanics of defects in solids.* Martinus Nijhoff Publishers.
- PÉRON E., SABOT L., BESSON J., PILVIN P., ET PEYTOUR-CHANSAC C. (1997). *Micromechanical modeling of the cyclic behavior of metal matrix composites.* In : Intérêts technologiques et marchés potentiels des composites à matrice métallique, éd. Thorel A., Masounave J., et Suéry M., pp 113–127. Les Presses de l'École des Mines.
- PILVIN P. (1996). *The contribution of micromechanical approaches to the modelling of inelastic behaviour of polycrystals.* In : Multiaxial Fatigue and Design, ESIS 21, pp 3–19, London. Mechanical Engineering Publications.

- RUDION ET TOMOTA Y. (1997). *Application of the secant method to prediction of flow curves in multi-microstructure steels*. Acta Mater., vol. 45 n° 5, pp 1923–1929.
- SIEGMUND T., WERNER E., ET FISCHER F. (1995). *On the thermomechanical deformation behavior of duplex-type materials*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 43 n° 4, pp 495–532.
- SUQUET P. (1995). *Overall properties of nonlinear composites: a modified secant moduli theory and its links with Ponte Castañeda's nonlinear variational procedure*. C.R. Acad. Sc. Paris, vol. 320 n° IIb, pp 563–571.
- TABOUROT L., TEODOSIU C., ET RAPHANEL J.-L. (1993). *Large plastic deformations*. In: MECAMAT'91, éd. Teodosiu Raphanel et Sidoroff, pp 153, Rotterdam. Balkema.
- TAYLOR G.I. (1938). *Plastic Strain in Metals*. J. Inst. Metals, vol. 62, pp 307–324.
- TOMOTA Y., KUROKI K., MORI T., ET TAMURA I. (1976). *Tensile Deformation of Two-Ductile-Phase Alloys: Flow Curves of α - γ Fe-Cr-Ni Alloys*. Materials Science and Engineering, vol. 24, pp 85–94.
- VERHAEGHE B. (1995). *Etude microstructurale des modes de déformation et de rupture d'un acier austéno-ferritique vieilli thermiquement*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- WENG G.J. (1982). *A Unified, Self-Consistent Theory for the Plastic-Creep Deformation of Metals*. Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics, vol. 49.
- WENG G.J. (1991). *The overall elastoplastic stress-strain relations in dual phase metals*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 38 n° 3, pp 419–441.
- WILLIS J.R. (1981). *Variational and Related Methods for the Overall Properties of Composites*. In: Advances in applied mechanics, éd. Yih C.-S., vol. 21, pp 2–74. Academic Press.

Chapitre -IV-

Essais micromécaniques

Sommaire

IV.1	Techniques expérimentales	122
IV.1.1	Eprouvettes	122
IV.1.2	Dépôt de grilles	126
IV.1.3	Analyse des grilles	129
IV.1.4	Traction <i>in-situ</i>	131
IV.2	Cartographies EBSD	133
IV.3	Résultats des essais	138
IV.3.1	Eprouvettes lisses	138
IV.3.2	Eprouvettes entaillées	144
IV.3.3	Eprouvettes de fissuration	151
IV.4	Discussion	156
IV.4.1	Effets d'échelle et d'orientation	156
IV.4.2	Germination de l'endommagement	159
	Bibliographie	169

Dans ce chapitre, nous nous proposons de caractériser le comportement et l'endommagement à l'échelle du bicristal des aciers austéno-ferritiques vieilliss. Dans cette étude, seul le Y4331 a été observé; cependant, la méthodologie est applicable aux autres matériaux présentés au chapitre II.

La méthodologie générale des essais de traction *in-situ* est la suivante :

- les éprouvettes, de formats variables, sont polies mécaniquement puis électrolytiquement afin de révéler le contour des phases et de pouvoir mener une analyse EBSD,
- une cartographie EBSD de la zone utile (ou des zones utiles si l'éprouvette possède plusieurs entailles) est effectuée,
- dans certains cas, une grille a été déposée sur la surface de la zone utile de l'éprouvette,
- enfin, l'essai de traction est mené dans l'enceinte d'un microscope électronique à balayage. Des photos à chaque incrément de déformation sont prises, et en particulier lorsqu'une grille a été déposée, on réalise l'acquisition de la grille déformée.

Dans un premier temps, nous détaillerons donc les techniques expérimentales utilisées, et nous mettrons en valeur leurs possibilités et leurs limites. Par la suite, un inventaire des cartographies EBSD des zones étudiées pour chaque éprouvette sera présenté, en insistant sur les orientations des bicristaux obtenus et sur leur nombre. Enfin, nous détaillerons les essais de traction *in-situ* effectués, et des résultats qualitatifs et quantitatifs sur l'hétérogénéité de la déformation et sur la germination de l'endommagement seront exposés. Nous discuterons enfin des effets d'échelle sur l'endommagement, des modes d'endommagement et de rupture, et de la corrélation entre orientation cristalline et endommagement pour les éprouvettes étudiées.

Notations utilisées dans ce chapitre :

px	Pas de la grille initiale en X
py	Pas de la grille initiale en X
α	Angle de cisaillement de la grille initiale
ϕ_1, Φ, ϕ_2	Angles d'Euler
$\langle x \rangle, \varsigma(x)$	moyenne et variance de la variable x
<hr/>	
F	Force appliquée à l'éprouvette (N)
S_0	Section utile initiale de l'éprouvette
S	Section réactualisée de l'éprouvette
E	Déformation macroscopique imposée à l'éprouvette
Σ	Contrainte macroscopique imposée à l'éprouvette
U_p	Allongement plastique de l'ensemble de l'éprouvette
ΔL	Allongement plastique de la zone considérée

IV.1 Techniques expérimentales

Nous détaillerons dans un premier les techniques expérimentales récentes qui ont été utilisées. Nous commencerons par présenter les éprouvettes. Le schéma “classique” des éprouvettes de traction *in-situ* a du être adapté au matériau et à l’étude de la germination de l’endommagement.

Puis, la technique du dépôt de grille, qui a été utilisée pour certaines éprouvettes afin d’obtenir les champs surfaciques de déformation, sera exposée. La procédure d’analyse des champs de déformation sera développée par la suite.

Enfin, nous exposerons les conditions expérimentales relatives aux essais de traction *in-situ* et qui varient selon les éprouvettes.

IV.1.1 Eprouvettes

Les éprouvettes T3 et LT1, déjà étudiées dans le chapitre II, ont été prélevées dans les sens respectifs \mathcal{T} et \mathcal{LT} du tube Y4331 selon le schéma présenté à la figure IV.1. Il correspond à une vue de face, sachant que l’épaisseur de ces éprouvettes est constante et vaut 2 mm. Leur zone utile a une longueur de 8 mm, une largeur de 3 mm et une épaisseur de 2 mm. Cette zone utile contient donc une vingtaine de bicristaux en surface. Ces éprouvettes seront désormais appelées “éprouvettes classiques de traction *in-situ*”. Nous verrons cependant que leur dimensions sont mal adaptées à l’étude de l’endommagement ; c’est pourquoi d’autres types d’éprouvettes ont été prélevées sur le Y4331.

Dans un premier temps, afin de pouvoir localiser la déformation de l’éprouvette lors d’un essai de traction, d’autres éprouvettes classiques ont été entaillées au centre de leur zone utile (voir schéma de la figure IV.2). Le rayon de l’entaille est de 1 mm, ce qui laisse une zone de largeur minimale 1 mm, c’est-à-dire environ la taille d’un bicristal. L’éprouvette T2, prélevée selon la direction \mathcal{T} du tube et dans le plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$, a ainsi été usinée.

Constatant qu’une seule entaille ne permet pas toujours de sélectionner une zone avec un unique bicristal, une éprouvette (Y6) a été usinée avec deux entailles de rayon 1 mm. Ceci permet d’observer deux zones entaillées soumises à la même charge lors de l’essai de traction. Son schéma est donné figure IV.3

Cependant, les éprouvettes précédentes possèdent une épaisseur encore trop importante, donc les informations de surface obtenues par EBSD ne sont pas extensibles en volume. De plus, il pourra être utile d’étudier de façon plus précise le processus de fissuration de ces matériaux. Pour ces raisons, un dernier type d’éprouvette a été usiné : elles possèdent les deux entailles de rayon 1 mm semblables à la Y6, et leur épaisseur a été ramenée à 500 μm , ce qui doit limiter à 1 bicristal le volume de l’entaille. Après cartographie EBSD de chaque zone entaillée, l’entaille présentant le meilleur bicristal a été sélectionnée. Cette dernière a par la suite été ré-entaillée par deux entailles semi-circulaires, de rayon 100 μm , situées dans la gorge de chaque entaille de rayon 1 mm, conformément au schéma de la figure IV.4. L’objectif de ces petites entailles est de pouvoir étudier la fissuration du bicristal sélectionné.

Le tableau IV.1 récapitule les différents types d’éprouvettes, leur référence et leur sens de prélèvement.

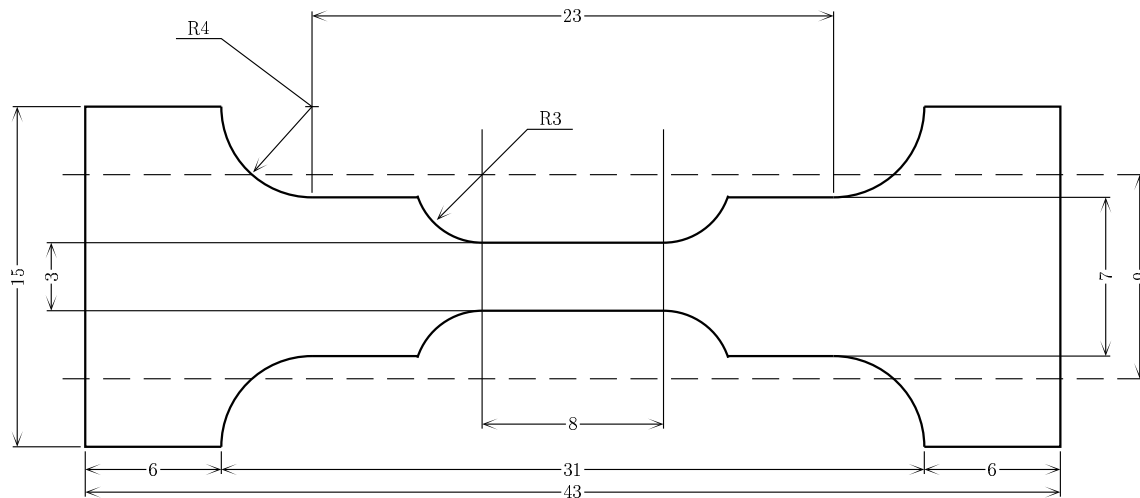


FIG. IV.1 – Vue de face des éprouvettes classiques de traction *in-situ*.

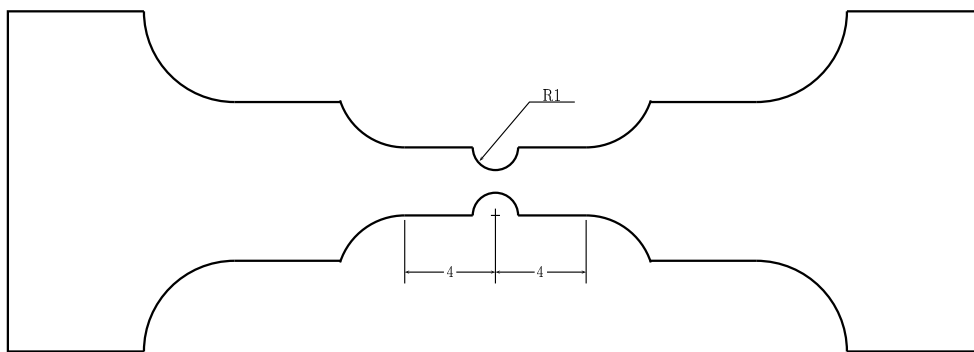


FIG. IV.2 – Schéma des éprouvettes à entaille simple (cas de la T2). Vue de face, épaisseur 2 mm.

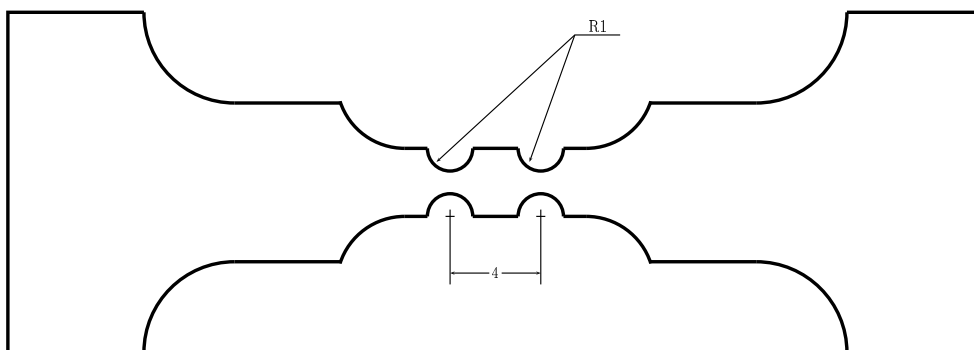


FIG. IV.3 – Schéma des éprouvettes à entaille double (cas de la Y6). Vue de face, épaisseur 2 mm.

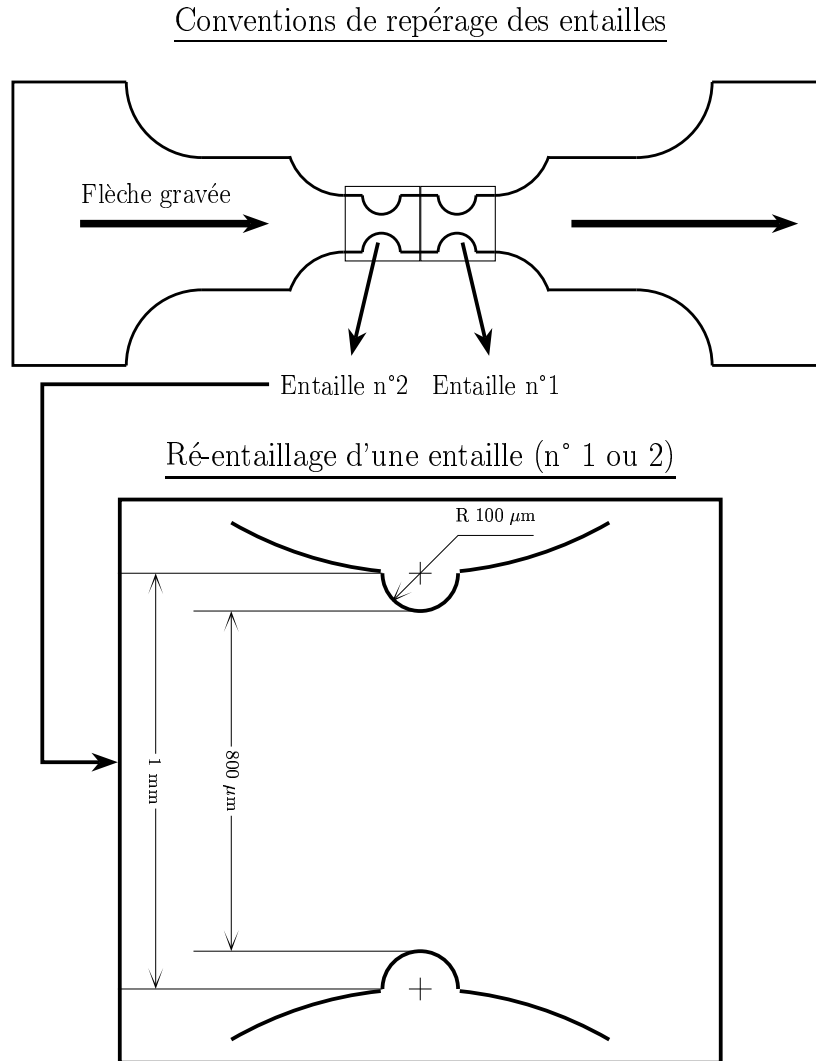
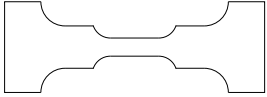
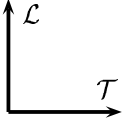
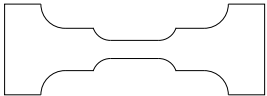
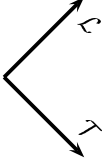
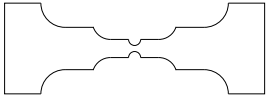
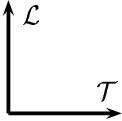
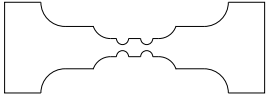
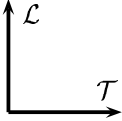

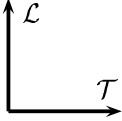


FIG. IV.4 – Schéma des éprouvettes à entaille double. Conventions pour le repérage des entailles, et ré-entaillage de l'entaille présentant le meilleur bicristal afin d'étudier la fissuration.

Réf.	Schéma	Prélèvement	Epaisseur
T3			2 mm
LT1			2 mm
T2			2 mm
Y6			2 mm
Y2,Y4,Y5			500 μm

TAB. IV.1 – Tableau récapitulatif des éprouvettes prélevées dans le tube Y4331.

IV.1.2 Dépôt de grilles

La technique de dépôt de grilles (ou électrolithographie) choisie est celle mise au point par D. Caldemaison notamment, à l'Ecole Polytechnique [Allais et al., 1994]. Son principe est récapitulé dans le diagramme de la figure IV.5 :

- Une goutte de PMMA est déposée sur la surface de l'éprouvette, au centre de la zone devant être recouverte d'une grille, Par centrifugation à 2000 tours/min pendant 1 min 30 s environ, cette goutte va être étalée sur la surface.
- Le PMMA est polymérisé par la suite en plaçant l'échantillon dans un four à 130°C pendant 45 min.
- L'échantillon est ensuite placé dans l'enceinte d'un microscope électronique à balayage. Un balayage photo permet alors d'irradier le PMMA selon des lignes parallèles. En faisant tourner par la suite le balayage photo de 90°, on forme un quadrillage régulier pour lequel le PMMA est irradié. Le grandissement choisi ($\times 20$) permet d'obtenir un quadrillage d'environ 37 μm de pas.
- L'étape suivante consiste à supprimer le PMMA irradié par une trempe dans une solution de isopropanol+propanol-2 pendant 1 min 30 s.
- Une couche d'or est déposée par évaporateur. Son épaisseur est d'environ 150 nm.
- La grille finale est obtenue par trempe de l'échantillon dans de l'acétone, ce qui permet d'éliminer la résine restante.

Un exemple de grille est donné figure IV.6. A l'œil nu, elle ne semble pas idéale puisque les carreaux sont plus allongés dans la direction X (horizontale) que dans la direction Y (verticale). De plus, les carreaux semblent légèrement cisailés. Un simple calcul à partir de l'échelle indique que le pas moyen en X de la grille est d'environ 36 μm , et le pas en Y de 32 μm .

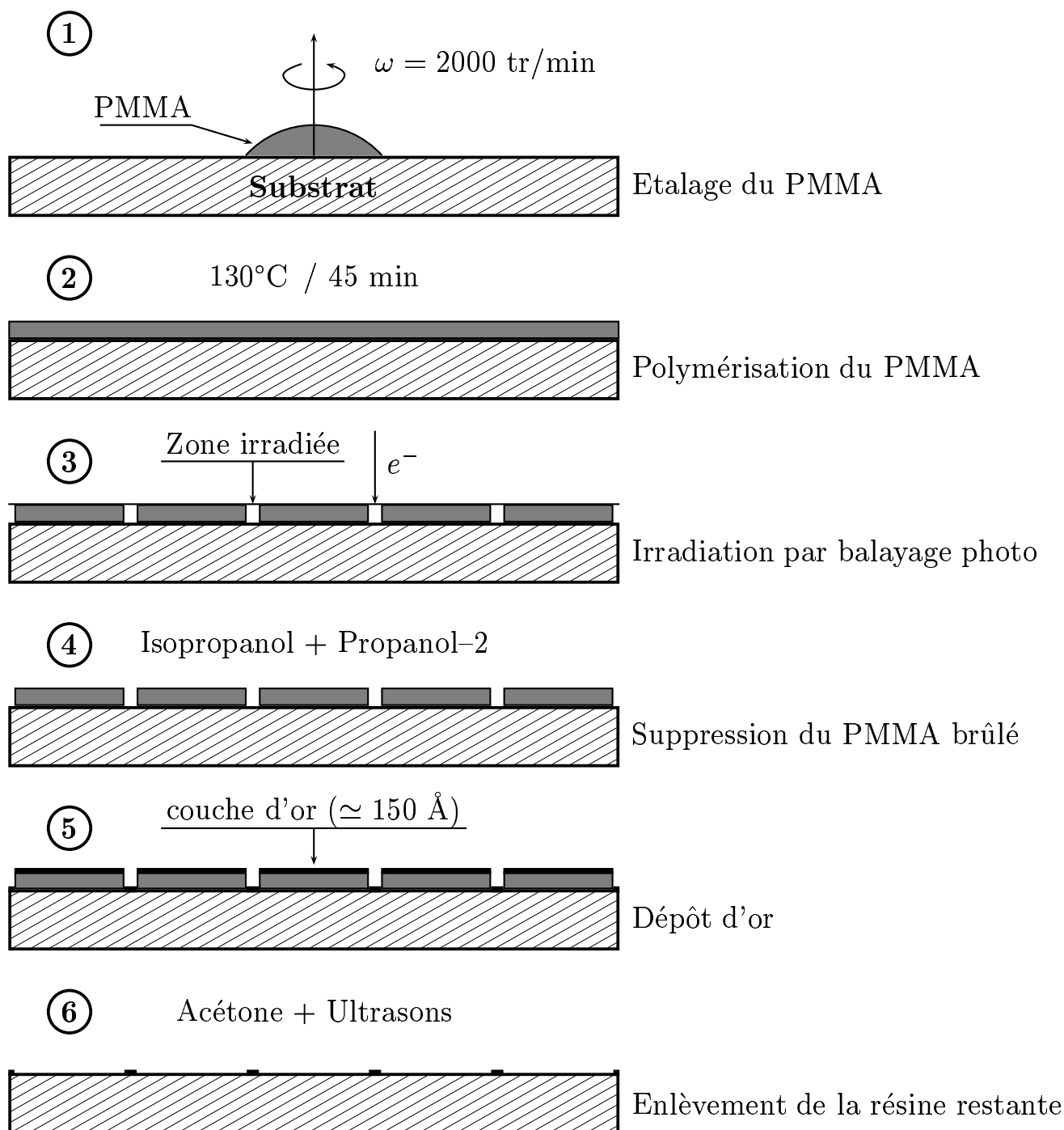


FIG. IV.5 – Principe de dépôt d'une grille.

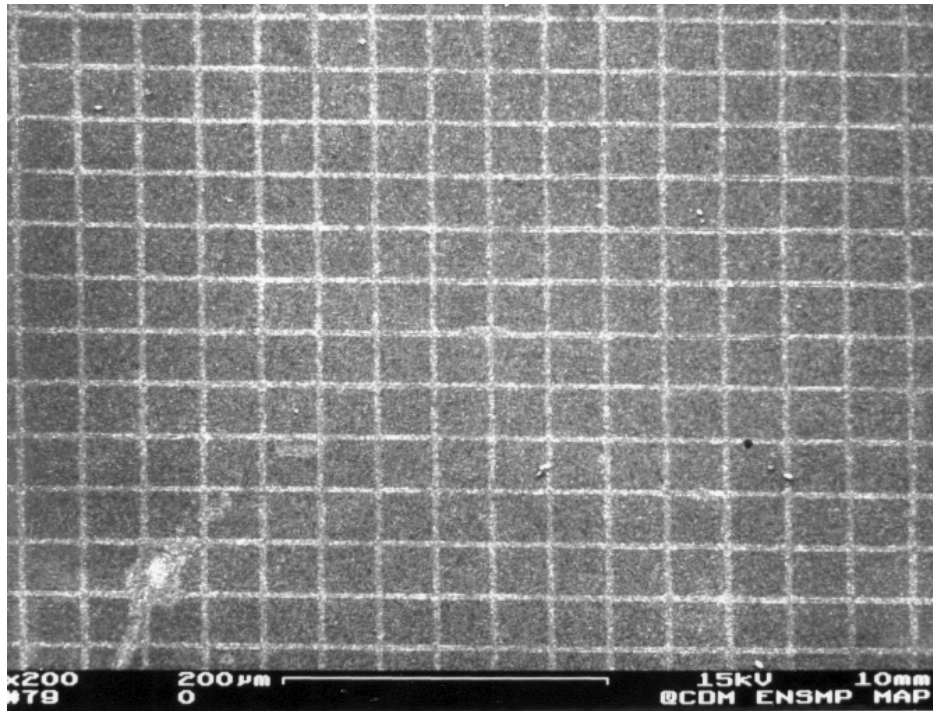


FIG. IV.6 – Exemple de grille obtenue par électrolithographie. Elle n'est pas idéale : ses pas en X et en Y ne sont pas identiques, et les carreaux semblent légèrement cisailés.

IV.1.3 Analyse des grilles

Dans le but de caractériser les champs de déformations des grilles déformées, un module spécifique du code de calcul ZéBuLon a été développé par J. Besson et F. N'Guyen. La méthode retenue ici n'est pas celle de la corrélation d'image. La grille initiale est caractérisée en termes de pas moyens selon les directions X et Y, et de cisaillement. Les grilles déformées sont par la suite acquises, et le maillage *régulier* initial de ces grilles est reconstitué à partir des paramètres de la grille initiale. Enfin, les déplacements sont calculés par soustraction des positions des nœuds de la grille déformée et du maillage initial régulier. Ces déplacements conduisent aux déformations surfaciques par interpolation linéaire.

L'analyse d'image effectuée sur les grilles s'effectue en plusieurs étapes. La première consiste à acquérir l'image avec un bon contraste. La résolution des images acquises est de 1024×1024 pixels, pour un grandissement d'environ $\times 40$. Ces images sont seuillées afin d'obtenir un squelette des barreaux de la grille. Par la suite, les positions des nœuds, définis comme intersections des barreaux de grille, sont évaluées. Enfin, les éléments quadratiques regroupant ces nœuds sont créés et l'ensemble est stocké dans un fichier qui peut s'apparenter à un maillage éléments finis.

Le module de ZéBuLon fonctionne de la façon suivante : à partir du fichier de nœuds et d'éléments quadratiques déterminés sur la grille à analyser, le programme crée un maillage initial régulier selon trois paramètres : un pas de grille dans la direction X (px), un pas de grille dans la direction Y (py), et un angle α de cisaillement comme indiqué selon la figure IV.7. Par soustraction entre le maillage déformé et ce maillage initial, on accède ainsi aux déplacements des nœuds du maillage déformé. Enfin, un post-processeur calcule les déformations ε_{XX} , ε_{YY} et ε_{XY} par interpolation linéaire de ces déplacements. Notons que pour ce calcul, certaines hypothèses sont nécessaires : $\varepsilon_{XZ} = \varepsilon_{YZ} = 0$ et $\varepsilon_{ZZ} = -1/2 \times (\varepsilon_{XX} + \varepsilon_{YY})$.

La caractérisation de la grille initiale s'est faite par optimisation de px , py et α afin d'obtenir en moyenne $\langle \varepsilon_{XX} \rangle = \langle \varepsilon_{YY} \rangle = \langle \varepsilon_{XY} \rangle = 0$ sur cette grille. Les trois paramètres ainsi optimisés sont utilisés ensuite pour le calcul des déformations relatives aux grilles déformées.

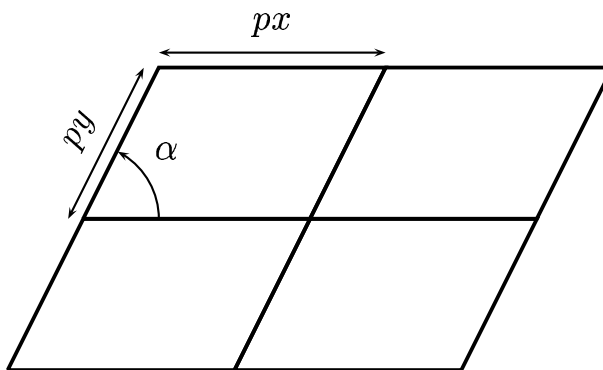


FIG. IV.7 – Paramètres définissant le maillage régulier initial : pas en X (px), pas en Y (py), et angle de cisaillement (α).

Cette méthode présente l'avantage de ne pas avoir à positionner précisément la grille initiale par rapport à la grille déformée, ni à corréler point par point (ou nœud par nœud) les

images successives obtenues à chaque incrément de déformation. Ainsi, une image peut être directement analysée par la seule connaissance des trois paramètres px , py et α . Cependant, il est évident que l'on perd de l'information quant à la grille initiale qui n'est bien sûr pas régulière. Nous serons amenés à quantifier ce dernier point par la suite.

Qui plus est, la digitalisation des images amène une imprécision quant aux positions exactes des nœuds de la grille. Au vu du grossissement choisi, une erreur d'un pixel peut correspondre à un écart de 2.5 % en terme de déformation. Le seul moyen de limiter cette imprécision est d'augmenter la résolution des images. Pour l'étude, il semble que 1024×1024 pixels ne soit pas une résolution optimale.

Enfin, pour les fortes déformations, le seuillage de la grille est limité par deux phénomènes : le relief de plus en plus accidenté de la surface de l'éprouvette, et l'interférence des lignes de glissement avec la grille d'or. En conséquence, au-delà de 10 % de déformation, certains "carreaux" de la grille qui sont souvent les plus déformés localement ne sont plus accessibles.

La méthode de l'analyse des grilles déformées ne peut donc réellement être utilisée que pour des plages de déformation variant entre 2 et 10 % environ.

IV.1.4 Traction *in-situ*

Dans l'enceinte du microscope électronique PHILIPS 501A du Centre des Matériaux, qui s'est vu par la suite remplacé par un microscope LEO 1450VP, une platine de traction *in-situ* a été installée. Cette platine a été conçue à l'université de Villetaneuse. L'électronique ainsi que le capteur de force ont été refaits au Centre des Matériaux. Elle peut fonctionner à charge ou déplacement imposé, la cellule de charge supportant jusqu'à 600 daN. La carte d'acquisition ainsi que le logiciel d'asservissement sont du matériel ATS. La sortie numérique peut permettre d'acquérir le déplacement du vérin ainsi que la charge de la cellule. La vitesse de déformation est la même pour toutes les éprouvettes : 3.3×10^{-3} mm/s. Elle correspond à une vitesse de déformation effective qui va varier selon la géométrie de la zone utile.

L'effort est transmis à l'éprouvette via 4 pions cylindriques venant appuyer sur les gorges des têtes de l'éprouvette. La rigidité de l'ensemble de l'assemblage est très faible. En supposant que seule la partie utile de l'éprouvette est susceptible de se déformer plastiquement, on peut alors remonter aux courbes charge – déplacement "plastique" en calculant la pente initiale sur la courbe et en otant par la suite la partie linéaire du déplacement total.

3 grilles ont été déposées sur la surface de l'éprouvette T3 (confer la figure IV.8). Elles couvrent chacune une large zone, d'environ 3×3 mm². De fait, il existe des zones de "recouvrement" entre les grilles, où les barreaux de grilles sont doubles ce qui va empêcher leur analyse. Il faut noter également la présence de nombreux défauts : carreaux non-évidés par la trempe dans l'acétone, poussières, et également retassures pouvant être situées aux nœuds.

De la même façon, une grille a été déposée dans chaque entaille des éprouvettes T2 et Y6.

En ce qui concerne les éprouvettes de fissuration Y2, Y4, Y5, deux traits de trusquin ont été tracés aux bords des entailles de 1 mm. Ils permettront lors de l'essai de traction de mesurer l'allongement total de l'entaille, via l'image obtenue au microscope électronique à balayage.

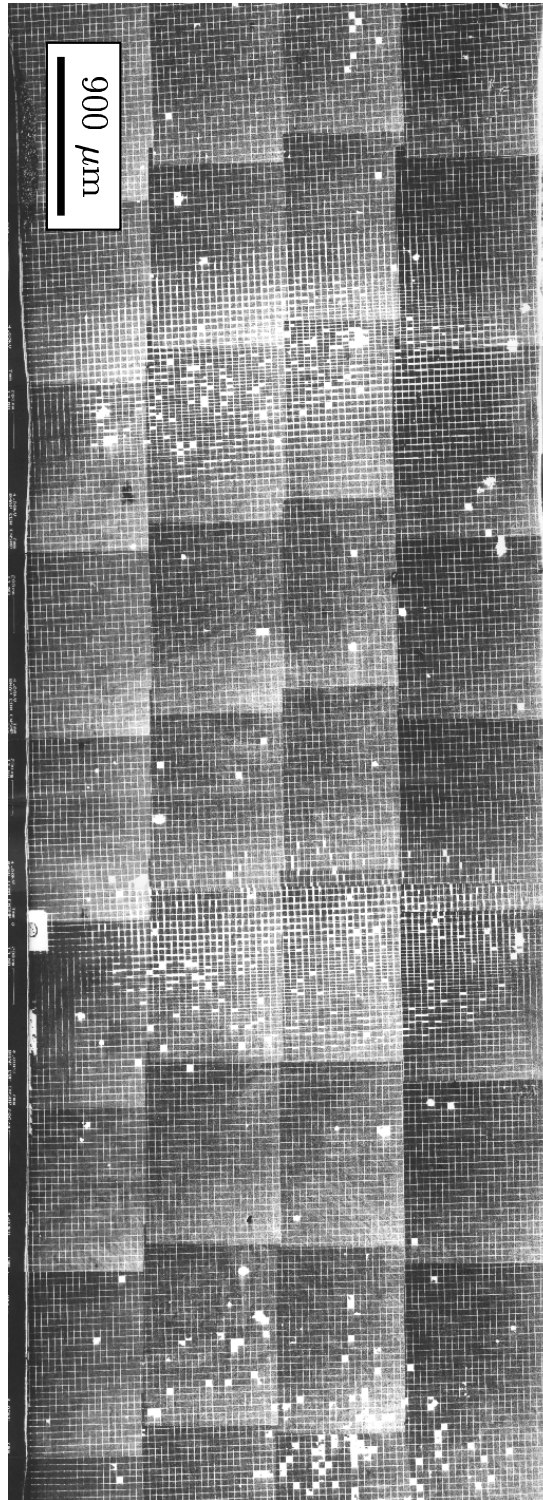


FIG. IV.8 – Grilles déposées à la surface de l'éprouvette T3.

IV.2 Cartographies EBSD

Les cartographies EBSD de ces éprouvettes ont déjà été présentées au chapitre II.1.2, figures II.9 pour la T3 et II.10 pour la LT1. Le logiciel OIM® permet également d'effectuer des cartographies d'angle entre une direction cristallographique et une direction de l'échantillon. Ce type de cartographies peut être utilisé notamment pour préciser les grains ferritiques les plus susceptibles de cliver. En effet, les plans de clivage des cubiques centrés étant du type $\{100\}$, les angles entre les directions $\langle 100 \rangle$ et la direction de traction (en l'occurrence, \mathcal{T} pour la T3) pourront indiquer si la contrainte normale à ces plans est élevée ou non.

La figure IV.9 présente donc pour la phase ferritique les grains les mieux orientés selon la direction de traction. Un grain se distingue nettement, celui référencé par la lettre A : il possède une direction $\langle 100 \rangle$ quasiment identique à l'axe \mathcal{T} . Nous constaterons par la suite qu'il s'agira du grain le plus endommagé lors de l'essai de traction. Nous avons également précisé un autre grain ferritique, noté B, sur cette cartographie. Si ce grain n'est pas très favorablement orienté pour cliver, nous constaterons cependant qu'il s'endommagera malgré tout.

Pour l'éprouvette T2, la majeure partie de l'entaille est située dans un unique grain ferritique. Son orientation en termes d'angles d'Euler par rapport aux axes $(\mathcal{T}, \mathcal{L}, \mathcal{R})$ est : $\phi_1 = 303^\circ$, $\Phi = 27^\circ$, $\phi_2 = 233^\circ$. Cette orientation indique que l'axe de traction \mathcal{T} est à moins de 20° d'une normale $\{100\}$.

En ce qui concerne la phase austénitique, plusieurs grains se trouvent répartis dans la zone de l'entaille (voir figure IV.10). Néanmoins, un gros grain austénitique (γ_1^{T2}) couvre la surface de la section minimale. Son orientation dans le repère $(\mathcal{T}, \mathcal{L}, \mathcal{R})$ est : $\phi_1 = 290^\circ$, $\Phi = 20^\circ$, $\phi_2 = 295^\circ$. L'écart par rapport à KS entre ce grain et le grain de ferrite est de 7° environ.

Pour l'éprouvette Y6, nous verrons que l'endommagement et la rupture n'ont concerné que la deuxième entaille lors de l'essai de traction *in-situ*. C'est pourquoi seules les cartographies EBSD de cette entaille sont présentées sur la figure IV.11. On peut constater que deux grains ferritiques se partagent l'entaille, dont un prédominant (δ_1^{Y6}). Il est très fortement désorienté par rapport au repère $(\mathcal{T}, \mathcal{L}, \mathcal{R})$. Ses angles d'Euler dans ce repère sont $\phi_1 = 104^\circ$, $\Phi = 42^\circ$, $\phi_2 = 31^\circ$. La figure de pôles IV.12 indique que le grain possède une orientation tétraédrique dans le repère, en particulier une direction $\langle 111 \rangle$ est quasiment colinéaire à \mathcal{R} .

Le grain austénitique, noté γ_1^{Y6} , correspondant à ce grain ferritique possède l'orientation suivante : $\phi_1 = 102^\circ$, $\Phi = 43^\circ$, $\phi_2 = 353^\circ$. L'écart par rapport à KS entre les deux phases vaut moins de 10° , et le facteur de Schmid du système commun entre ferrite et austénite vaut 0.4.

Pour les éprouvettes dites de fissuration (Y2, Y4, Y5), seules seront présentées les cartographies EBSD des entailles sélectionnées et ré-entailées, puisqu'elles seules seront concernées par l'endommagement et la rupture de l'éprouvette.

Sur les cartographies de la figure IV.13, on peut constater que dans l'ensemble, un seul grain de ferrite et un seul grain d'austénite couvrent la majorité de la surface de chaque éprouvette. Parfois, quelques lattes provenant d'un autre grain ressortent par endroits.

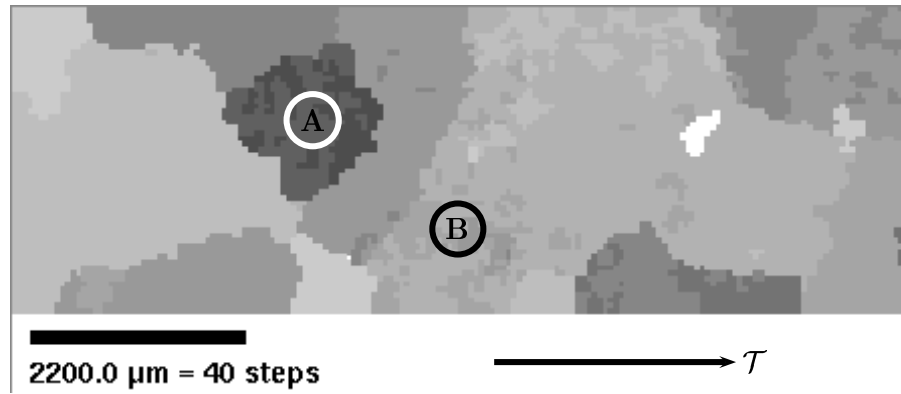


FIG. IV.9 – Angles entre les directions $\langle 100 \rangle$ de la phase ferritique et la direction \mathcal{T} , qui correspond à la direction de traction de l'éprouvette. Plus le niveau de gris est intense, plus l'axe de traction correspond à une direction $\langle 100 \rangle$ du cristal.

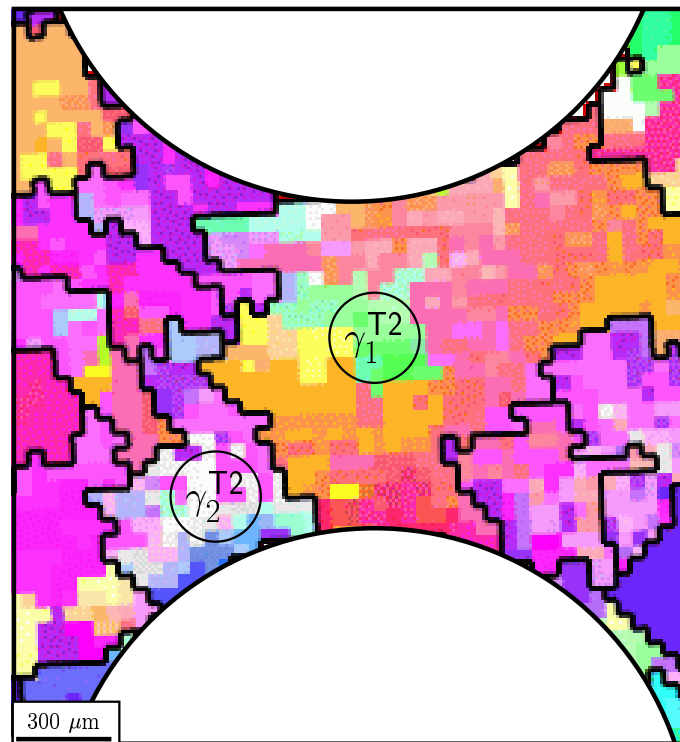


FIG. IV.10 – Grains austénitiques reconstitués pour l'éprouvette T2. Le grain γ_1^{T2} , situé au centre de l'entaille, sera celui le plus sollicité.

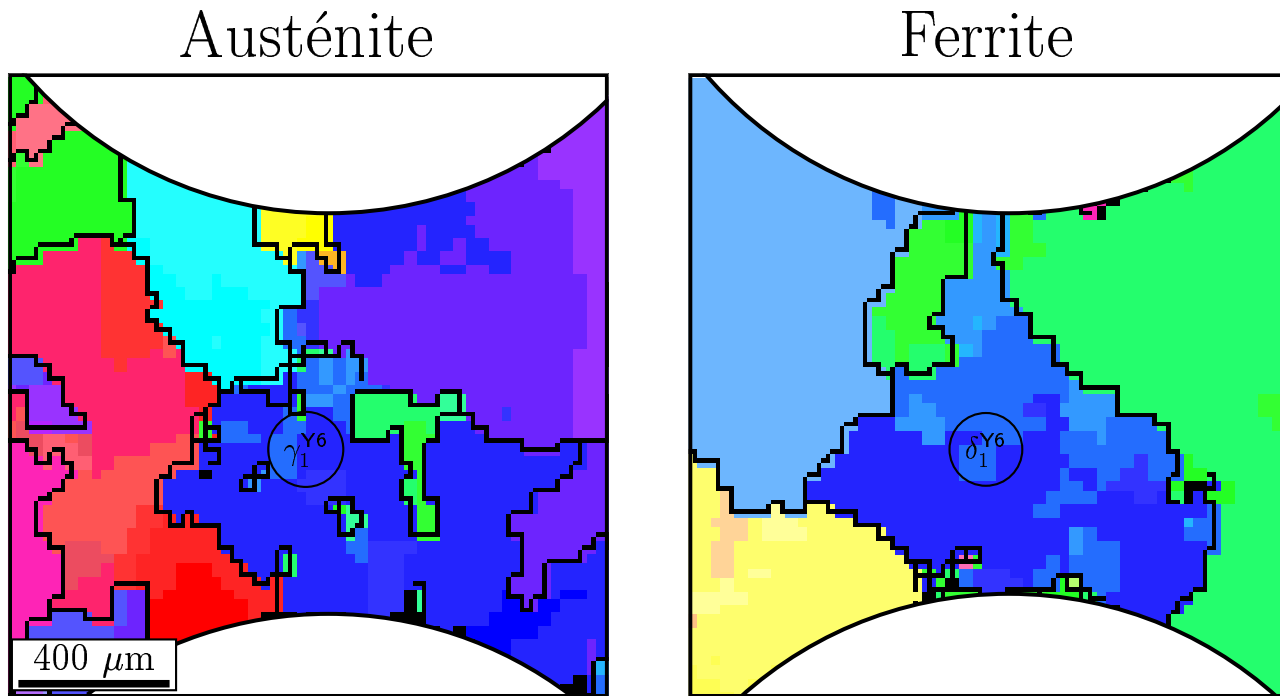


FIG. IV.11 – Cartographies EBSD de l'entaille 2 de l'éprouvette Y6.

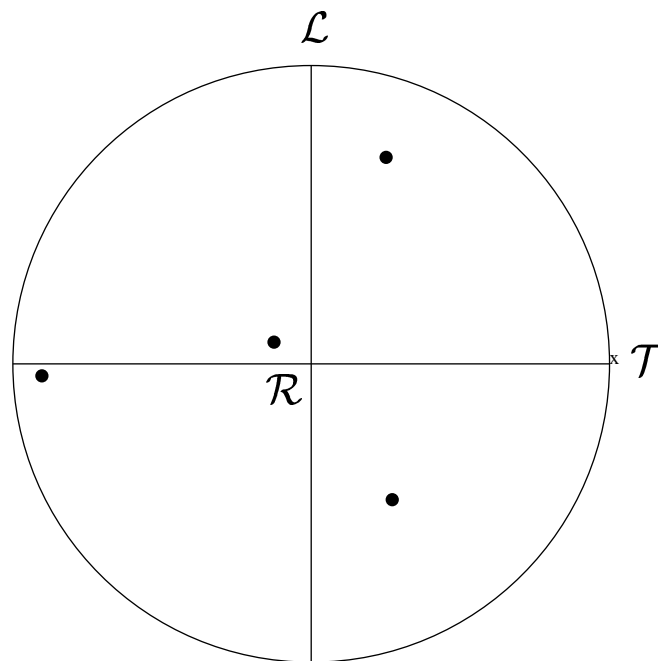


FIG. IV.12 – Pôles $\{111\}$ du grain δ_1^{Y6} . L'axe \mathcal{R} du tube Y4331 correspond à une de ces directions.

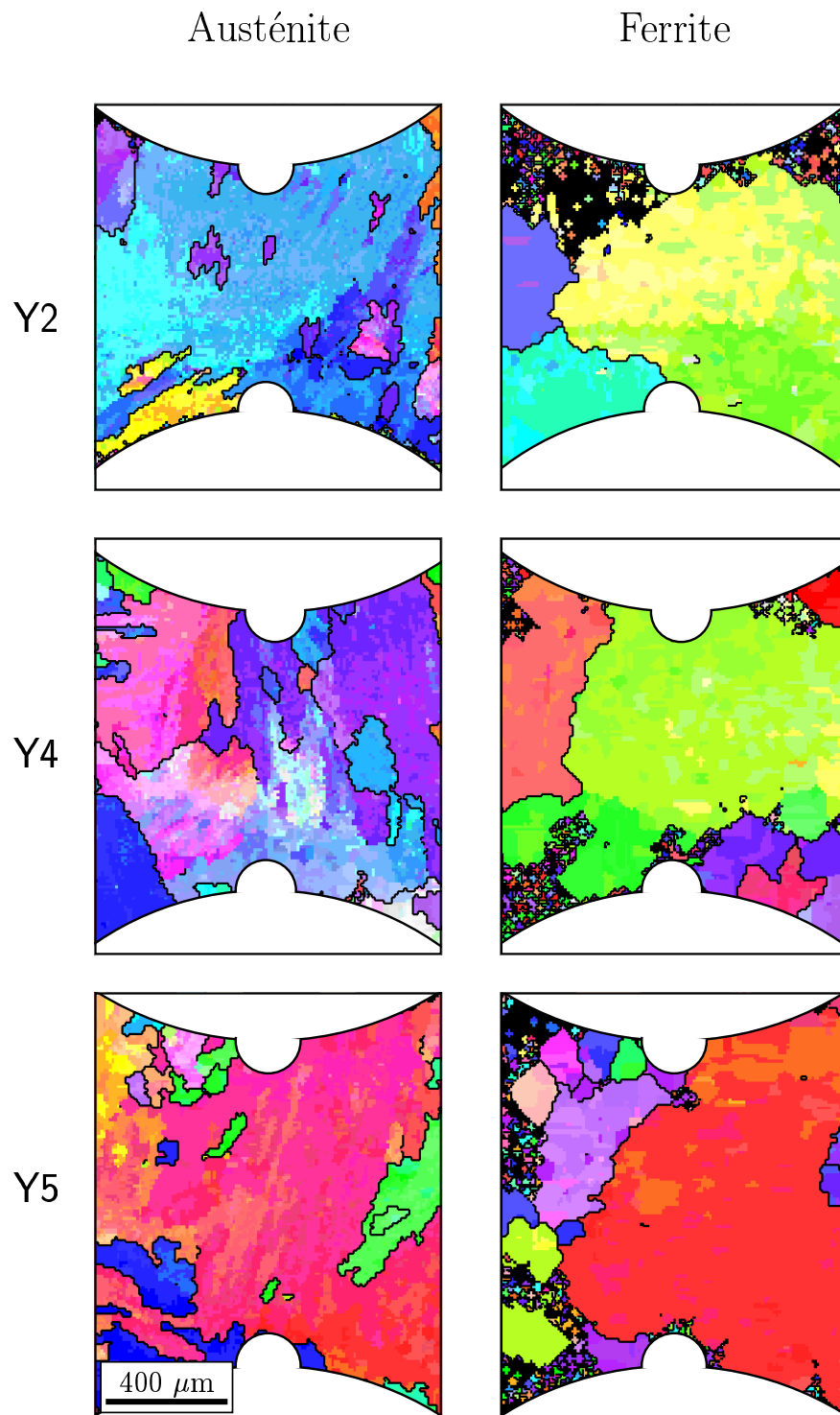


FIG. IV.13 – Cartographies EBSD des entailles choisies pour les éprouvettes de fissuration Y2, Y4, Y5. Dans les trois cas, un bicristal couvre la majeure partie de l'entaille.

Le tableau de synthèse IV.2 indique pour toutes les éprouvettes considérées les orientations des bicristaux importants, ainsi que trois autres paramètres : l'angle minimum entre les plans de clivage de la ferrite et la direction de traction, noté θ_c , l'angle de désorientation par rapport au relations KS, noté θ_{KS} , et enfin le facteur de Schmid du système commun, noté FSC. Ces paramètres ont été calculés à l'aide de programmes spécialement conçus en C. Notons que les relations KS aboutissent souvent à deux couples de systèmes denses à peu près communs entre les deux phases. Le FSC correspondra alors au facteur de Schmid maximal entre les deux couples.

Epr.	Ferrite			Austénite			θ_c	θ_{KS}	FSC
	ϕ_1	Φ	ϕ_2	ϕ_1	Φ	ϕ_2			
T3 (A)	293°	31°	268°	259°	5°	290°	10°	15°	0.1
T3 (B)	317°	38°	247°	82°	12°	124°	28°	4°	0.3
T2	290°	20°	295°	303°	27°	233°	20°	7°	0.1
Y6	102°	43°	353°	104°	42°	31°	50°	9°	0.0
Y2	208°	11°	179°	20°	71°	316°	27°	5°	0.3
Y4	146°	6°	185°	330°	41°	349°	29°	4°	0.2
Y5	208°	11°	162°	18°	33°	2°	11°	4°	0.4

TAB. IV.2 – Orientations en termes d'angles d'Euler dans le repère $(\mathcal{T}, \mathcal{L}, \mathcal{R})$ des bicristaux importants pour l'ensemble des éprouvettes de traction *in-situ*. θ_c correspond à l'angle minimal entre la direction de traction (\mathcal{T}) et les plans de clivage de la ferrite. θ_{KS} correspond à l'écart avec les relations KS. Le FSC est le facteur de Schmid du système commun.

IV.3 Résultats des essais

Cette partie procède aux dépouillements des essais de traction *in-situ*. Plusieurs résultats ont par ailleurs fait l'objet d'une publication [Bugat et al., 2000].

IV.3.1 Eprouvettes lisses

Grâce à la grande surface de ces éprouvettes, des études plus quantitatives peuvent être effectuées. En particulier, nous nous attacherons à comparer leur comportement avec le comportement macroscopique du matériau, puis nous quantifierons les déformations locales et macroscopiques. Enfin, nous préciserons les lieux d'apparition de l'endommagement.

a) Courbe de traction

Pour l'éprouvette T3, l'essai a été effectué jusqu'à 12 % de déformation macroscopique environ, en 8 incréments. Pour chaque incrément, 9 images de zone ont été acquises afin de procéder à une analyse de grilles déformées, et les valeurs de déplacement et de charge ont été relevées. La figure IV.14 compare ainsi la courbe de traction obtenue avec la courbe de traction "macroscopique", c'est-à-dire obtenue avec des éprouvettes de plus grande zone utile afin de limiter les effets d'échelle. Pour une même déformation macroscopique, les contraintes dans l'éprouvette multi-bicristalline¹ T3 sont légèrement inférieures au comportement macroscopique du matériau Y4331. Cependant, les ordres de grandeur sont très bien respectés.

b) Hétérogénéité de déformation

Après 12 % de déformation, l'aspect général de la surface de l'éprouvette possède un relief prononcé (voir figure IV.15). Ce relief correspond visiblement à une différence de hauteur entre les lattes de ferrite et d'austénite. Cependant, des différences visibles existent aussi entre les bicristaux, puisque de larges zones apparaissent peu ou prou déformées.

Les 9 zones acquises pour l'analyse des champs de déformation surfaciques ont été dépouillées en termes de déformations moyennes E_{11} , E_{22} et E_{12} . La variance (écart-type) de ces variables a également été calculée pour chaque incrément. Ces valeurs sont définies sous forme intégrale pour une surface \mathcal{S} par :

$$\forall x \text{ variable, } \begin{cases} \langle x \rangle = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{S}} x \, dS \\ \varsigma^2(x) = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{S}} (x - \langle x \rangle)^2 \, dS \end{cases} \quad (4.1)$$

Pour les grilles initiales, les valeurs moyennes sont nulles puisque les pas de grille ainsi que l'angle de cisaillement sont calculés dans ce but. Cependant, l'écart-type de ces variables n'est, lui, pas nul. Pour la grille initiale, il est de l'ordre de ± 2.5 %, ce qui est assez élevé. De même, pour chaque incrément de déformation, cet écart-type reste très important par rapport à la valeur moyenne. Il peut être assimilé à un bruit initial non-corrélé aux

¹. c'est-à-dire contenant quelques bicristaux, par opposition à poly-bicristalline i.e. contenant 200 bicristaux au moins.

déformations réelles : il représente en effet les erreurs dues à la digitalisation et à la non-régularité de la grille initiale. Si l'on suppose également que ce bruit n'évolue pas avec la déformation², on peut rectifier l'écart type par soustraction de ce bruit : on suppose que la variable x se décompose en :

$$x = x_1 + x_0 \quad (4.2)$$

avec x_1 variable "réelle" et x_0 variable de bruit, de moyenne nulle, et vérifiant l'hypothèse de non-corrélation avec x_1 :

$$\langle x_1 x_0 \rangle_S = \langle x_1 \rangle_S \langle x_0 \rangle_S = 0 \quad (4.3)$$

Alors, l'écart-type de x vaudra après calcul :

$$\zeta^2(x) = \zeta^2(x_0) + \zeta^2(x_1) \quad (4.4)$$

et l'on peut obtenir l'écart type de x_1 , censé être plus proche de la valeur réelle, par :

$$\zeta(x_1) = \sqrt{\zeta^2(x) - \zeta^2(x_0)} \quad (4.5)$$

$\zeta^2(x_0)$ est donc évalué sur la grille initiale et $\zeta^2(x)$ sur les grilles déformées à chaque incrément. La figure IV.16 présente donc les valeurs moyennes et les écarts-type corrigés des déformations. Notons que la déformation moyenne des grilles E_{11} est légèrement inférieure à la déformation macroscopique appliquée.

Plus localement, la déformation semble se concentrer aux joints de grains ferritiques et austénitiques, comme l'indique le cliché de la figure IV.17 pris autour du grain ferritique A.

c) Endommagement

A 12 % de déformation, seules deux zones apparaissent vraiment endommagées. Elles sont repérées sur la figure IV.18. Le grain référencé A est bien celui qui est le plus endommagé, cependant, une partie du grain référencé B l'est aussi alors que son orientation n'est pas a priori des plus favorables. Par ailleurs, les fissures de clivage de la zone A sont bien perpendiculaires à la direction de traction, alors que celles de la zone B font un angle d'environ 30° (figure IV.19), ce qui reste conforme avec l'orientation des grains ferritiques correspondants.

2. ce qui n'est pas tout-à-fait exact, car le bruit initial correspond à un déplacement, et la déformation qu'il engendre peut alors évoluer avec la déformation moyenne.

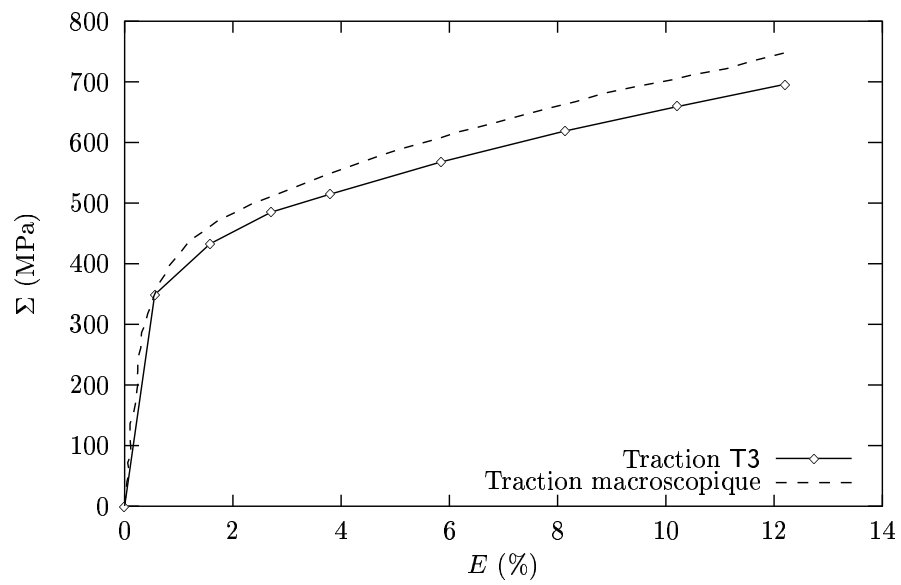


FIG. IV.14 – Courbe de traction de l'éprouvette T3. Les contraintes et les déformations sont en valeurs réelles ($E = \ln(1 + \Delta L/L_0)$, $\Sigma = F/S$ avec S réactualisée).



FIG. IV.15 – Aspect général de la surface de l'éprouvette T3 après 12% de déformation macroscopique.

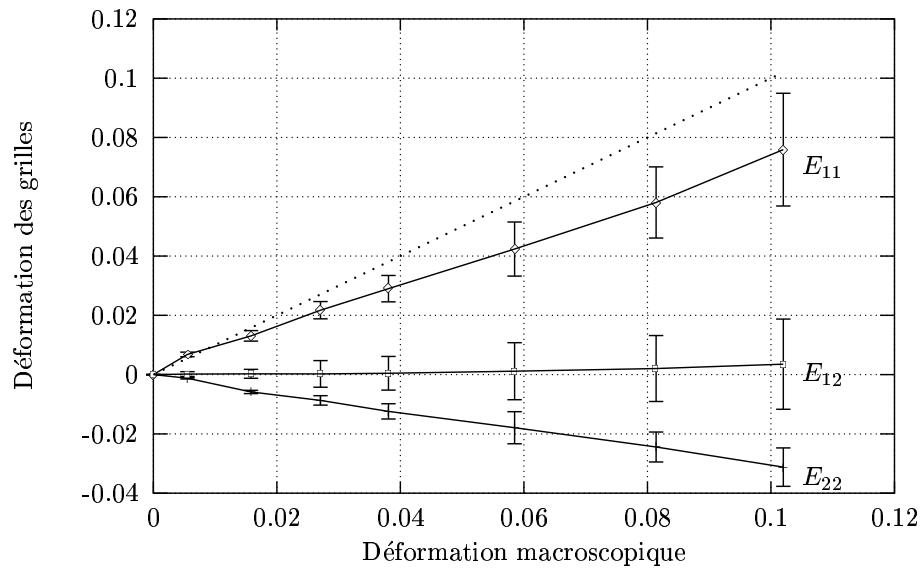


FIG. IV.16 – Déformations moyennes obtenues par analyse sur les 9 grilles à chaque incrément en fonction de la déformation macroscopique imposée.

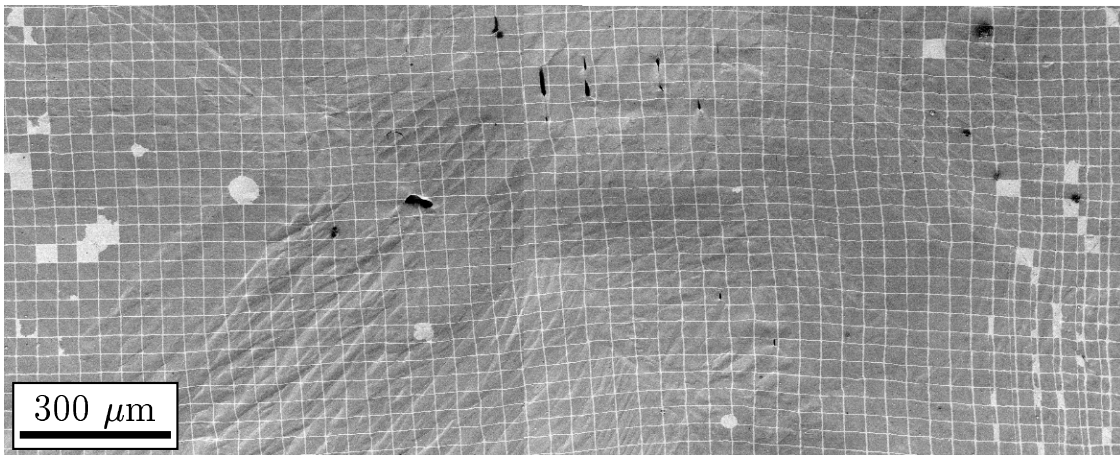


FIG. IV.17 – Déformation localisée au joint de grain ferritique A.

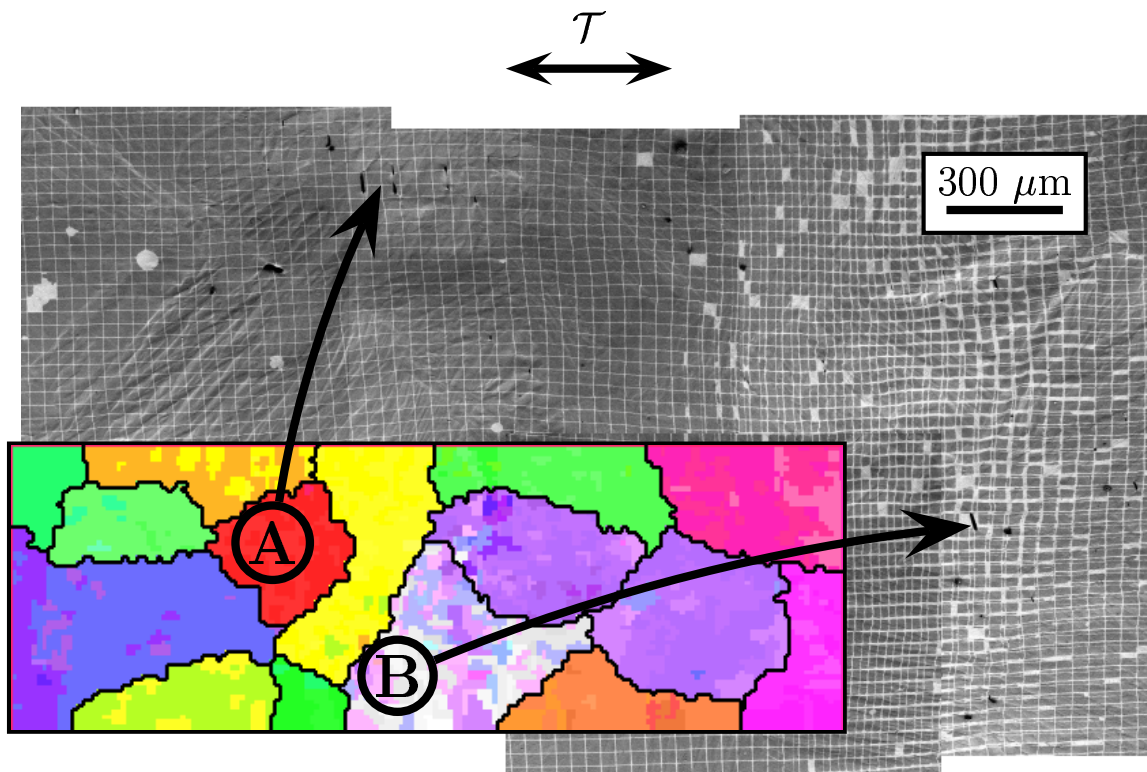


FIG. IV.18 – Zones endommagées lors de l'essai de traction à 12 % de l'éprouvette T3.

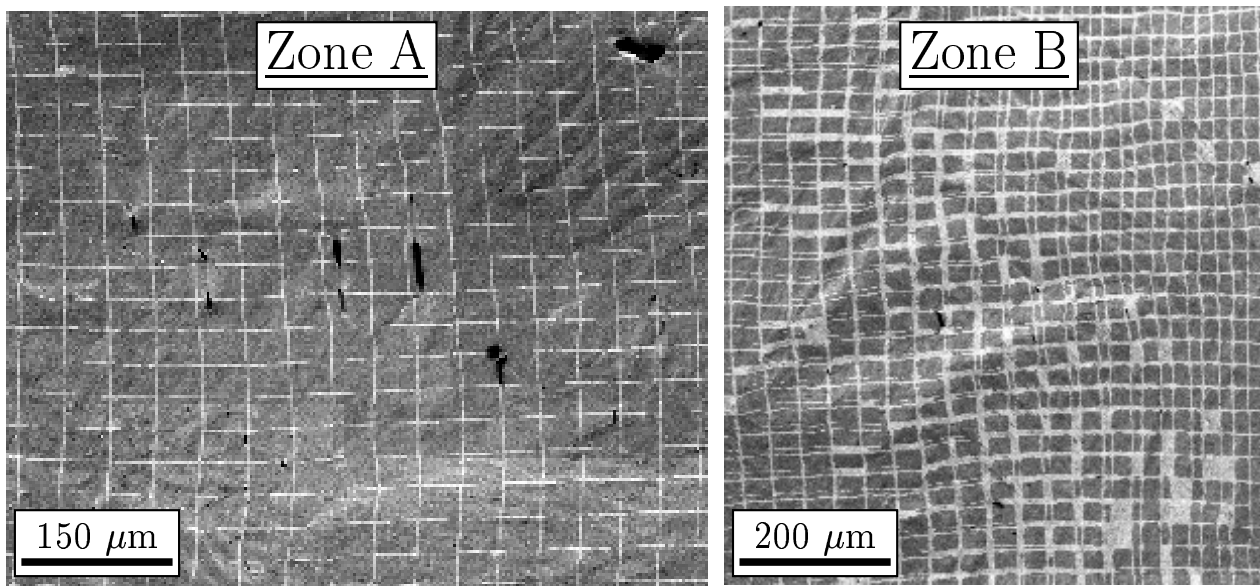


FIG. IV.19 – Zoom sur les fissures de clivage des zones A et B.

IV.3.2 Eprouvettes entaillées

L'essai de traction sur l'éprouvette T2 a été mené jusqu'à rupture. 4 incréments de déplacement ont été analysés en termes de grilles déformées. La figure IV.20 présente la courbe de traction avec les divers incréments de déformation. La courbe de traction est calculée avec F/S_0 , force sur section minimale à l'entaille ($1 \times 2 \text{ mm}^2$), et U_p , allongement plastique total. Ce dernier est obtenu en soustrayant à l'allongement total la partie linéaire initiale.

Les analyses de grille sont présentées à la figure IV.21. Elles révèlent que des bandes de localisation de la déformation se forment, notamment au joint de grain entre γ_1^{T2} et γ_2^{T2} . Cependant, elles ne correspondent pas aux zones endommagées. L'endommagement apparaît dès le premier incrément au centre de l'entaille nord. Il est donc disymétrique. Sur la figure IV.22, les fissures de clivage ainsi formées s'ouvrent de façon assez rapide, mais leur hauteur finit par se stabiliser.

Cette précédente figure indique que la rupture arrive de façon brutale, et pour une densité surfacique de fissures qui semble assez faible. En réalité, lors de l'essai, cette rupture s'est faite de façon progressive au dernier incrément alors que l'essai avait été interrompu¹ afin d'acquérir la grille : la déchirure s'est donc faite par récupération de l'énergie élastique emmagasinée. La différence en termes de déformation entre les deux derniers incréments est par ailleurs négligeable.

La courbe de traction de l'éprouvette Y6, présentée sur la figure IV.23, indique que le niveau de contraintes atteint (notamment à rupture) est nettement plus faible que par exemple dans le cas de la T2. Ceci peut expliquer le peu de déformation observée pour la grille de l'entaille 1, et la quasi-absence de fissures de clivage dans cette zone. Les résultats pour cette entaille ne seront donc pas présentés.

En revanche, l'entaille 2 s'est considérablement déformée et a conduit à la ruine finale de l'éprouvette. Les analyses de grilles, présentées à la figure IV.24, indiquent que la déformation est relativement homogène au début. Puis, des bandes de localisation apparaissent dès le 5ème incrément. Cependant, cette localisation est moins intense que celle observée sur la T2. On notera que pour le dernier incrément, 4 zones jointives ont été analysées, mais que leur recoupement ne paraît pas évident, ce qui montre les difficultés rencontrées pour l'acquisition des grilles aux fortes déformations.

Une analyse des traces de glissement dans la ferrite indique clairement qu'*un seul système semble activé*. Sur la micrographie de la figure IV.25, on observe ainsi un glissement sinueux intense, créateur de marches très importantes en surface et qui ont déjà été présentées au chapitre II.1.3 (figure II.23).

L'endommagement se caractérise par la germination massive de fissures à partir du 6ème incrément. Elles sont globalement parallèles aux lignes de glissement : ce sont donc des fissures de cisaillement, comme indiqué sur la figure IV.26.

La germination d'un tel type de fissures conduit à un faciès de rupture très ductile, où les fissures de cisaillement croissent puis coalescent. Sur le faciès de rupture présenté figure IV.27, les fissures de cisaillement sont semblables à des cupules, et les ligaments entre ces cupules ont rompu par déchirure ductile.

1. c'est-à-dire bloqué en allongement total.

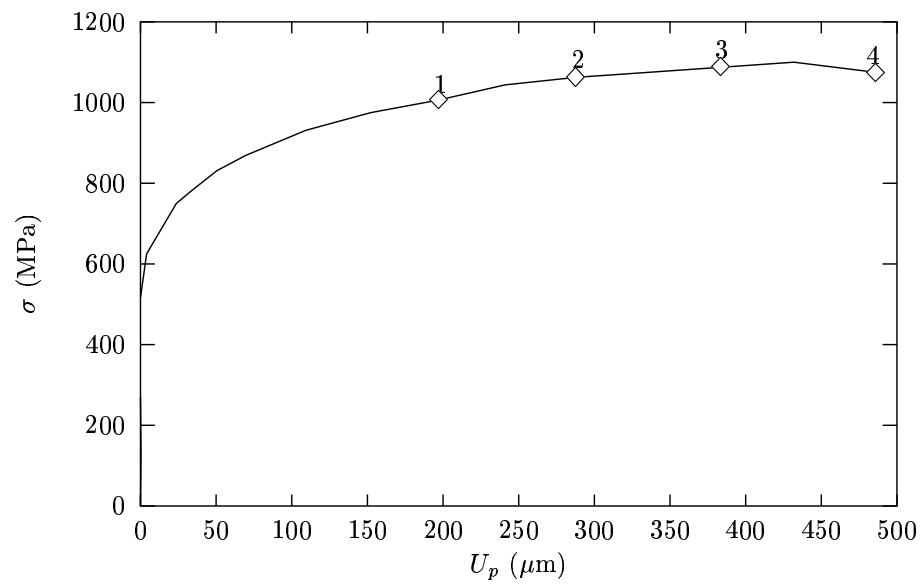


FIG. IV.20 – Courbe de traction de l'éprouvette T2. Le déplacement plastique U_p est calculé en enlevant la partie linéaire du déplacement total, et la contrainte vaut la charge sur la surface minimale de l'entaille.

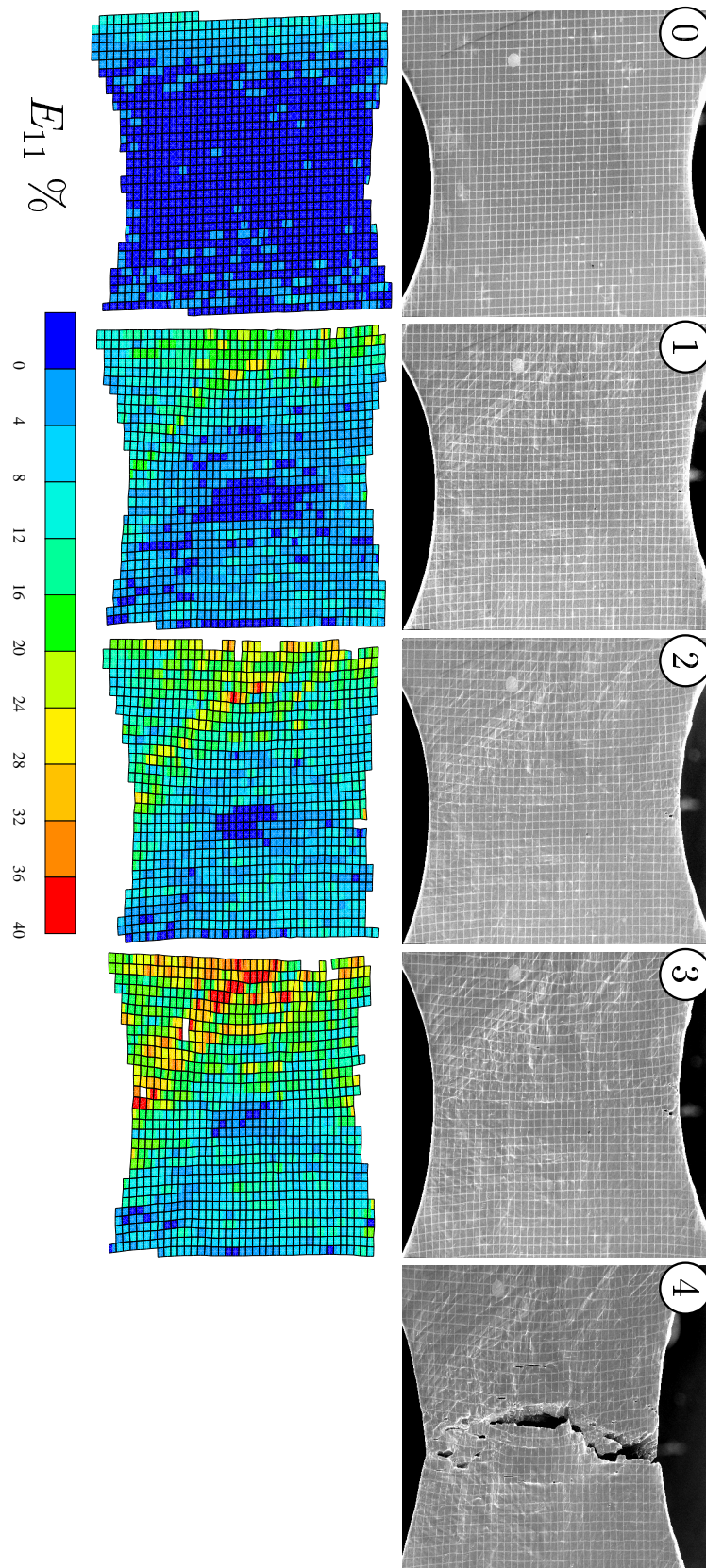


FIG. IV.21 – Résultats de l'essai de traction sur l'éprouvette T2 : analyse de grilles.

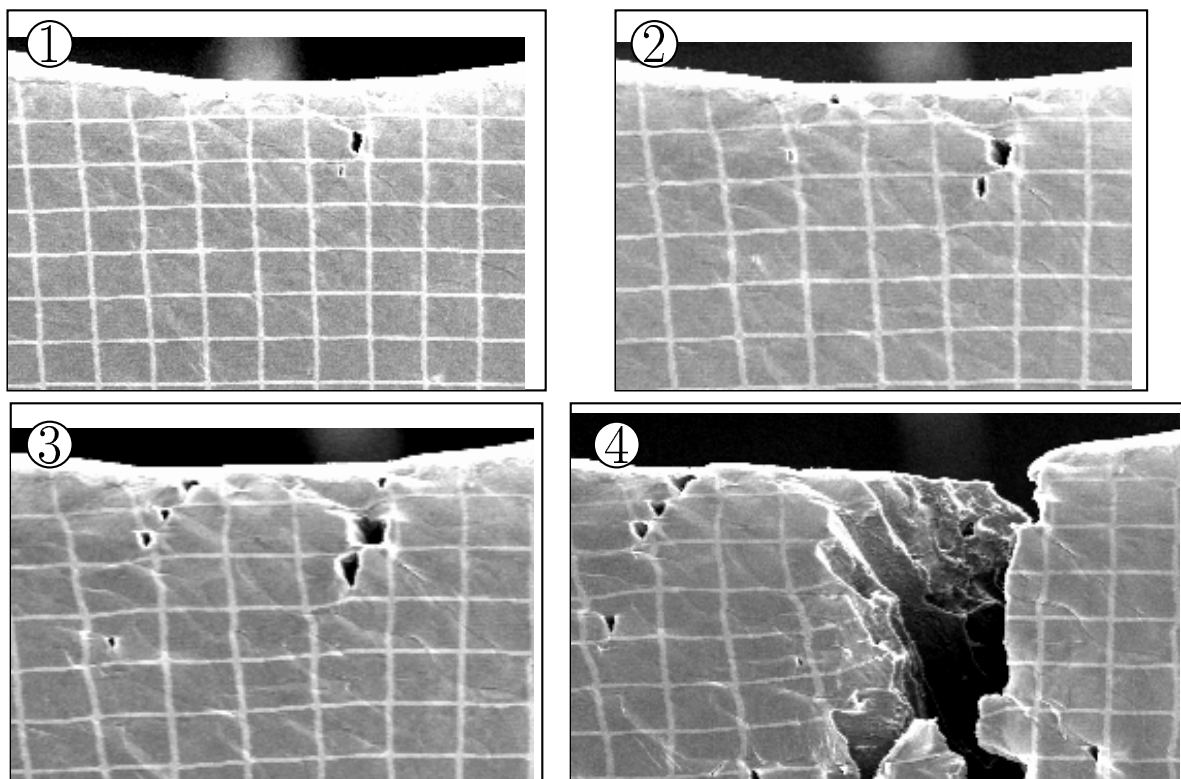


FIG. IV.22 – Apparition de l'endommagement et évolution sur l'entaille nord de l'éprouvette T2 lors de l'essai de traction.

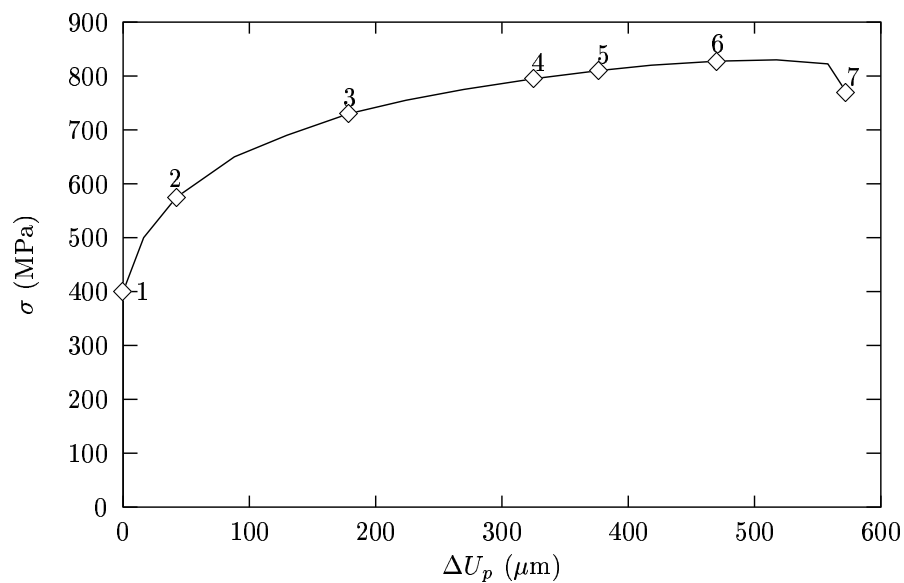


FIG. IV.23 – Courbe de traction de l'éprouvette Y6. Le déplacement plastique U_p correspond au déplacement total imposé par la platine de traction au fût de l'éprouvette, corrigé par la pente initiale de la courbe. La contrainte correspond à la charge rapportée à la section minimale de chaque entaille.

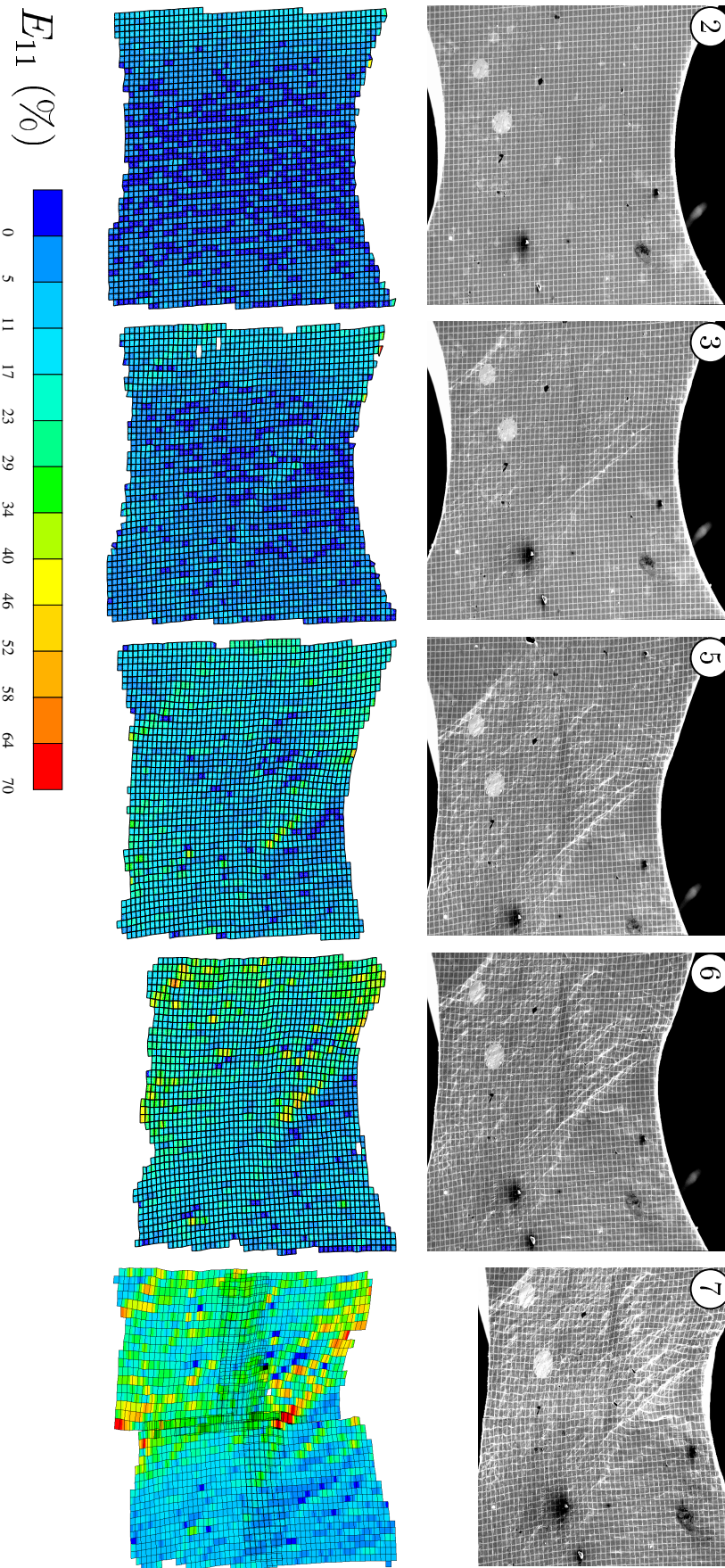


FIG. IV.24 – Analyses des grilles déformées pour l'entaille 2 de l'éprouvette Y6.

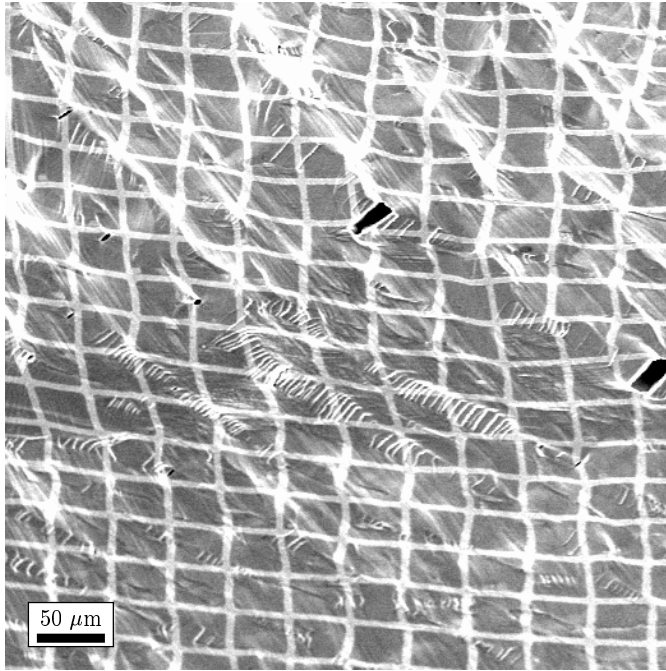


FIG. IV.25 – Micrographie de l'entaille 2 de l'éprouvette Y6. Un seul système de glissement semble activé dans la ferrite. Les marches créés en surface par ce système sont très importantes, et des fissures de cisaillement sont visibles.

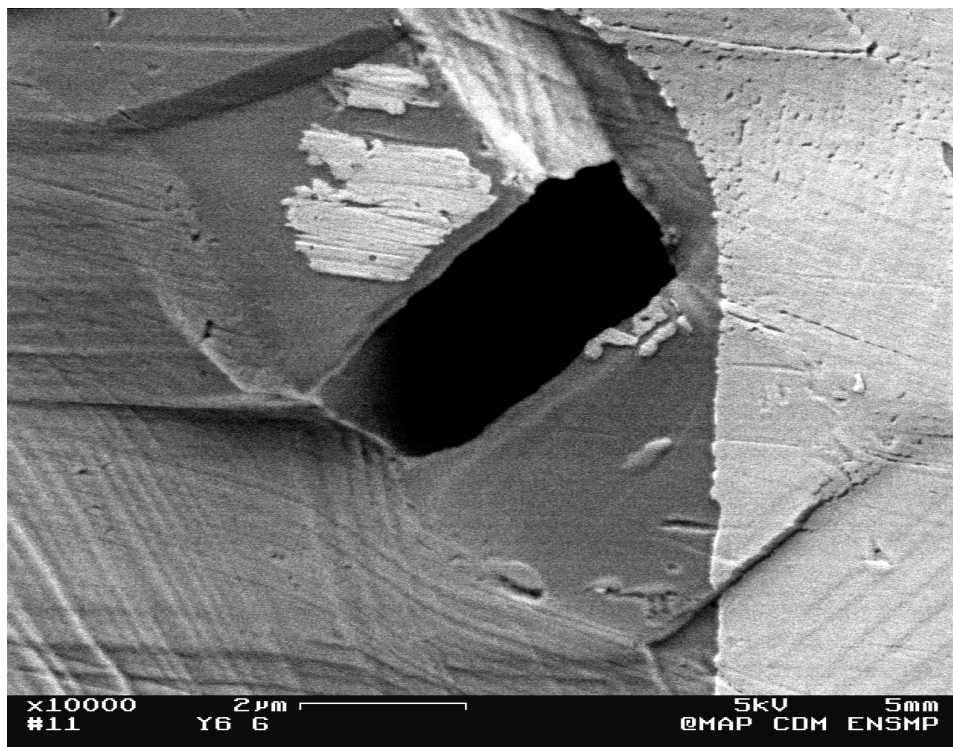


FIG. IV.26 – Fissure de cisaillement dans l'entaille 2 de l'éprouvette Y6.

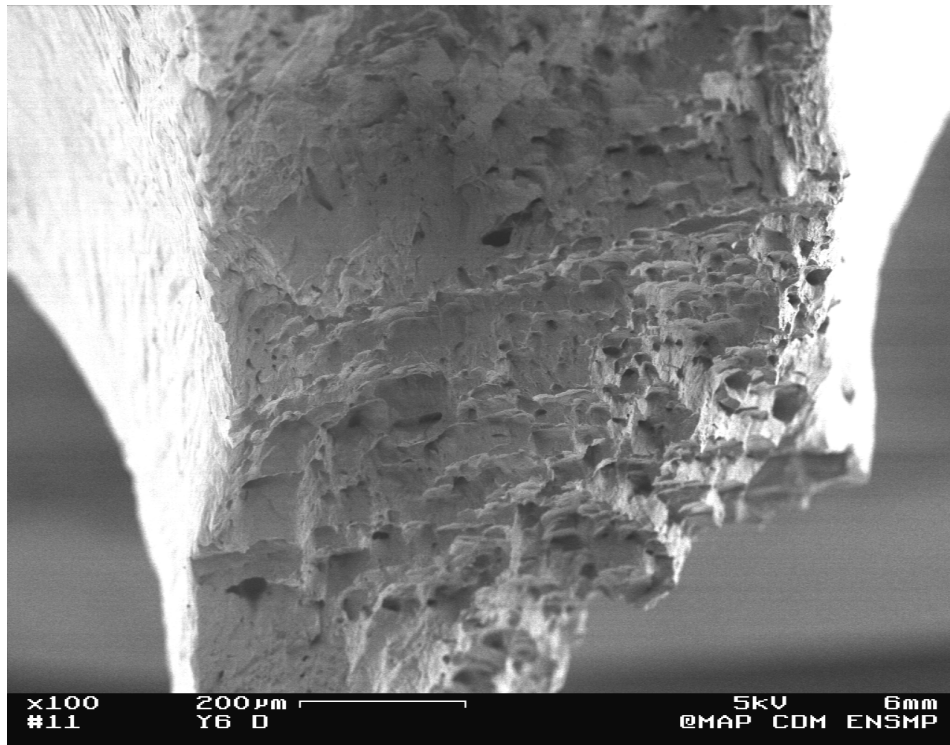


FIG. IV.27 – *Faciès de rupture de l'éprouvette Y6. Les cupules apparentes correspondent aux fissures de cisaillement, et la rupture apparaît donc comme ductile.*

IV.3.3 Eprouvettes de fissuration

a) Courbes de traction

Si la force appliquée se transmet bien aux deux entailles de ces éprouvettes, le déplacement plastique total U_p vaut la somme des déplacements des deux entailles. C'est pourquoi la mesure du déplacement entre les traits de trusquin semble plus adaptée à l'étude de l'entaille préfissurée choisie pour chaque éprouvette.

Cette mesure est cependant peu précise : les traits de trusquin sont en effet assez larges, faiblement désorientés par rapport à la direction de traction, et pas tout-à-fait parallèles. Pour les faibles déplacements, la distance entre les deux traits est donc difficilement évaluable. Pour les plus grandes déformations, l'éprouvette peut de plus subir une légère rotation (due à sa déformation anisotrope), ce qui complique donc encore la mesure. Le graphe de la figure IV.28 indique cependant qu'une corrélation linéaire assez bonne peut être trouvée entre le déplacement plastique total et la distance mesurée entre les deux traits de trusquin. Cette corrélation va permettre de rectifier les mesures entre traits de trusquin pour les faibles et fortes déformations.

Le graphe de la figure IV.29 présente donc les courbes de traction des trois éprouvettes de fissuration. ΔL correspond au déplacement plastique entre les traits de trusquin, et F à la force appliquée (en N). Pour l'éprouvette Y2, ΔL correspond au déplacement aux bords de l'entaille non-réentallée.

On constate donc des différences en termes d'érouissage, de contrainte maximale atteinte et de ductilité à rupture pour chacune de ces éprouvettes.

b) Endommagement et rupture

Concernant l'endommagement et la rupture de ces trois éprouvettes, il faut d'abord remarquer que, contrairement à ce qui était attendu, les éprouvettes Y2 et Y4 n'ont pas vu de fissure s'amorcer autour des petites entailles de 100 μm . Pour l'éprouvette Y2, c'est même l'entaille 1 (non doublement entaillée) qui s'est endommagée et a conduit à la ruine de l'éprouvette. Les micrographies de la figure IV.30 montrent ainsi l'état d'endommagement de cette entaille juste avant rupture. Ce dernier apparaît comme relativement homogène dans l'entaille sud de l'éprouvette.

Pour l'éprouvette Y4, l'endommagement est apparu d'abord au centre de l'éprouvette, pour finir par former une fissure macroscopique qui n'a rejoint les petites entailles qu'en fin d'essai (voir figure IV.31).

En revanche, pour l'éprouvette Y5, une fissure s'est bien amorcée sur une entaille de 100 μm , pour conduire à la rupture finale de l'entaille considérée, comme indiqué sur la figure IV.32.

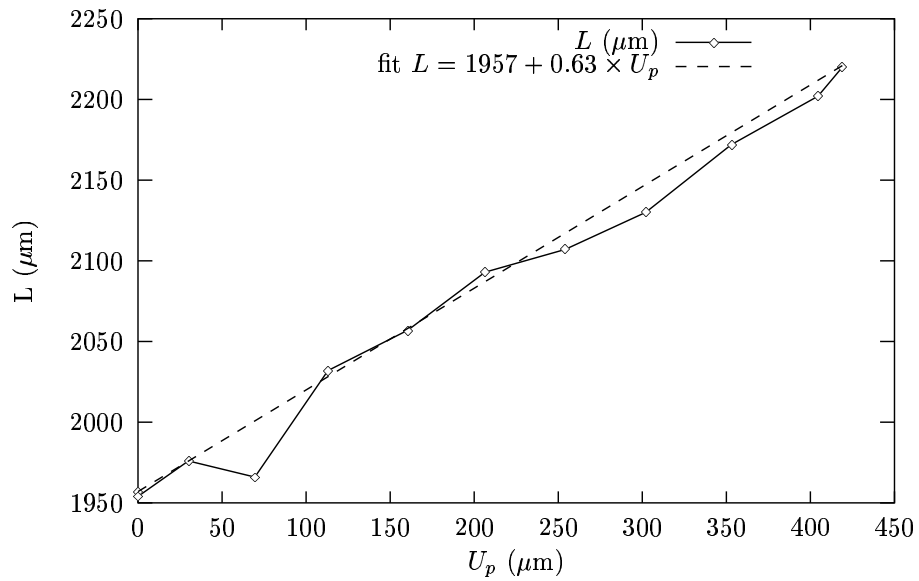


FIG. IV.28 – Corrélation entre la distance entre les deux traits de trusquin et le déplacement plastique total imposé par la platine pour l'éprouvette Y5.

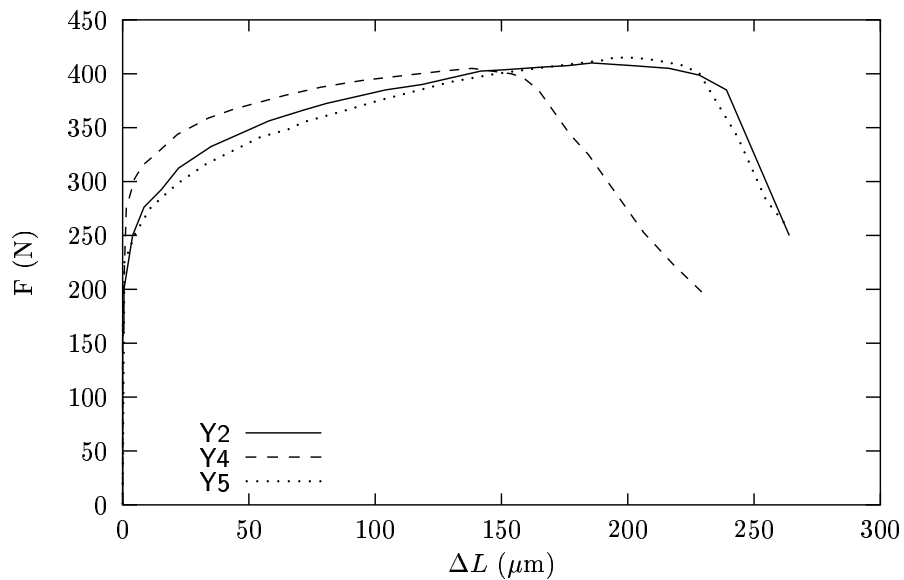


FIG. IV.29 – Courbes de traction des éprouvettes de fissuration. ΔL désigne le déplacement entre les traits de trusquin, et F la force appliquée en N par la platine.

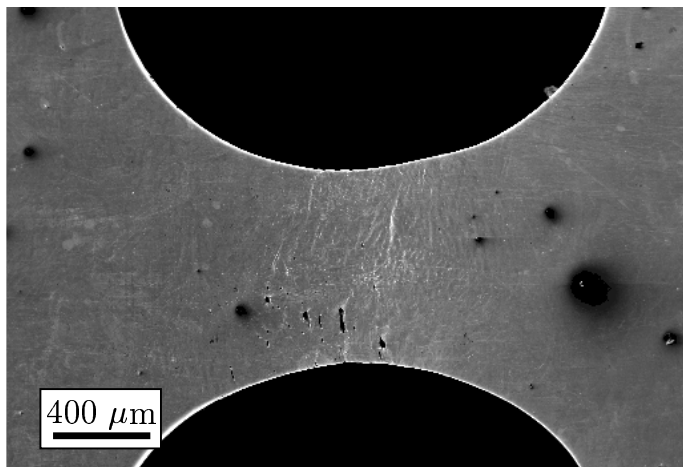
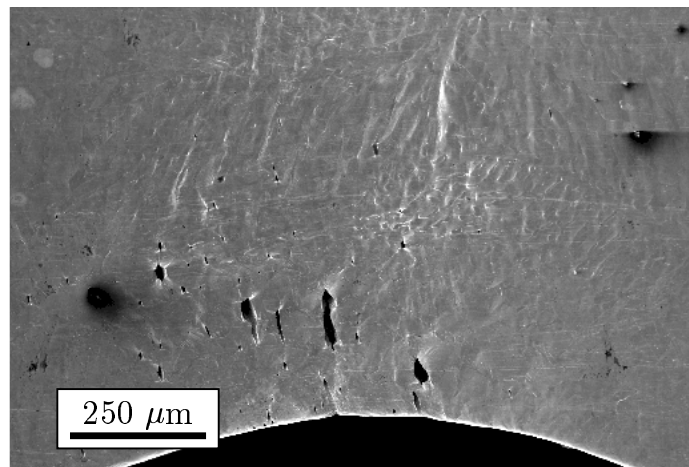
Vue généraleZoom sur endommagement

FIG. IV.30 – Vue d'ensemble de l'entaille non-réentailée de l'éprouvette Y2, et zoom sur la zone endommagée. Le déplacement plastique total U_p vaut 454 μm.

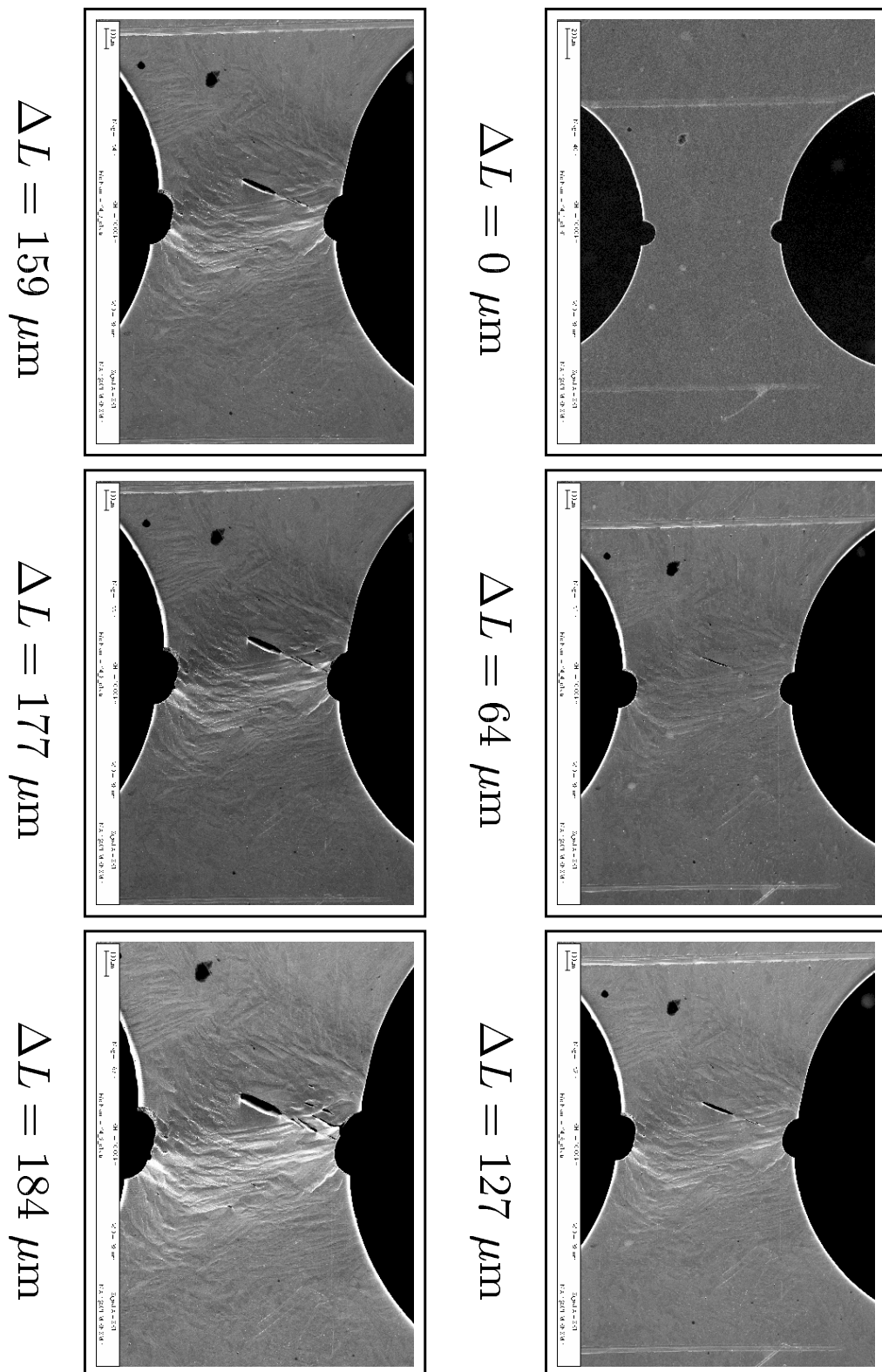


FIG. IV.31 – Micrographies à divers incréments de déformation de la zone utile de l'éprouvette Y4. ΔL correspond au déplacement plastique entre le traits de trusquin.

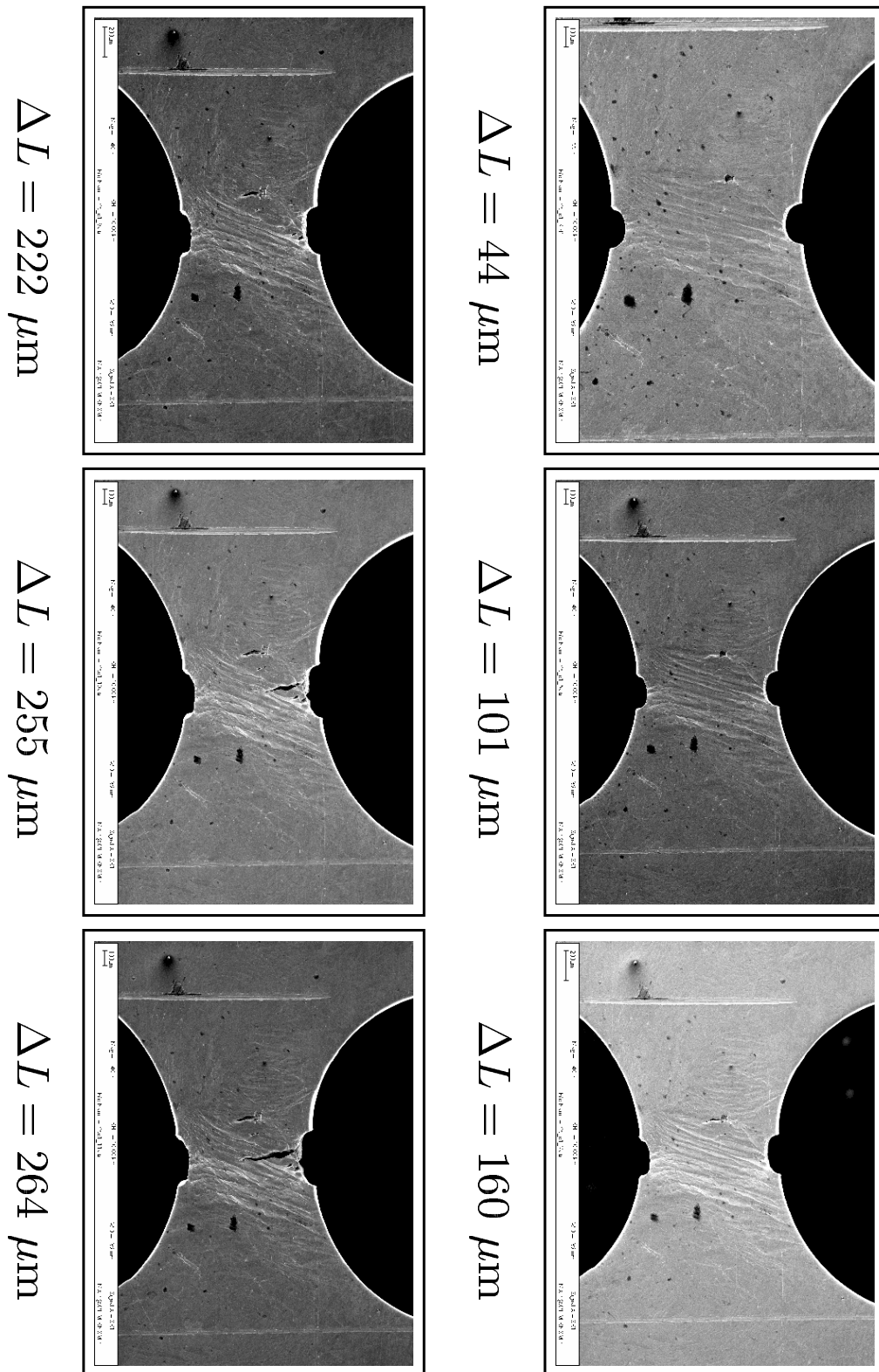


FIG. IV.32 – Micrographies à divers incréments de déformation de la zone utile de l'éprouvette Y5. ΔL correspond au déplacement plastique entre le traits de trusquin.

IV.4 Discussion

IV.4.1 Effets d'échelle et d'orientation

Pour l'éprouvette T3, la déformation moyenne sur l'ensemble des grilles apparaît plus faible que la déformation macroscopique imposée. Ceci peut être interprété par le fait que les grilles analysées ne couvrent pas toute la surface de l'éprouvette. De plus, aux fortes déformations, certains carreaux de grille très déformés échappent à l'analyse, ce qui peut expliquer que les résultats soient inférieurs à la réalité.

L'origine de l'hétérogénéité de déformation est de deux types : d'une part, les hétérogénéités interphases, c'est-à-dire la différence de déformation entre ferrite et austénite, et d'autre part, les hétérogénéités inter-bicristaux, qui correspondent aux différences de comportement des bicristaux austénite-ferrite. Les hétérogénéités intraphases, c'est-à-dire de déformation au sein d'une même phase, échappent en grande partie à cette analyse car le pas de grille a été pris volontairement de l'ordre de grandeur de la taille de lattes. Seule une grille de pas beaucoup plus petit pourrait permettre de les caractériser. Il en est de même pour les hétérogénéités inter-phase : ce sont donc vraisemblablement les différences de déformation entre bicristaux qui constituent l'essentiel de l'écart-type déterminé en termes de déformation.

Cette éprouvette n'est malheureusement pas simulable, du fait du nombre trop important de bicristaux qui la constituent, et également parce que son épaisseur trop importante ne permet pas d'"étendre" la morphologie surfacique.

En ce qui concerne l'éprouvette Y6, c'est l'entaille 2 constituée du grain ferritique le moins bien orienté pour le clivage qui a rompu. En effet, pour un même niveau de contrainte, le bicristal de cette entaille se déforme beaucoup plus que le bicristal de l'autre entaille. En conséquence, le niveau de contraintes atteint n'est pas suffisant pour faire apparaître le clivage dans l'entaille 1. Cette description met en valeur un des aspects intéressants des essais de traction *in-situ* : on peut en effet "forcer" l'apparition de l'endommagement dans un bicristal qui, s'il restait plongé dans un poly-bicristal, s'endommagerait moins vite (voir pas du tout) du fait de son environnement.

On peut effectuer la même constatation pour la rupture de l'éprouvette de fissuration Y2 : le réentaillage ne s'est pas avéré suffisant pour localiser la déformation dans l'entaille choisie, et malgré la mauvaise orientation du grain ferritique de l'autre entaille (voir les orientations des fissures de clivage de la figure IV.30), il apparaît que c'est lui qui s'est endommagé.

Le réentaillage, excepté dans le cas de la Y5, n'a pas permis l'amorçage d'une fissure sur une entaille. La concentration de contraintes imposée par les entailles de 100 μm n'est donc peut-être pas suffisante, mais cela semble aussi indiquer qu'un critère de germination qui tiendrait compte uniquement de la contrainte n'est pas adapté. On peut en effet remarquer que l'endommagement apparaît au centre pour l'éprouvette Y4, et qu'il semble homogène pour l'éprouvette Y2.

Pour l'éprouvette Y4, on peut remarquer l'apparition précoce dès le début de la déformation d'une longue fissure de clivage dans la ferrite (voir figure IV.31), qui va se développer pour conduire à la ruine finale de l'entaille. La longueur importante de cette fissure (environ 100 μm) devient comparable à celle de la section minimale de l'éprouvette, ce qui peut conduire une rupture "prématurée" par rapport au cas où les fissures de clivage auraient eues sensiblement les mêmes dimensions (environ 40 μm). Les aspects probabilistes

ne sont donc malheureusement pas négligeables à cette échelle, et la dispersion des tailles de lattes locales de la ferrite peut conduire à une dispersion sur les ductilités notamment.

La nocivité des retassures peut également être étudiée grâce aux éprouvettes de fissuration. L'éprouvette Y4 possède en effet une petite retassure entièrement contenue dans une latte d'austénite, et qui n'a pas conduit (du moins en surface) à l'apparition d'une fissure de clivage dans la ferrite (figure IV.33).

En revanche, une retassure assez importante de l'éprouvette Y5 a donné lieu à l'amorçage d'une fissure, comme indiqué sur la figure IV.33. Cependant, cette fissure n'est apparue que pour une déformation plastique de $\Delta L = 130 \mu\text{m}$ entre les traits de trusquin. Qui plus est, elle est restée stable jusqu'à la coalescence, et c'est bien une fissure plus importante, amorcée à l'entaille de $100 \mu\text{m}$, qui a conduit à la rupture.

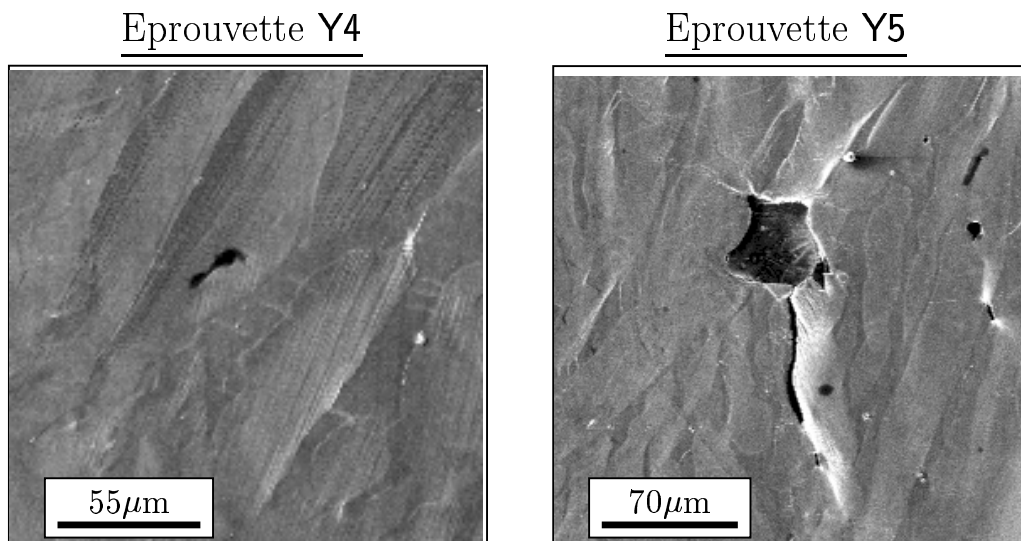


FIG. IV.33 – Retassures pour les éprouvettes Y4 et Y5. Pour la Y4, la retassure reste stable jusqu'à rupture. Pour la Y5, une fissure s'amorce à partir d'un allongement plastique de $\Delta L = 130 \mu\text{m}$ entre les traits de trusquin.

Enfin, et pour toutes les éprouvettes excepté la Y6 ayant rompu en cisaillement, on observe une disymétrie de l'apparition de l'endommagement : les fissures de clivage apparaissent souvent autour d'une entaille particulière alors que l'autre semble intacte. Il peut s'agir d'un effet cristallographique (proximité d'un autre bicristal, par exemple) ou plus simplement d'un aspect probabiliste.

En conclusion

- *Les analyses de grilles effectuées sur les éprouvettes “classiques” de traction in-situ permettent de quantifier les hétérogénéités de déformation entre les différents bicristaux,*
 - *Les essais de traction in-situ sur éprouvettes entaillées permettent de forcer l'apparition de l'endommagement dans un bicristal,*
 - *Les aspects probabilistes (longueur des fissures de clivage, présence d'un grand défaut comme une retassure) peuvent influencer les essais de traction.*
-

IV.4.2 Germination de l'endommagement

Les effets d'échelle présentés indiquent qu'il faut clairement séparer l'endommagement intervenant pour les éprouvettes multi-bicristalline de celui qui apparaît pour les éprouvettes entaillées, que l'on pourrait appeler mono-bicristalline.

Le principal objectif de cette étude étant de pouvoir expliquer et prévoir l'hétérogénéité des taux de germination des fissures de clivage dans une structure macroscopique, c'est-à-dire largement poly-bicristalline, nous devons nous attacher à caractériser plus particulièrement l'endommagement de l'éprouvette multicristalline T3, c'est-à-dire tenir compte des effets d'environnement des grains.

Cependant, les essais sur éprouvettes entaillées, du fait qu'ils correspondent à des tractions sur bicristal, vont pouvoir nous renseigner sur les taux de germination de l'endommagement individuels, et sur leur relation avec l'orientation et le comportement du bicristal.

Enfin, l'étude des phénomènes microplastiques à l'origine des fissures de clivage doit être menée afin de déterminer une loi de germination au niveau du bicristal qui soit réaliste.

a) Endommagement dans un multi-bicristal

Dans cette partie, seule l'éprouvette T3 sera étudiée. Les résultats montrent clairement que le grain ferritique le mieux orienté pour cliver (grain A) est celui qui s'endommage le plus vite. Cependant, le deuxième grain à s'endommager est le grain B, qui n'est pas le mieux orienté par rapport aux autres. Deux explications, peut-être complémentaires, peuvent être données :

- l'orientation de l'austénite dans cette zone concentre les contraintes dans la ferrite et donc conduit, malgré l'orientation de la ferrite, à un endommagement plus rapide. Cette explication a été déjà avancée par P. Joly [Joly et al., 1990].
- l'endommagement important du grain A "force" par effet d'environnement celui du grain B, assez proche.

Un critère de germination uniquement fondé sur l'orientation du grain ferritique, tel qu'il a été proposé par L. Mcirdi [Mcirdi, 2000], ne peut donc être totalement satisfaisant dans le cadre général. En effet, cet auteur a pu appliquer un tel critère dans le cadre d'un matériau très vieilli (3000 heures à 400°C), mais il s'agit vraisemblablement d'un cas limite autorisant une telle simplification.

L'influence de l'austénite sur la germination peut de même être remarquée sur les lieux d'apparition de l'endommagement. En effet, si l'on prend l'exemple du grain ferritique A, les premières fissures de clivage apparaissent aux joints de grains austénitiques doubles ou triples, comme nous l'avons vu au paragraphe II.1 pour la figure II.19. Cette remarque a été généralisée à l'ensemble des zones étudiées ainsi qu'aux éprouvettes de traction plates utilisées par P. Joly au cours de sa thèse. Le processus de germination démarre donc aux joints de grains austénitiques, pour se généraliser au volume du bicristal lorsque la déformation augmente. Les incompatibilités de déformation semblent donc jouer un rôle important dans le processus de germination, soit parce qu'elles contribuent localement à augmenter les contraintes dans la ferrite, soit parce qu'elles augmentent la déformation de la ferrite qui semble intervenir également dans le critère de germination.

Pour affiner la remarque précédente, une étude simple a été réalisée concernant les incompatibilités de déformation entre les deux phases [Bugat et al., 2000]. Nous avons considéré localement le système dense commun entre la ferrite et l'austénite au sens des relations KS. En général, il s'avère que deux systèmes denses sont assez proches (c'est-à-dire avec un angle de paire axe/angle minimale inférieur à 5°). On peut alors calculer le facteur de Schmid de ces deux systèmes par rapport à la direction de traction et observer s'il est maximal, signe qu'il peut être activé ou non lors de la sollicitation. Si ce système est activé, il est vraisemblable que les incompatibilités de déformation entre les deux phases seront faibles, ce qui contribuera certainement à baisser les contraintes dans la phase ferritique et donc à retarder la germination de l'endommagement. Cette étude a montré que les facteurs de Schmid des systèmes communs (FSC), lorsqu'ils étaient maximaux (supérieurs à 0.4), correspondaient à des zones non-endommagées dans lesquelles le glissement semble simple dans chaque phase (voir figure IV.34). Pour les zones endommagées, le FSC est inférieur à 0.3, mais elles ne correspondent pas forcément aux bicristaux où le FSC est minimal. Ce critère n'est donc pas entièrement satisfaisant. De plus, la notion de facteur de Schmid n'est pas un critère réaliste d'activation de systèmes dans un polycristal, du fait de la multiaxialité des contraintes s'exerçant sur un grain. C'est encore plus vrai dans le cas d'un poly-bicristal où l'état de contraintes est encore plus complexe. Néanmoins, on peut affirmer que les bicristaux pour lesquels ce système commun est activé (du moins dans l'austénite) ne seront pas endommagés.

Les remarques précédentes soulèvent donc la complexité de la germination de l'endommagement. Aucun critère simple ne pouvant être retenu pour sélectionner les bicristaux qui vont s'endommager, on ne peut faire l'économie d'utiliser le modèle micromécanique de comportement pour estimer les contraintes et les déformations dans chaque phase en fonction de leurs orientations respectives et du chargement.

b) Endommagement dans un bicristal

Les éprouvettes T2, Y4 et Y5 s'endommagent dès le début de l'apparition du glissement dans la ferrite. Cette observation avait par ailleurs conduit P. Joly [Joly, 1992] à déduire qu'aucun seuil en termes de déformation macroscopique n'existait pour l'apparition du clivage. Un seuil existe pourtant : il ne peut y avoir clivage sans déformation plastique dans la phase concernée [François et al., 1993], mais bien entendu ce seuil est négligeable devant les déformations plastiques lors d'un essai de traction. L'utilisation d'un modèle micromécanique permet cependant d'en tenir compte.

P. Joly a par ailleurs effectué des mesures de taux de germination locaux, et a interpolé les points par une droite, supposant que le taux de germination de fissures de clivage est une fonction à peu près linéaire de la déformation plastique macroscopique. Cependant, nous avons pu constater lors des essais *in-situ* que le taux de germination augmentait avec la déformation plastique : le nombre de fissures de clivage en début de déformation croît lentement, alors qu'il s'accélère considérablement lorsque l'on se rapproche de la rupture. De plus, les mesures effectuées par P. Joly confirment également qu'une loi puissance par rapport à la déformation plastique semble mieux adaptée pour la description des taux de germination.

Les examens réalisés aux différents incréments de déformation des éprouvettes T2, Y2, Y4 et Y5 (figures IV.22, IV.30, IV.31 et IV.32) montrent de plus que les fissures croissent peu

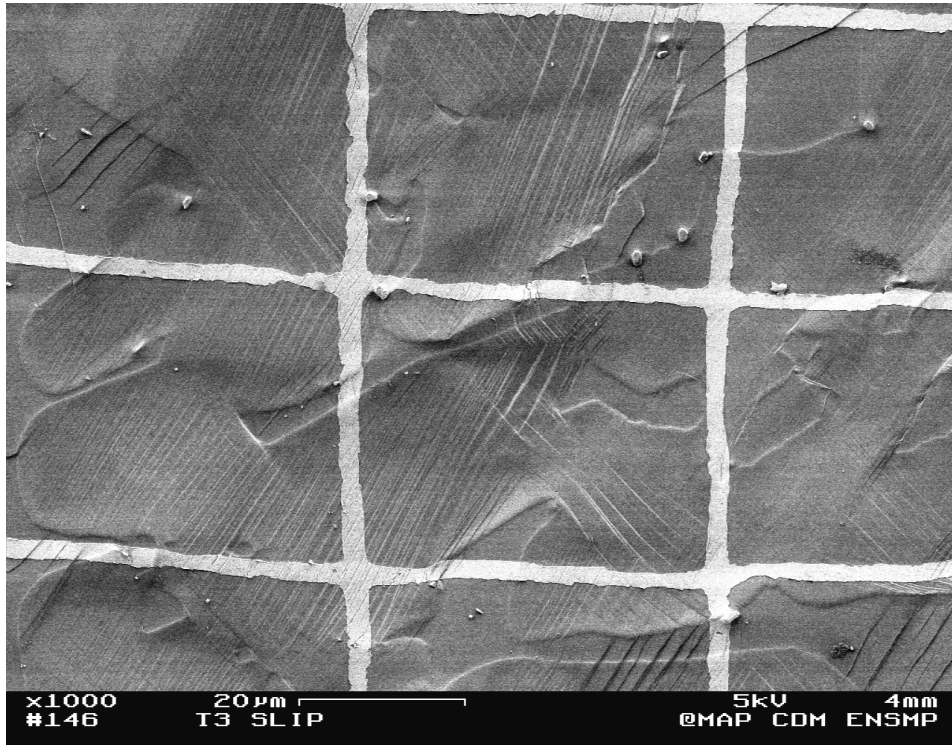


FIG. IV.34 – Zone de l'éprouvette T3 où le FSC est important (supérieur à 0.4) et où le système dense commun est activé dans l'austénite. Cette zone n'est alors pas endommagée.

en diamètre avec la déformation, car elles sont “bloquées” par les lattes d’austénite. Leur hauteur évolue également peu, excepté au moment de la coalescence où ces deux paramètres s’accroissent rapidement.

La coalescence est un phénomène très rapide et qui conduit brutalement à la rupture des éprouvettes testées. Elle se caractérise comme nous l’avons vu par une croissance rapide des taux de germination et des dimensions des fissures de clivage (hauteur et diamètre apparent). La croissance des fissures de clivage à cet instant est bien corrélée à la localisation de la déformation plastique dans les ligaments d’austénite (zone des lattes d’austénite séparant les fissures de clivage).

Concernant les lieux d’apparition de l’endommagement, on peut constater que les zones où les concentrations de contraintes sont maximales ne correspondent pas forcément à celles qui s’endommagent en premier, même lorsqu’un unique bicristal constitue l’entaille. Ceci confirme donc l’influence relative de la contrainte pour la germination de l’endommagement. Mais réciproquement, les zones les plus déformées ne sont pas non plus celles qui s’endommagent en premier. La micrographie de la figure IV.35 montre en effet que la zone centrale de l’éprouvette, où se concentre la déformation, est peu endommagée.

c) Observations sur l’apparition de l’endommagement

Afin de préciser les phénomènes microplastiques qui sont à l’origine de l’apparition du clivage dans la ferrite, une série de micrographies à fort grandissement ont été effectuées autour des fissures de clivage de l’ensemble des éprouvettes testées en traction *in-situ*. Seules seront ici présentées les micrographies au microscope électronique à balayage effectuées sur les éprouvettes T2, Y6 et T3.

En effet, le clivage ne peut intervenir que via des empilements de dislocations conduisant localement à la rupture d’un plan de clivage, puis à la propagation de la microfissure ainsi formée [François et al., 1993]. L’indentification des interactions possibles conduisant à de tels empilements doit donc être effectuée, car elle seule permettra de révéler les paramètres pertinents pour la germination de l’endommagement.

De façon générale, toutes les zones où sont apparues des fissures de clivage sont des zones où *la ferrite est en glissement au moins double*. Et seule l’éprouvette Y6 fait exception à cette règle, car ce sont des fissures de cisaillement qui ont conduit à sa rupture.

L’observation de l’environnement immédiat des fissures de clivage a permis de montrer que, *de façon très générale*, deux modes de déformation de la ferrite interagissaient précisément à l’endroit de cette fissure. On compte ainsi trois types d’interaction :

- interaction bande de glissement / bande de glissement (voir figure IV.36).
- interaction bande de glissement / macle (voir figure IV.37).
- interaction macle / macle (voir figure IV.38).

Dans la majorité des cas, plusieurs types d’interaction se croisent sur les fissures, comme le montre par exemple les clichés des figures IV.39 et IV.40.

Lorsque les bandes de glissement ou les macles “traversent” la fissure de clivage, on peut être assuré qu’elles préexistaient avant la formation de la fissure. De même, la présence d’une macle préexistante à une fissure de clivage peut être attestée par la languette que cette dernière forme lorsque la fissure de clivage se propage. P. Joly [Joly, 1992] avait déjà observé de telles languettes, qui correspondent à la propagation de la fissure de clivage sur le plan $\{100\}$ du réseau maclé.

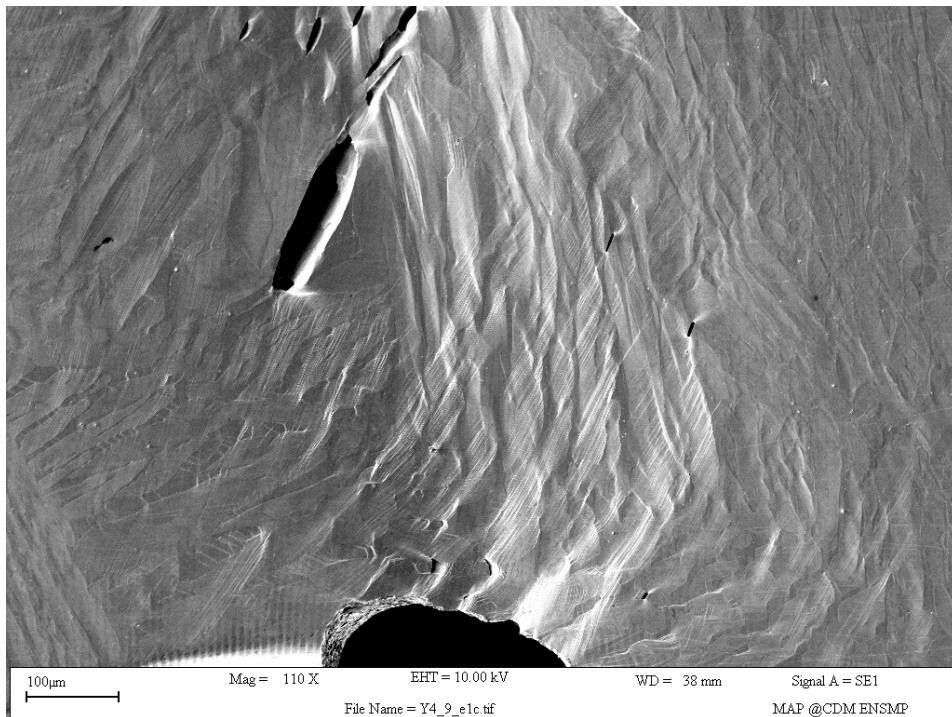


FIG. IV.35 – Zone de déformation maximale pour l'éprouvette Y4. L'endommagement y est minoritaire.

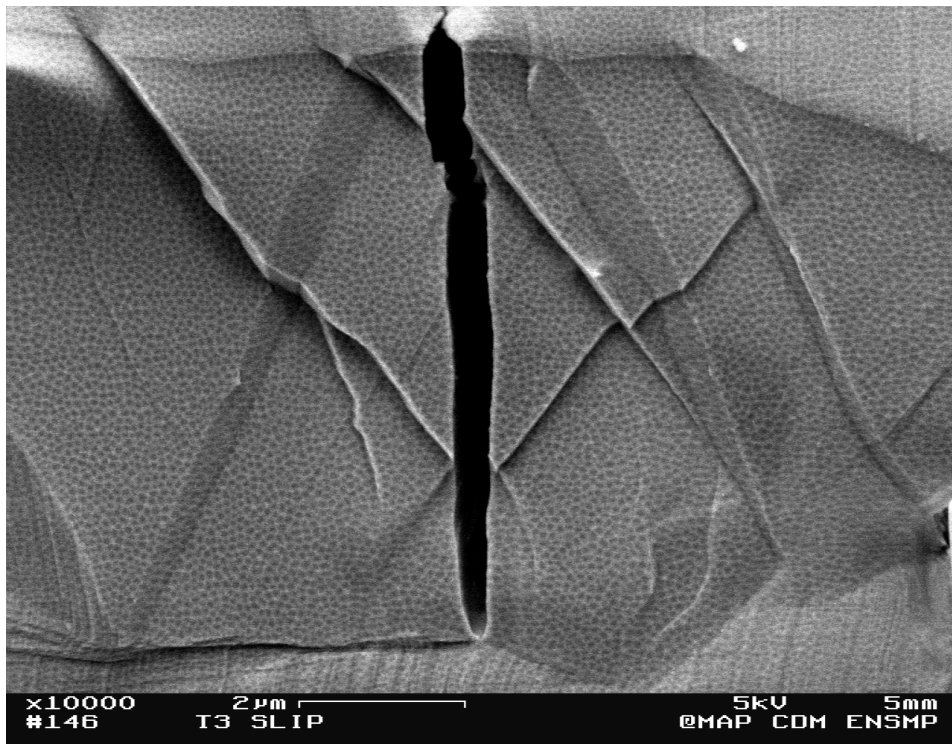


FIG. IV.36 – Intersection entre deux bandes de glissement sur une fissure de clivage (éprouvette T3).

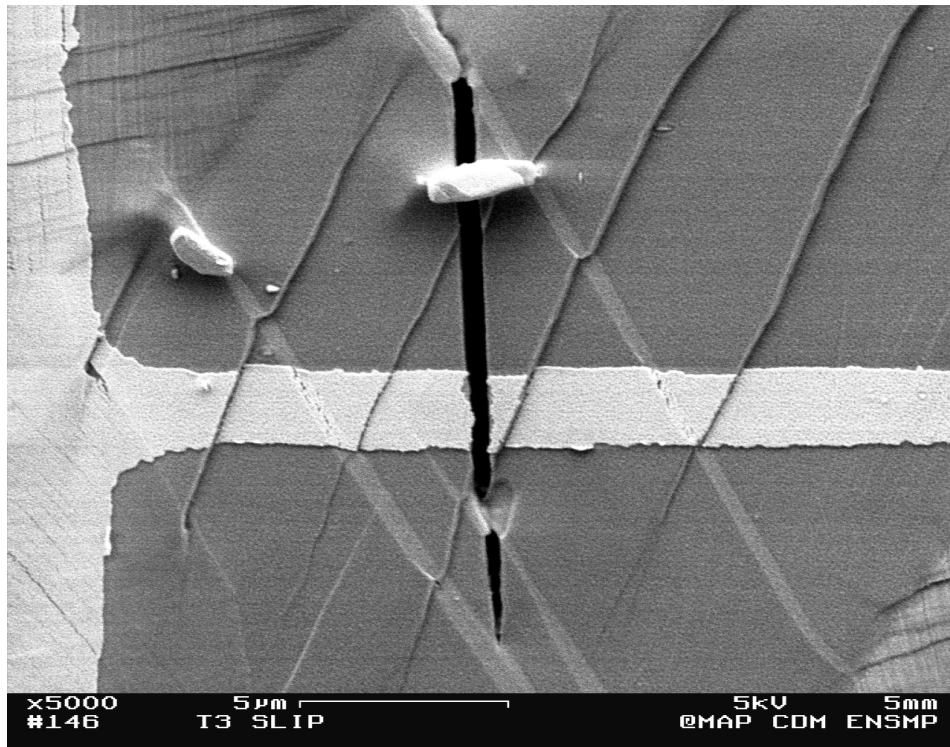


FIG. IV.37 – Intersection entre une bande de glissement et une macle sur une fissure de clivage (éprouvette T3). On remarquera la languette formée par la macle.

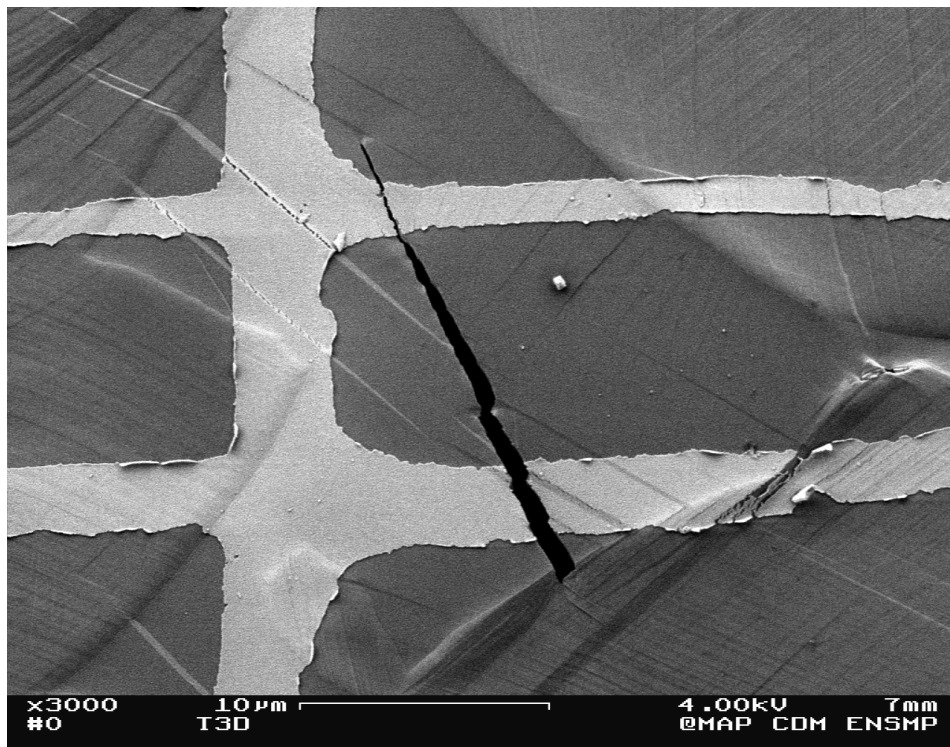


FIG. IV.38 – Intersection de deux macles sur une fissure de clivage (éprouvette T3). On notera que la fissure a été stoppée à une extrémité par une macle.

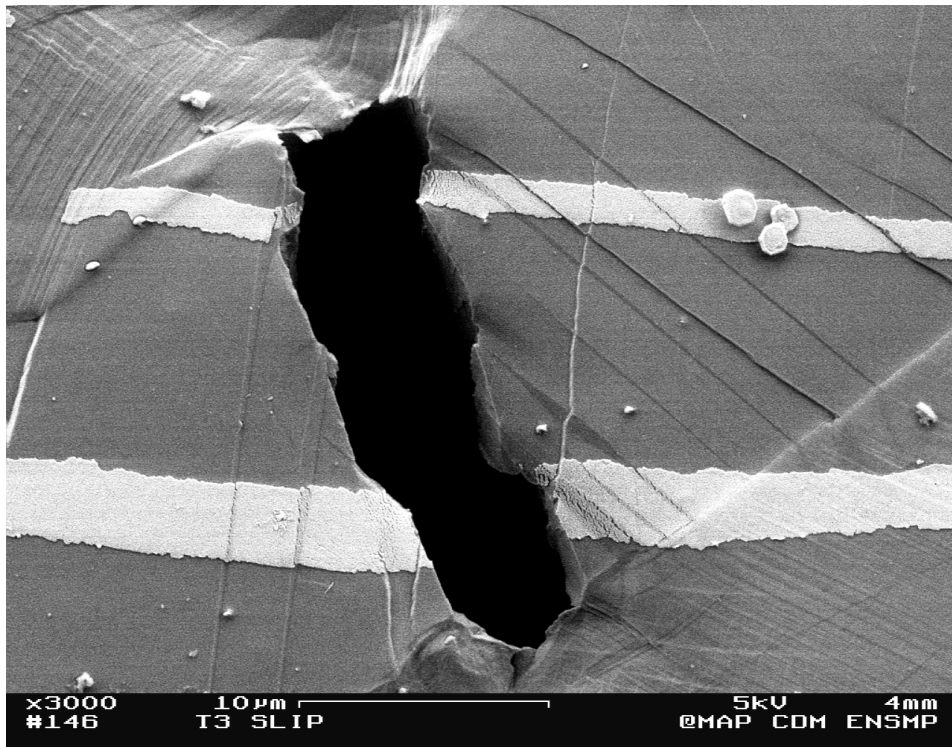


FIG. IV.39 – Fissure de clivage coupant plusieurs interactions entre modes de déformation (éprouvette T3).

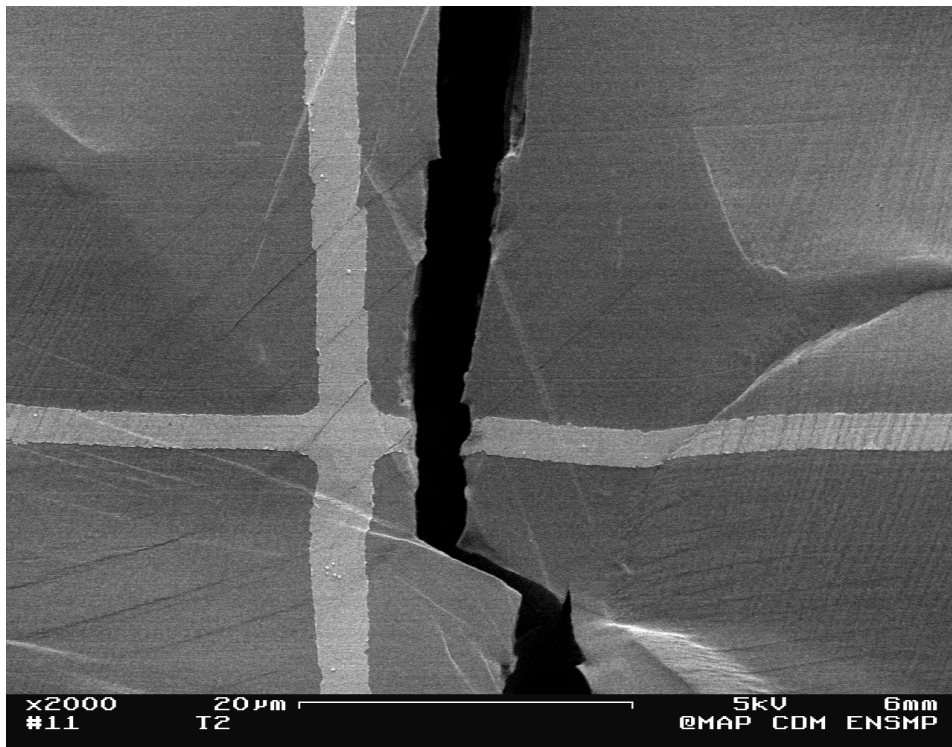


FIG. IV.40 – Fissure de clivage coupant plusieurs interactions entre modes de déformation (éprouvette T2).

On peut également observer la bifurcation de fissures de clivage, comme le présente le cliché de la figure IV.41, même si ce phénomène reste rare. Deux explications peuvent être avancées pour ce type de comportement : soit une fissure de cisaillement a fini par provoquer une concentration de contraintes suffisante pour se transformer en fissure de clivage, soit la fissure de clivage a terminé sa propagation par un cisaillement intense le long d'une bande de glissement de la ferrite.

Il faut également noter que, si la fissure ne se trouve pas systématiquement sur une intersection de deux modes de déformation, il est vraisemblable que cette intersection ne soit en réalité pas visible en surface.

Des fissures de cisaillement ont également été observées à la surface de l'éprouvette Y6, comme nous l'avons déjà vu, mais également pour l'éprouvette T2. Elles restent cependant, dans ce dernier cas, minoritaires par rapport aux fissures de clivage. La formation de telles fissures a pu être étudiée : de petits décollements se forment sur la bande de glissement (cf. figure IV.42), et finissent par "coalescer" pour former une fissure de cisaillement. Le cliché de la figure IV.43 présente ainsi une série de bandes de glissement s'étant décollées pour former des fissures de cisaillement.

En conclusion

- *Au sein d'un bicristal, l'orientation de la phase ferritique par rapport à la direction de traction, mais aussi l'orientation de la phase austénitique, vont conditionner l'apparition du clivage dans un multi-bicristal,*
 - *L'endommagement apparaît préférentiellement dans les zones où les incompatibilités de déformation sont importantes, en particulier les joints doubles ou triples de grains austénitiques,*
 - *La germination des fissures de clivage est un phénomène continu dès le début de la déformation plastique de la ferrite, et qui a tendance à s'accélérer avec cette déformation,*
 - *Les dimensions des fissures de clivage sont stables jusqu'à la coalescence,*
 - *Les fissures de clivage semblent apparaître aux intersections entre modes de déformation de la ferrite (glissement ou maclage).*
-

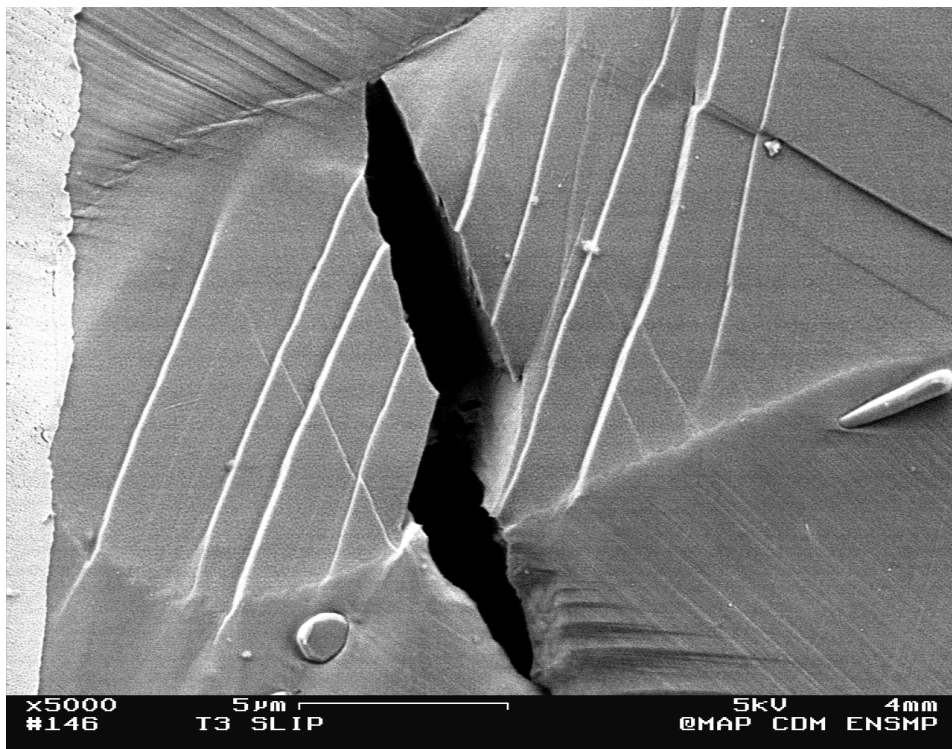


FIG. IV.41 – *Bifurcation d'une fissure de clivage sur une bande de glissement de la ferrite (éprouvette T3).*

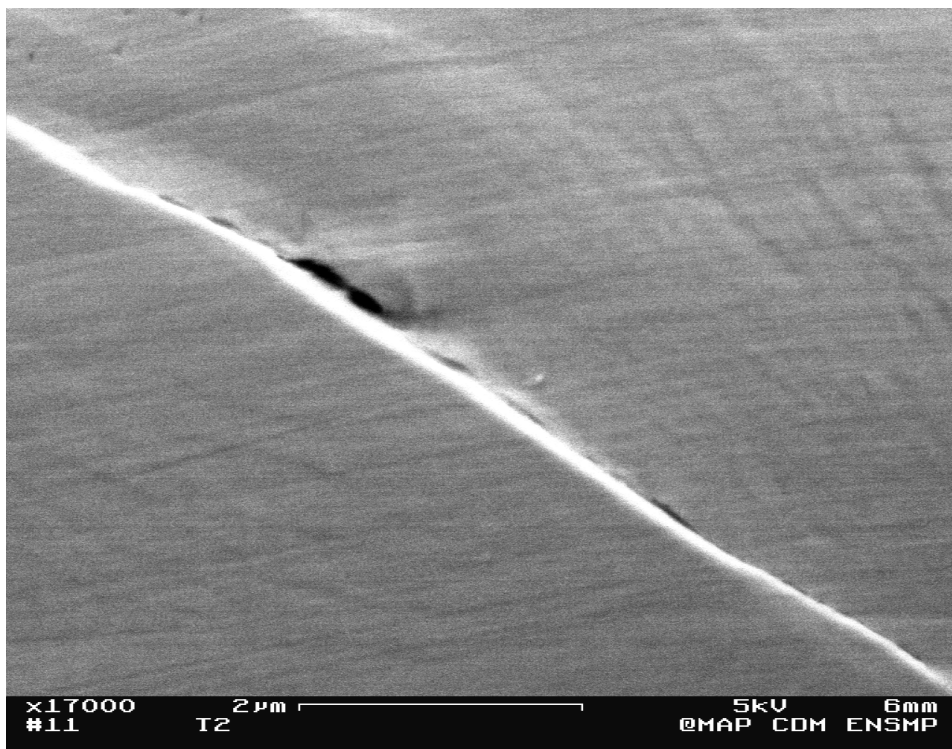


FIG. IV.42 – *Formation d'une fissure de cisaillement le long d'une bande de glissement (éprouvette T2).*

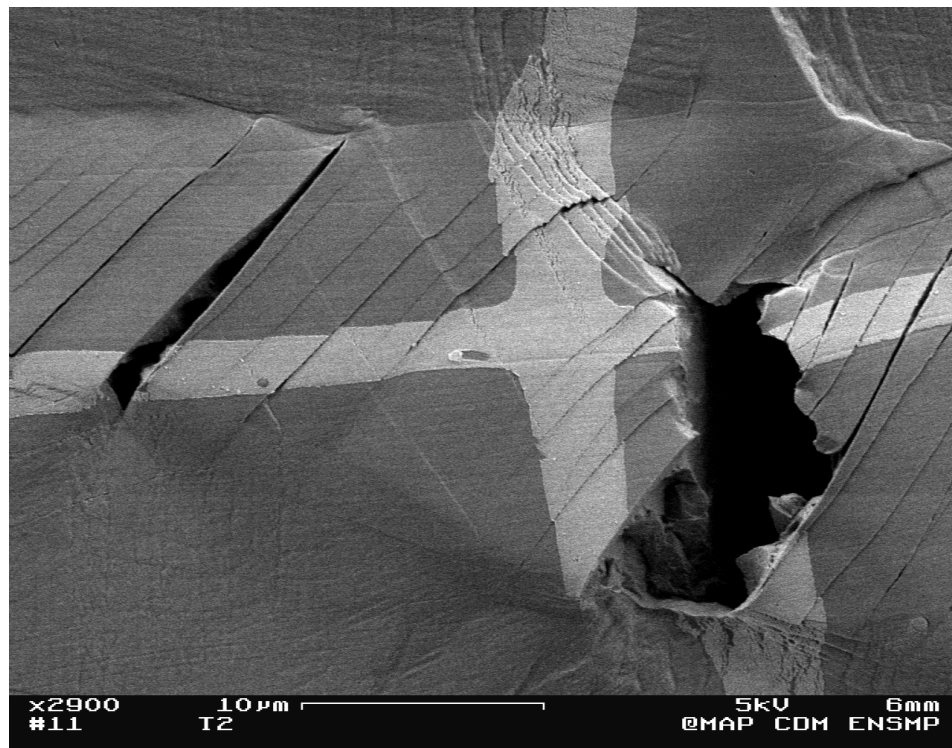


FIG. IV.43 – Série de bandes de glissement décollées pour former des fissures de cisaillement (éprouvette T2).

Bibliographie

- ALLAIS L., BORNERT M., BRETHERAU T., ET CALDEMAISON D. (1994). *Experimental characterization of the local strain field in a heterogeneous elastoplastic material*. Acta metall. mater., vol. 42 n° 11, pp 3865–3880.
- BUGAT S., BESSON J., GOURGUES A.-F., N'GUYEN F., ET PINEAU A. (2000). *Microstructure and Damage initiation in duplex stainless steels*. Material Science and Engineering A, vol. to be published.
- FRANÇOIS D., PINEAU A., ET ZAOUÏ A. (1993). *viscoplasticité, endommagement, mécanique de la rupture, mécanique du contact*. Hermès.
- JOLY P. (1992). *Etude de la rupture d'aciers inoxydables fragilisés par vieillissement à 400° C*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- JOLY P., COZAR R., ET PINEAU A. (1990). *Effect of crystallographic orientation of austenite on the formation of cleavage cracks in ferrite in an aged duplex stainless steel*. Scr. Metall. Mater., vol. 24, pp 2235–2240.
- MCIRDI L. (2000). *Comportement et endommagement sous sollicitation mécanique d'un acier austéno-ferritique moulé vieilli*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers.

Chapitre -V-

Modélisation de la germination et du comportement endommagé

Sommaire

V.1	Modélisation de la germination	174
V.1.1	Origine du clivage dans la ferrite	174
V.1.2	Proposition de modèle de germination	177
V.1.3	Calage et mise en œuvre du modèle de germination	187
V.1.4	Applications du modèle de germination	191
V.2	Modèle de couplage comportement-endommagement	201
V.2.1	Cadre du modèle	201
V.2.2	Définition du tenseur de dommage	203
V.2.3	Autre définition du dommage	205
V.2.4	Cas du multiclivage	206
V.2.5	Mise en œuvre numérique	206
V.3	Coalescence et Rupture	208
V.3.1	Adaptation du modèle de Thomason	208
V.3.2	Application au cas du Y4331	210
V.3.3	Prise en compte numérique de la coalescence	211
V.4	Applications du modèle	214
V.4.1	Traction / Compression du Y4331	214
V.4.2	Simulation des éprouvettes <i>in-situ</i>	215
	Bibliographie	223

Les essais micromécaniques présentés au chapitre précédent confirment les modes d'endommagement et de rupture des aciers austéno-ferritiques vieillis, déjà caractérisés par le passé [Duval, 1992, Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998]. Cependant, les origines du clivage dans la phase ferritique vieillie, jusqu'ici mal connus, ont été mieux cernées.

Nous nous proposons donc dans un premier temps de construire un modèle de germination du clivage, basé sur ces observations. Les avantages de ce modèle seront bien soulignés, car il possède un caractère relativement prédictif et montre quels sont les paramètres influents sur les taux de germination.

Un modèle de couplage sera par la suite développé. Il fera appel au modèle de germination, et possédera l'avantage de traiter l'aspect anisotrope de l'endommagement. Nous préciserons également ses avantages par rapport aux modèles existants, tout en cernant bien les approximations qui ont été effectuées afin de parvenir à ce modèle somme toute assez simple.

Une troisième partie sera consacrée à l'étude de la coalescence, qui utilisera les résultats des essais micromécaniques. Ces derniers ont en effet montré que la croissance des fissures est un phénomène négligeable devant la germination. Le modèle proposé tachera de donner quelques clés pour une modélisation future plus avancée dans ce domaine.

Enfin, dans la dernière partie, le modèle de couplage sera mis en œuvre numériquement. Ceci permettra de simuler les éprouvettes de traction *in-situ* et de valider certains paramètres de germination et de rupture. Des études paramétriques seront également effectuées avec ce modèle, afin de cerner ses avantages et ses limites.

Notations utilisées dans ce chapitre :

σ_c	contrainte théorique de clivage
σ_n	contrainte normale au plan de clivage $\underline{\mathbf{n}}$
γ_s	énergie de surface d'une fissure de clivage
$\underline{\mathbf{b}}, b$	vecteur de Burgers et norme de ce vecteur
n	nombre de dislocations ayant réagi
a	paramètre de maille du réseau de la ferrite
L_G	longueur de Griffiths
Λ	distance moyenne entre les bandes de glissement dans la ferrite
γ	glissement moyen du système considéré
n_{ij}	nombre de dislocations ayant pu se combiner pour former des super-dislocations
γ_{ij}	glissement cumulé minimal des systèmes i et j
ω_{ij}	énergie volumique de l'interaction des systèmes i et j
\bar{d}	diamètre moyen des fissures de clivage dans la ferrite
d_δ	largeur moyenne de lattes de ferrite
f_δ	fraction surfacique ou volumique de ferrite
$\eta_s(\omega_{ij})$	densité surfacique de fissures associée à l'interaction des systèmes (i,j)
$\eta(\omega_{ij})$	densité volumique de fissures associée à l'interaction des systèmes (i,j)
ρ_n	densité effective de fissures de clivage associée au plan de clivage $\underline{\mathbf{n}}$
\mathcal{D}_n	ensemble des interactions (i,j) associées au plan de clivage $\underline{\mathbf{n}}$

$\underline{\underline{\Sigma}}^*$	tenseur des contraintes du matériau sain à la déformation $\underline{\underline{\mathbf{E}}}$
$\underline{\underline{\Sigma}}$	tenseur des contraintes du matériau endommagé à la déformation $\underline{\underline{\mathbf{E}}}$
$\underline{\underline{\mathbf{D}}}$	tenseur de dommage

E_c^p	déformation plastique à coalescence
ρ_c	densité effective de fissures à coalescence (ou densité critique)

V.1 Modélisation de la germination

Afin de définir un taux de germination réaliste relatif à un bicristal donné, nous nous proposons de rappeler tout d'abord les critères classiques d'apparition du clivage dans les polycristaux. Nous préciserons ensuite, au vu des observations microscopiques, quel critère semble le mieux adapté au cas de la ferrite des aciers austéno-ferritiques vieillies.

L'adaptation d'un tel critère aux modes de déformation de la ferrite, ainsi que l'introduction des aspects probabilistes inhérents à la rupture fragile, fera l'objet de la seconde partie du travail. Les aspects prédictifs du modèle de germination seront détaillés, et ses limites seront précisées.

V.1.1 Origine du clivage dans la ferrite

a) Rappels bibliographiques sur le clivage

Nous avons rappelé que les cubiques centrés sont susceptibles de cliver selon les trois plans de la famille $\{100\}$. Une évaluation théorique de la contrainte nécessaire pour rompre les liaisons atomiques de ce plan (contrainte dite de clivage) peut être trouvée dans le livre de Friedel [Friedel, 1964]: $\sigma_c \simeq \mu/5$. De même, l'énergie de surface de la fissure ainsi créée vaut approximativement $\gamma_s \simeq \mu b/10$. b désigne ici le vecteur de Burgers des dislocations coins, soit $b = a\sqrt{3}/2$, a étant le paramètre de maille du réseau. Pour un acier ferritique, on a typiquement : $a \simeq 2.88 \text{ \AA}$, $b \simeq 2.49 \text{ \AA}$, $\sigma_c \simeq 15 \text{ GPa}$, et $\gamma_s \simeq 2 \text{ J/m}^2$.

La valeur de la contrainte de clivage est très élevée, ce qui indique que, comme la ferrite semble cliver pour des contraintes plus de dix fois moindres, il existe localement des concentrations de contraintes. Les différents mécanismes de concentration seront évoqués ultérieurement. Il convient cependant de s'interroger sur la stabilité de la fissure créée. Lorsque, localement, la contrainte de clivage est atteinte, la fissure se développera par elle-même en récupérant l'énergie élastique libérée si sa longueur excède la longueur dite de Griffith [Friedel, 1964]:

$$L_G = \frac{2\gamma_s\mu}{\alpha(1-\nu)\sigma_n^2} \quad (5.1)$$

σ_n la contrainte normale à la fissure (mode I) et α un coefficient proche de 1. En prenant $\sigma_n \simeq 700 \text{ MPa}$, la longueur de Griffith vaut pour la ferrite : $L_G \simeq 3300 b \simeq 1 \text{ }\mu\text{m}$.

Les mécanismes connus de concentration des contraintes pouvant conduire au clivage ont toujours pour origine un empilement de dislocations sur un obstacle, conduisant au dépassement de la contrainte de clivage sur une certaine longueur. Par ailleurs, un tel empilement ne peut arriver que si la déformation de la phase considérée est *localisée* sur des bandes de glissement.

Parmi les différents modèles, il convient de distinguer ceux qui tiennent compte également de la propagation de la fissure, c'est-à-dire de la stabilité de la fissure créée. Les différents obstacles "classiques" sont les suivants :

- les joints de grains (modèle de Stroh, [Stroh, 1957]), dans le cas où le glissement est localisé,
- l'autoblocage de deux systèmes de glissement (modèle de Cottrell, [Cottrell, 1958]), formant une dislocation de Burgers normal à un plan de clivage,

- les précipités.

Le critère de Stroh considère une bande de glissement provoquant un empilement de dislocations à un joint de grain. Dans une certaine zone autour de l'empilement, le champ de contraintes peut devenir alors supérieur à la valeur de la contrainte critique de clivage (voir figure V.1). Lorsque la taille de cette zone devient supérieure à la longueur de Griffith, on peut estimer que la microfissure formée peut se propager dans tout le grain sans apport supplémentaire d'énergie. Notons que le plan de clivage concerné peut se trouver dans le même grain que la bande de glissement, ou dans le grain voisin.

Le mécanisme de Cottrell considère lui l'intersection de deux bandes de glissements non-coplanaires, comme indiqué sur la figure V.2. La réaction entre les dislocations issues de ces deux bandes de glissement peut s'écrire, en termes de vecteurs de Burgers :

$$\frac{a}{2} [1\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [111] \longrightarrow a [100] \quad (5.2)$$

L'équation 5.2 est favorisée du point de vue énergétique car la norme au carré du vecteur de Burgers de la super-dislocation formée est inférieure à la somme des carrés des normes des dislocations mises en jeu. Le vecteur de Burgers de la super-dislocation correspond de plus à la direction d'une normale à un plan de clivage ([100] ici).

La super-dislocation formée est sessile. Lors du glissement continu des deux bandes, il y a donc accumulation de super-dislocations qui forment une paroi comme indiqué sur la figure V.2. Cette paroi crée un embryon de cavité qui concentre les contraintes sur le plan de clivage.

Cottrell a alors effectué un bilan énergétique d'avancée de fissure. Lorsque l'énergie passe par son maximum, la fissure se propage librement. On peut alors déterminer le nombre de super-dislocations correspondant, et Cottrell propose la formule :

$$\sigma_n n a = 2 \gamma_s \quad (5.3)$$

Enfin, dans le cas où les dislocations s'empilent sur un précipité, le mécanisme est en fait le même que celui de Stroh, décrit précédemment.

b) Cas de la ferrite des austéno-ferritiques vieillis

Nous nous attachons maintenant à déterminer, parmi les mécanismes de clivage vus précédemment, ceux qui semblent intervenir dans le processus de germination des fissures de clivage dans les aciers austéno-ferritiques vieillis.

Un mécanisme de type Stroh est peu plausible, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, le glissement étant homogène dans l'austénite, le nombre de dislocations s'empilant à l'interface avec la ferrite sera beaucoup plus faible que si la déformation était localisée. De plus, les champs de contraintes créés par les empilements de dislocations des plans de glissements successifs de l'austénite auront tendance à se compenser mutuellement, abaissant ainsi considérablement les contraintes locales. Enfin, lorsque le glissement est simple dans la phase austénitique, nous avons vu que l'endommagement apparaissait sous la forme de fissures de cisaillement plutôt que de clivage.

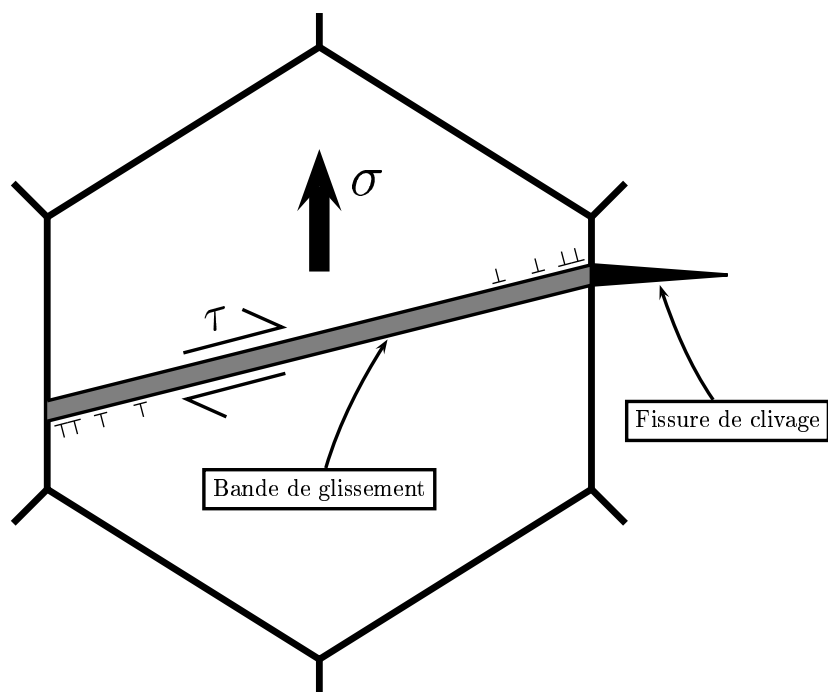


FIG. V.1 – Principe du mécanisme de Stroh pour le clivage : empilement de dislocations sur un joint de grain.

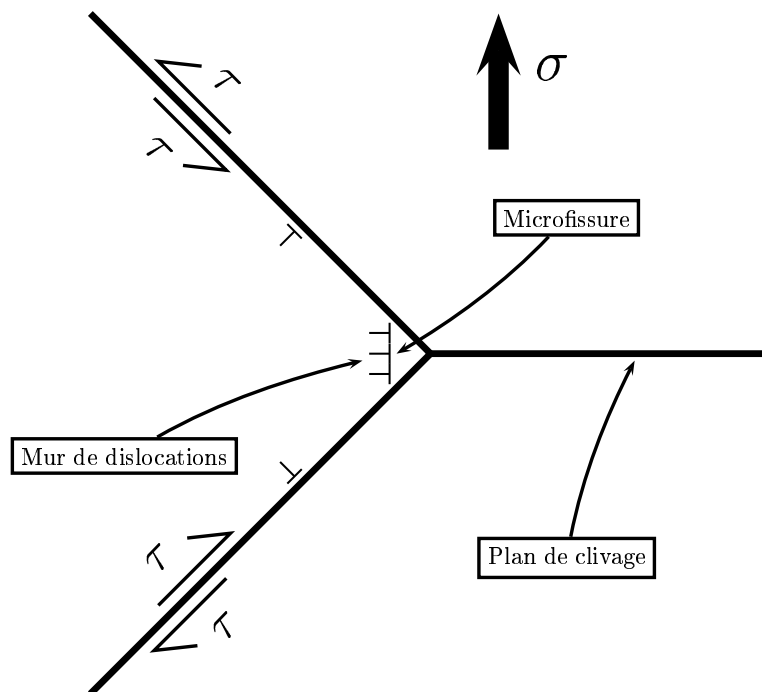


FIG. V.2 – Principe du mécanisme de Cottrell pour le clivage : intersection de deux bandes de glissement non-coplanaires conduisant à la formation de super-dislocations, embryons de fissure de clivage.

De même, on pourrait considérer que les bandes de glissement dans la ferrite pourraient provoquer des empilements de dislocations à l'interface avec l'austénite. En réalité, la phase austénitique étant nettement plus "molle" que la ferrite, elle accommode très bien la déformation imposée par cette dernière. Le cliché de la figure V.3 révèle que l'austénite peut se déformer aisément à l'intersection avec une bande de glissement de la ferrite, sans provoquer de clivage. La longueur de la marche, mesurée sur la micrographie, est d'environ $0.7 \mu\text{m}$, ce qui correspond environ à l'émergence de 2800 dislocations.

Le critère de Stroh pourrait être également appliqué pour des bandes de glissement venant heurter un précipité. Ces précipités pourraient correspondre à la phase α' formée lors du vieillissement de la ferrite, mais celle-ci est trop cohérente pour pouvoir bloquer les dislocations. Quant aux précipités de phase G, B. Verhaeghe [Verhaeghe et al., 1997] a montré qu'ils étaient contournés par les dislocations selon un processus d'Orowan. Enfin, les autres populations de précipités de taille micronique sont trop peu importantes pour pouvoir jouer un rôle dans la germination du clivage.

Un mécanisme semblable à celui de Cottrell est en revanche plus vraisemblable, car les micrographies ont montré que les fissures de clivage se trouvaient en général sur une intersection entre deux modes de déformation de la ferrite (macle ou bande de glissement). Cependant, les systèmes de glissement considérés par Cottrell étaient les $\{110\}$ - $\langle 111 \rangle$ alors que ceux de la ferrite vieillie sont les $\{112\}$ - $\langle 111 \rangle$, correspondants au mouvement des dislocations vis. De plus, les interactions entre macles et bande de glissement ou macles et macles ne sont pas prévues par le modèle de Cottrell. Il est donc nécessaire de l'adapter.

En ce qui concerne les interactions entre macles et bandes de glissement, ou macles et macles, elles peuvent se ramener aux interactions entre bandes de glissement. En effet, les travaux de Sleswyck [Sleswyck, 1963] et de Mahajan [Mahajan, 1975] ont permis de définir les relations entre glissement et maclage, en introduisant la notion de dislocations de maclage : trois dislocations de maclage sont équivalentes à une dislocation de glissement, au niveau des vecteurs de Burgers :

$$3 \times \frac{a}{6} [111] \iff \frac{a}{2} [111] \quad (5.4)$$

Ceci a permis d'interpréter la croissance des macles ainsi que leurs interactions avec les bandes de glissement.

De plus, les plans de maclage correspondent aux plans de glissement $\{112\}$: les interactions entre modes de déformation peuvent donc se ramener aux interactions entre bandes de glissement.

V.1.2 Proposition de modèle de germination

En se fondant sur les observations précédentes, le modèle de Cottrell peut être modifié afin de tenir compte du caractère spécial des dislocations mises en jeu. Mais ce type de critère étant déterministe, il conviendra par la suite d'introduire l'aspect probabiliste qui seul nous permettra d'en déduire les taux de germination dans les bicristaux.

a) Critère de rupture d'une intersection

On considère une intersection entre deux bandes de glissement de type $\{112\}$ - $\langle 111 \rangle$, non coplanaires, comme indiqué sur la figure V.4. Leurs vecteurs de Burgers sont susceptibles

de réagir selon l'équation 5.2 de Cottrell pour former une super-dislocation, de Burgers normal à un plan de clivage. Cependant, contrairement au modèle de Cottrell, *la ligne de la super-dislocation formée ne se trouve pas obligatoirement dans le plan de clivage*, et cette super-dislocation possède un caractère mixte vis-coin. Nous désignerons par θ l'angle entre la ligne de la super-dislocation formée et le plan de clivage, dont la normale correspond aussi au Burgers de la super-dislocation.

Pour calculer le vecteur ligne de la super-dislocation, il suffit d'effectuer le produit vectoriel des deux normales aux plans de glissement. On obtient alors trois valeurs de θ possibles, dont les cosinus valent $\sqrt{2/11}$ ($\simeq 0.426$), $\sqrt{26/35}$ ($\simeq 0.862$) et 1. Il existe donc des cas où la ligne de dislocation formée se trouve dans le plan de clivage. Le tableau V.1 indique, pour chaque couple de systèmes considéré, le plan de clivage associé ainsi que le cosinus de l'angle entre la ligne et le plan de clivage. Les notations des systèmes de glissement de la ferrite ont été présentées au tableau II.9.

(100)			(010)			(001)		
Syst. 1	Syst. 2	cos θ	Syst. 1	Syst. 2	cos θ	Syst. 1	Syst. 2	cos θ
Am1	Bm4	1	Am1	Cm3	0.426	Am1	Dm2	0.426
Am1	Bm5	0.862	Am1	Cm7	1	Am1	Dm9	0.862
Am1	Bm6	0.862	Am1	Cm11	0.862	Am1	Dm10	1
Am8	Bm4	0.862	Am8	Cm3	0.862	Am8	Dm2	1
Am8	Bm5	1	Am8	Cm7	0.862	Am8	Dm9	0.862
Am8	Bm6	0.426	Am8	Cm11	1	Am8	Dm10	0.462
Am12	Bm4	0.862	Am12	Cm3	1	Am12	Dm2	0.862
Am12	Bm5	0.426	Am12	Cm7	0.426	Am12	Dm9	1
Am12	Bm6	1	Am12	Cm11	0.862	Am12	Dm10	0.862
Bm4	Cm3	0.862	Bm4	Dm2	0.862	Bm5	Cm3	0.862
Bm4	Cm7	1	Bm4	Dm9	0.426	Bm5	Cm7	0.426
Bm4	Cm11	0.426	Bm4	Dm10	1	Bm5	Cm11	1
Cm3	Dm2	0.426	Bm5	Dm2	1	Bm6	Cm3	1
Cm3	Dm9	1	Bm5	Dm9	0.862	Bm6	Cm7	0.862
Cm3	Dm10	0.862	Bm5	Dm10	0.862	Bm6	Cm11	0.862
Cm7	Dm2	0.862	Bm6	Dm2	0.862	Cm11	Dm2	1
Cm7	Dm9	0.862	Bm6	Dm9	1	Cm11	Dm9	0.426
Cm7	Dm10	1	Bm6	Dm10	0.426	Cm11	Dm10	0.862

TAB. V.1 – Liste de tous les interactions possibles entre systèmes de glissement $\{112\}$ – $\{111\}$ dans la ferrite.

Même si la super-dislocation n'a pas une ligne contenue dans le plan de clivage, elle exerce tout de même une force d'ouverture sur ce plan, qui sera cependant d'autant plus faible que l'angle θ sera important. Cette force dérive de l'énergie de la super-dislocation formée, qui intervient dans le bilan de Cottrell. L'énergie de cette super-dislocation peut être décomposée en deux parties : l'énergie d'une dislocation coin pure dont le vecteur ligne est inclus dans le plan de clivage, et qui serait seule responsable du clivage, et l'énergie d'une dislocation vis pure dont le vecteur ligne est normal au plan de clivage, et qui n'aurait aucun

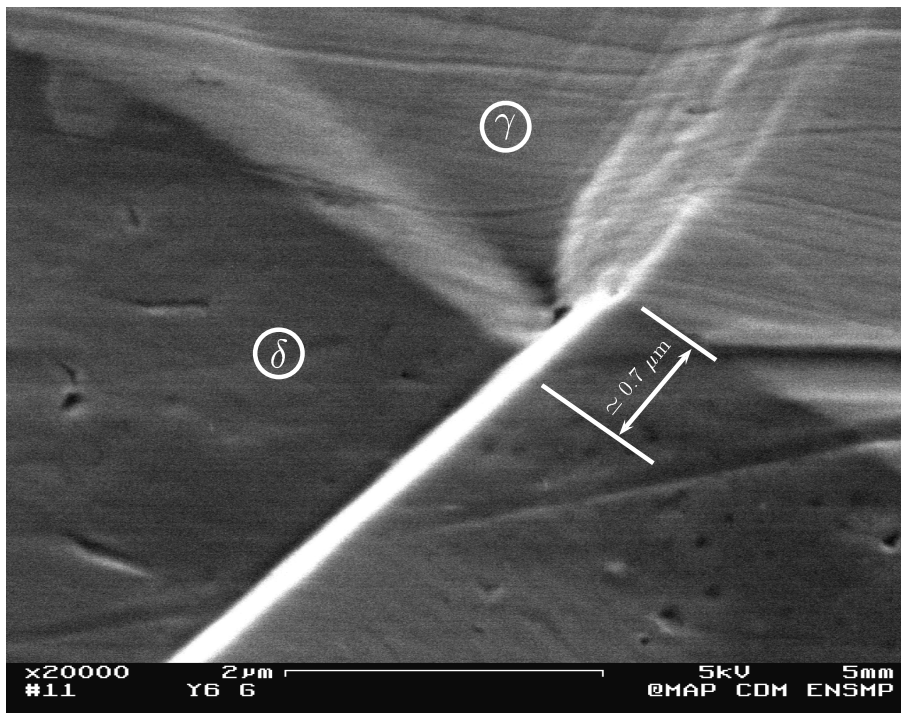


FIG. V.3 – Marche dans l'austénite provoquée par une bande de glissement de la ferrite.

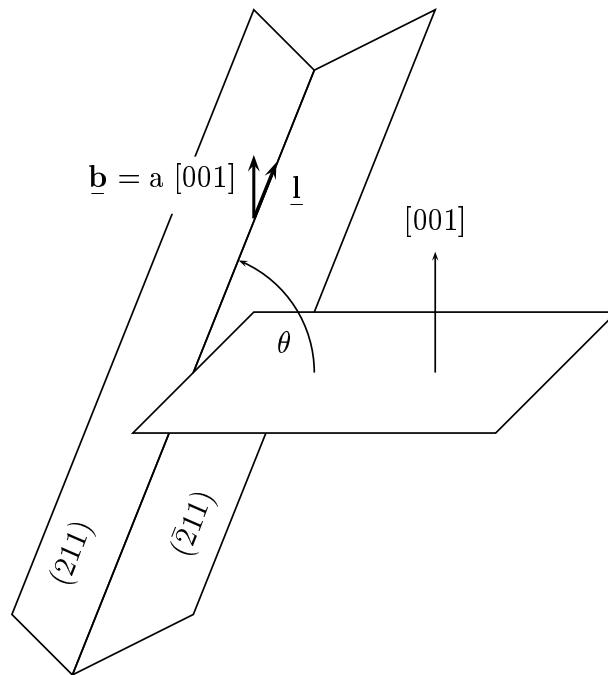


FIG. V.4 – Intersection de deux bandes de glissement de type $\{112\}$ – $\langle 111 \rangle$ conduisant à la formation d'une superdislocation, de Burgers normal à un plan de clivage, mais de ligne faisant un angle θ avec ce plan.

effet sur le clivage. En ne considérant que la première partie de l'énergie dans le bilan de Cottrell, c'est-à-dire en multipliant l'énergie de la super-dislocation par $\cos^2 \theta$, le calcul de Cottrell peut être poursuivi. Le critère modifié s'écrira donc :

$$\sigma_n n a \cos \theta = 2\gamma_s \quad (5.5)$$

avec n le nombre de dislocations ayant réagi, σ_n la contrainte normale au plan de clivage \underline{n} considéré.

Il convient maintenant de pouvoir relier le nombre de dislocations ayant réagi, n , avec les paramètres du modèle micromécanique. En posant Λ la distance moyenne entre les bandes de glissement dans la ferrite, supposée indépendante de la déformation et du système mis en jeu, le nombre moyen de dislocations ayant glissé sur une bande est donné par (voir figure V.5) :

$$\frac{nb}{\Lambda} = \gamma \quad (5.6)$$

avec γ glissement moyen du système considéré, donné par le modèle micromécanique.

Ici, deux bandes de glissement sont mises en jeu. Nous les référencerons désormais par les indices i et j . Nous supposerons que c'est le système "le plus lent" qui va limiter le nombre de dislocations pouvant se combiner pour former des super-dislocations. Dès lors, le nombre de dislocations n_{ij} ayant réagi peut être défini par l'équation incrémentale suivante :

$$\frac{\partial n_{ij}}{\partial t} b = \Lambda \min(|\dot{\gamma}_i|, |\dot{\gamma}_j|) \quad (5.7)$$

Cette équation possède l'avantage d'être utilisable quel que soit le chargement. Par extension, nous noterons γ_{ij} le glissement combiné minimal des deux systèmes i et j via la relation :

$$\hat{\gamma}_{ij} = \min(\nu_i, \nu_j) \quad (5.8)$$

avec ν_i le glissement cumulé sur le système i . Nous verrons que cette loi d'évolution de γ_{ij} , notée désormais $\mathcal{L}1$, est extrêmement sensible à l'orientation du cristal. Ainsi, pour des écarts de 2° d'orientation cristalline, ce paramètre peut être divisé par 10. Afin d'éviter ce type de discontinuité, nous proposons aussi une autre loi qui régule un peu mieux les variations de γ_{ij} , et qui sera notée $\mathcal{L}2$:

$$\gamma_{ij} = \sqrt{\nu_i \nu_j} \quad (5.9)$$

L'idée est qu'en réalité γ_{ij} doit être une fonction continue des deux glissements γ_i et γ_j , car la recombinaison des dislocations est un phénomène énergétiquement favorisé. Une moyenne arithmétique n'est cependant pas raisonnable car si un système est inactif, γ_{ij} doit être nul, d'où l'idée de considérer la moyenne géométrique.

Enfin, $b = a\sqrt{3}/2$ et si θ_{ij} est la valeur de l'angle entre la ligne des super-dislocations formées et le plan de clivage, on obtient le critère final de rupture d'une intersection :

$$\boxed{\sigma_n \gamma_{ij} \cos \theta_{ij} = \sqrt{3} \frac{\gamma_s}{\Lambda}} \quad (5.10)$$

Cette équation fait apparaître des énergies volumiques, et non des contraintes ou des déformations seules. Nous noterons par souci de commodité par ω_{ij} l'énergie volumique suivante :

$$\omega_{ij} = \sigma_n \gamma_{ij} \cos \theta_{ij} \quad (5.11)$$

b) Introduction de l'aspect statistique

L'équation 5.10 ne peut être utilisée telle quelle, car ce critère déterministe prévoit que toutes les intersections de bandes de glissement de la même famille conduisent au clivage en même temps. Afin d'obtenir une dispersion capable de reproduire l'évolution des densités de fissures en fonction de la déformation plastique, nous sommes conduits à introduire des aspects probabilistes. Cette dispersion de rupture des intersections provient de l'hétérogénéité de contraintes et de déformations qui existent dans la phase ferritique, mais aussi, comme nous le verrons, des hétérogénéités de longueurs caractéristiques du matériau (distance entre bandes de glissement, taille locale de latte etc.)

Pour ce faire, le critère 5.10 va être modifié en faisant intervenir une probabilité de rupture. En notant $P(\omega_{ij})$ cette probabilité, on peut utiliser une formulation de type Weibull [François et al., 1993]:

$$\ln \left(\frac{1}{1 - P(\omega_{ij})} \right) = \left(\frac{\omega_{ij}}{\omega_0} \right)^m \quad (5.12)$$

où m désigne un paramètre relatif à la dispersion des probabilités de clivage, et ω_0 une énergie volumique de référence.

Cette probabilité de rupture étant définie pour une intersection (i,j) , il convient maintenant de dénombrer le nombre d'intersections entre bandes de glissement. Nous considérons alors un cas idéal, où toutes les bandes de glissement sont régulièrement espacées de la distance Λ , comme le montre le cliché de la figure V.6. Les longueurs caractéristiques de la microstructure sont introduites conformément au schéma de la figure V.7: taille moyenne de lattes de ferrite d_δ , longueur de latte L .

En se fondant sur le schéma de la figure V.7, le nombre d'intersections N_S contenues sur une surface S peut être évalué par :

$$N_S = \left[\frac{\sqrt{2} d_\delta}{\Lambda} \right] \times \left[\frac{L}{\sqrt{2} \Lambda} \right] \simeq \frac{L d_\delta}{\Lambda^2} \quad (5.13)$$

où $[x]$ désigne la partie entière de x . L'approximation effectuée est à prendre avec précautions, car si $L \gg \Lambda$, en revanche d_δ est de l'ordre de grandeur de Λ . Elle permet cependant de passer aisément à la densité *surfactive* d'intersections, notée I_S , et calculée pour la surface de ferrite :

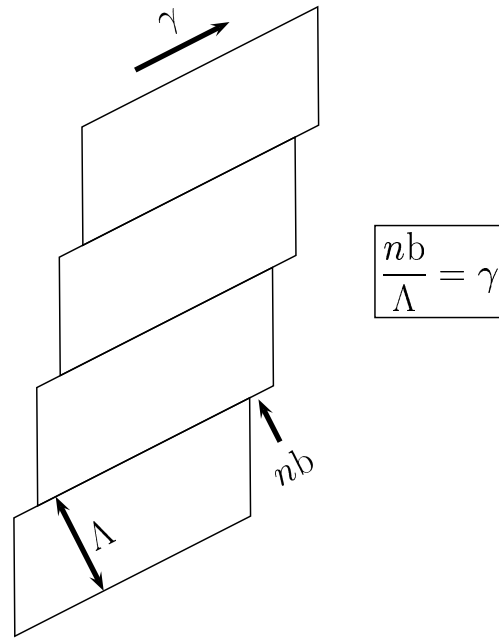


FIG. V.5 – Calcul du nombre de dislocations ayant glissé sur une bande en fonction du glissement moyen sur le système.

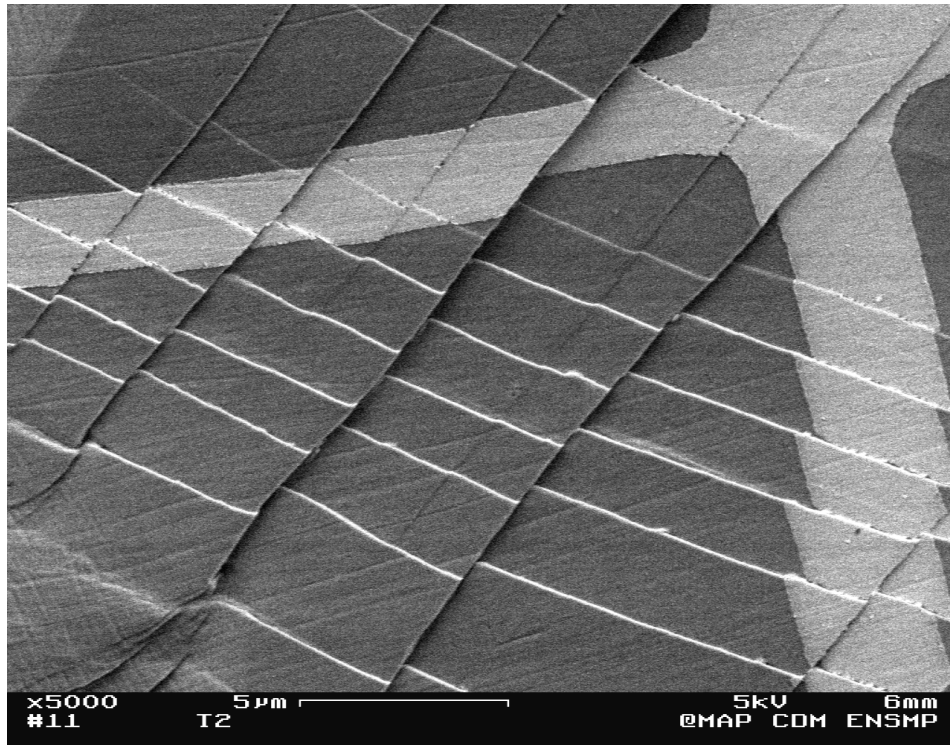


FIG. V.6 – Micrographie prise au MEB des interactions entre deux systèmes de glissement dans la ferrite au voisinage d'une fissure de clivage (non-représentée). Eprouvette T2.

$$I_S = \frac{1}{\Lambda^2} \quad (5.14)$$

On considère à présent une zone surfacique où ω_{ij} est égal pour toutes les intersections. La probabilité de rupture d'une intersection se conçoit alors, si le nombre d'intersections est suffisant, comme le ratio entre le nombre d'intersections ayant clivé sur le nombre total d'intersections. En normalisant par la surface totale de la zone concernée, on obtient alors la densité surfacique de fissures de clivage pour l'interaction des systèmes (i,j) , $\eta_S(\omega_{ij})$:

$$\eta_S(\omega_{ij}) = \frac{1}{\Lambda^2} P(\omega_{ij}) \quad (5.15)$$

Afin de passer à la densité volumique de fissures de clivage associées à l'interaction des systèmes (i,j) , on peut utiliser un procédé classique de passage des densités surfaciques aux densités volumiques : on assimile alors les microfissures de clivage à des sphères de diamètre \bar{d} , et l'on écrit l'égalité entre fraction volumique et fraction surfacique, en supposant que la répartition des précipités dans l'espace est aléatoire. Alors, la densité volumique $\eta(\omega_{ij})$ associée à l'interaction (i,j) vaut :

$$\eta_S(\omega_{ij}) = \frac{2}{3} \bar{d} \eta(\omega_{ij}) \quad (5.16)$$

On introduit alors le volume V_0 , associé à une intersection entre bandes de glissement de (i,j) , et valant :

$$V_0 = \frac{2}{3} \Lambda^2 \bar{d} \quad (5.17)$$

et ainsi la densité volumique associée à l'intersection (i,j) prend l'expression simple suivante :

$$\eta(\omega_{ij}) = \frac{1}{V_0} P(\omega_{ij}) \quad (5.18)$$

Cette densité de fissures est associée à une intersection (i,j) donnée. Si, dans l'ensemble, une seule interaction (i,j) semble à l'origine du clivage dans chaque bicristal, il n'en faut pas moins traiter les cas où le glissement multiple pourrait accélérer la germination des fissures de clivage. Pour obtenir la densité de fissures totale pour un plan de clivage fixé, il faut donc sommer les contributions de tous les interactions (i,j) relatives à ce plan. Nous noterons \mathcal{D}_n l'ensemble des couples (i,j) associés au plan de clivage \underline{n} . Si η_n correspond à cette densité volumique totale associée au plan de clivage \underline{n} , on obtient alors finalement en combinant les équations 5.12 et 5.18 :

$$\eta_n = \frac{1}{V_0} \sum_{(i,j) \in \mathcal{D}_n} \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{\omega_{ij}}{\omega_0} \right)^m \right\} \right] \quad (5.19)$$

Pour les valeurs de ω_{ij} faibles devant ω_0 , on peut effectuer un développement limité conduisant à une formule simple :

$$\eta_n \simeq \frac{1}{V_0} \sum_{(i,j) \in \mathcal{D}_n} \left(\frac{\omega_{ij}}{\omega_0} \right)^m \quad (5.20)$$

Enfin, nous verrons lors du couplage comportement–endommagement (partie V.2) que, du point de vue mécanique, le paramètre important n'est pas tant la densité volumique de fissures de clivage, mais bien la densité apparente de fissures. Cette densité ρ_n , semblable à une porosité, est calculée en considérant un cube d'arête égale au diamètre des fissures de clivage :

$$\rho_n = (\bar{d})^3 \eta_n \quad (5.21)$$

Le calcul détaillé donne alors :

$$\rho_n = \zeta \sum_{(i,j) \in \mathcal{D}_n} \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{\omega_{ij}}{\omega_0} \right)^m \right\} \right] \quad (5.22)$$

avec les définitions suivantes :

$$\begin{cases} \zeta = \frac{3}{2} \left(\frac{\bar{d}}{\Lambda} \right)^2 \\ \omega_{ij} = \sigma_n \gamma_{ij} \cos \theta_{ij} \\ \dot{\gamma}_{ij} = \min(\dot{\nu}_i, \dot{\nu}_j) & \text{Loi } \mathcal{L}1 \\ \gamma_{ij} = \sqrt{\nu_i \nu_j} & \text{Loi } \mathcal{L}2 \end{cases} \quad (5.23)$$

Nous rappelons que cette densité ρ_n est calculée pour le volume de la ferrite. L'annexe A-II.3 procède au calcul du diamètre moyen des fissures de clivage, selon une méthode proposée par P. Joly dans l'annexe V de sa thèse [Joly, 1992]. On peut montrer que ce diamètre est à peu près proportionnel à la largeur moyenne des lattes de ferrite, d_δ . C'est donc le ratio entre la taille moyenne de lattes de ferrite et la distance moyenne entre bandes de glissement qui va constituer le paramètre important du point de vue mécanique.

c) Remarques sur le modèle

Le modèle de germination décrit précédemment appelle plusieurs remarques :

- L'influence du vieillissement du matériau sera représentée par l'évolution des ω_{ij} : plus le matériau sera vieilli, plus les ω_{ij} augmenteront rapidement puisqu'ils font implicitement référence au comportement de la ferrite, donné par le MCM.
- Les hétérogénéités de germination de l'endommagement entre les différents bicristaux vont être prévues par le modèle : en effet, l'orientation du bicristal va influencer la valeur des ω_{ij} qui sont calculés grâce au MCM également.
- L'influence des longueurs caractéristiques de la microstructure sur la germination de l'endommagement peut être étudiée car elles modifient notamment le volume V_0 ou le paramètre ζ : plus une microstructure sera fine (\bar{d} petit), plus la germination sera faible. En revanche, si le vieillissement peut augmenter la distance entre les bandes

de glissement, il affecte vraisemblablement aussi le paramètre ω_0 , ce qui interdit d'en tirer de quelconques conclusions.

- Le modèle de germination fait apparaître une dépendance vis-à-vis de la pression (donc de la triaxialité) au travers de la contrainte normale aux plans de clivage σ_n . Cette contrainte est aussi donnée par le MCM.
- Le cas du multiclivage est inclus dans ce type de traitement de la germination, puisque trois densités volumiques de fissures, chacune correspondant à un plan de clivage de la ferrite, sont calculées.

Ce modèle fait donc largement appel au modèle micromécanique décrit au chapitre III. Il présente de plus de nombreuses caractéristiques “prédictives”, et propose même une explication de l'hétérogénéité de taux de germination entre les bicristaux. Cependant, ses limitations ne doivent pas être sous-estimées :

- Le modèle fait appel à deux paramètres, m et ω_0 , qu'il va falloir déterminer. Cette détermination va pouvoir néanmoins se faire sur les mesures de densités surfaciques de fissures de clivage effectuées par P. Joly [Joly, 1992, Joly et al., 1992].
- La dispersion statistique introduite tient compte d'une multiplicité de phénomènes : l'hétérogénéité réelle de contraintes et de déformations au sein de la ferrite du bicristal, l'hétérogénéité de répartition des intersections entre bandes de glissement, et l'hétérogénéité de taille locale de latte.
- Le calcul de la densité de fissures, en fonction de la probabilité de rupture élémentaire d'une intersection, suppose qu'il y a indépendance des probabilités d'apparition des fissures de clivage. Si ceci peut sembler réaliste en début de germination, où les fissures sont très espacées, pour les fortes densités cette hypothèse devient fautive.
- De même, l'apparition d'une fissure de clivage crée en réalité une “zone d'exclusion” autour de laquelle aucune autre fissure ne peut apparaître, du fait de la chute des contraintes dans cette zone. La densité surfacique d'intersections diminue donc en fait avec la germination des fissures.

On peut également espérer que les paramètres statistiques m et ω_0 soient peu dépendants du vieillissement du matériau, l'influence du vieillissement ne se traduisant alors que sur les ω_{ij} . Ceci permettrait une étude prédictive des croissances de taux de germination avec le vieillissement sans avoir à ré-estimer le couple (m, ω_0) .

Le changement de microstructure perturbe en revanche non seulement les longueurs caractéristiques *moyennes*, utilisées dans le calcul du volume V_0 , mais également leur hétérogénéité. Il est donc possible que le paramètre de dispersion m et l'énergie volumique de référence ω_0 en soient affectés. En particulier, la distance entre bandes de glissement peut modifier ω_0 par analogie avec le membre de droite du critère de rupture déterministe de l'équation 5.10.

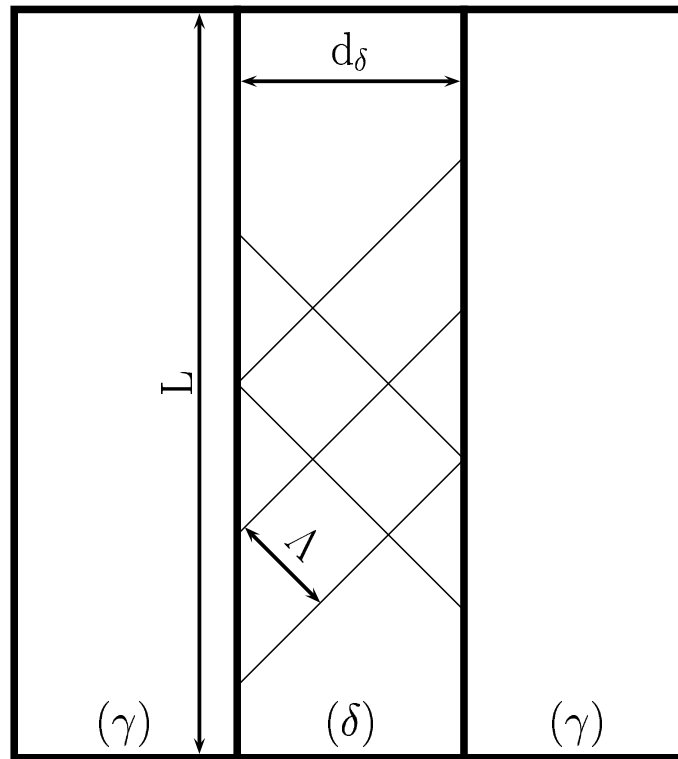


FIG. V.7 – Longueurs caractéristiques de la microstructure.

V.1.3 Calage et mise en œuvre du modèle de germination

La mise en œuvre numérique du modèle de germination a été faite dans le code de calcul ZéBuLon. L'annexe A-V.2 explique en détail comment elle a été effectuée, ainsi que les simplifications qui y ont été apportées, notamment du point de vue du calcul des γ_{ij} . Le modèle de germination possède une entrée (le paramètre ζ), et en sortie fournit les 3 variables ρ_n .

Estimation du diamètre moyen des fissures :

La méthode choisie est exposée dans l'annexe A-II.3. Les résultats obtenus sont cohérents avec les mesures de surface de fissures de clivage pour le Y4331, obtenus par P. Joly. Le diamètre moyen vaut dans le cas de ce matériau $\bar{d} = 47 \mu\text{m}$.

Estimation du volume V_0 :

Le calcul du volume V_0 nécessite la connaissance du diamètre moyen des fissures (donc de la taille moyenne de latte) et de la fraction volumique de ferrite, évaluées au II.1. Il reste à évaluer la distance entre bandes de glissement, Λ . L'évaluation précise de cette distance moyenne, qui doit tenir compte des macles puisque ces dernières ont été assimilées à des bandes de glissement, est complexe. Sur les micrographies, il est clair que cette distance est très dispersée, et les bandes de glissement ne sont pas rectilignes. De plus, rien ne dit que la mesure sur les clichés corresponde à la distance minimale entre les bandes, du fait de l'inclinaison des plans de glissement.

Cependant, la distance minimale mesurée sur l'ensemble des clichés en est un assez bon estimateur. A cet égard, le cliché de la figure V.6 est bien représentatif des ensembles de bandes de glissement pour lesquelles la distance est minimale. On détermine ainsi $\Lambda \simeq 2 \mu\text{m}$, ce qui peut paraître un peu faible par rapport à l'ensemble des clichés mais qui reste proche de la valeur de $1 \mu\text{m}$ prise par B. Verhaeghe [Verhaeghe et al., 1997].

Le volume V_0 , calculé par cette méthode pour le Y4331, vaut donc alors : $V_0 \simeq 125 \mu\text{m}^3$, et la valeur du paramètre ζ correspondant vaut 828. Néanmoins, pour les faibles valeurs des ω_{ij} , le développement limité indique que ce n'est pas tant la valeur de V_0 qui importe, mais bien le terme $V_0 \omega_0^m$.

Estimation des paramètres m et ω_0 :

L'estimation des paramètres m et ω_0 peut s'effectuer, dans un premier temps, à partir des mesures effectuées par P. Joly [Joly et al., 1992] et du modèle micromécanique couplé au modèle de germination. Nous avons donc simulé un poly-bicristal de Y4331. A l'échelle de chaque bicristal, la densité apparente de microfissures a été calculée en faisant la moyenne des densités des trois branches de ferrite, pondérée par la fraction volumique totale de ferrite. Lorsque l'on considère la texture idéale du Y4331 (ferrite orientée selon les axes \mathcal{R} , \mathcal{T} et \mathcal{L} du tube), les résultats en termes de ρ_n moyens se regroupent selon les trois groupes de 8 variants équivalents évoqués au chapitre II. Nous nous sommes donc intéressé à 3 bicristaux particuliers, chacun représentatif de son groupe de variants.

Les mesures de densités surfaciques de fissures de clivage, effectuées par P. Joly et rappelées à la figure V.8, ont été converties en densités volumiques apparentes grâce aux formules 5.16 et 5.21. Seules les mesures concernant l'éprouvette plate de traction 2G ont

été utilisées. Le couple (m, ω_0) a été par la suite optimisé de telle sorte à bien reproduire le taux de germination *maximal* mesuré, et ce pour les deux lois d'évolution des γ_{ij} , $\mathcal{L}1$ et $\mathcal{L}2$.

Au vu de l'ensemble des mesures effectuées par P. Joly, l'exposant m semble devoir être pris supérieur à 1 puisque les taux ont une évolution plutôt convexe vis-à-vis de la déformation plastique. Les valeurs optimisées sont les suivantes :

	$\mathcal{L}1$	$\mathcal{L}2$
m	1.4	1.25
ω_0 (MJ/m ³)	22.3	49.5

(5.24)

La comparaison entre les densités prévues par le modèle de germination et les mesures est présentée sur la figure V.9, pour les deux couples (m, ω_0) .

Afin de vérifier que ces valeurs sont comparables avec les taux de germination \mathcal{A}_n utilisés par L. Devillers–Guerville [Devillers–Guerville, 1998], il faut convertir les ρ_n en taux de porosité au sens de Gurson, via :

$$f = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{\bar{d}}{2}\right)^3 \eta_n \implies f = \frac{\pi}{6} \rho_n \quad (5.25)$$

De telles valeurs conduisent, lorsque le modèle est poussé jusqu'à 30 % de déformation macroscopique, aux taux de germination *linéarisés* suivants pour les trois groupes de 8 variants équivalents :

	$\mathcal{L}1$	$\mathcal{L}2$
\mathcal{A}_n (var. 1)	0.33	0.53
\mathcal{A}_n (var. 2)	0.28	0.53
\mathcal{A}_n (var. 3)	1.16	1.16
\mathcal{A}_n (moyen)	0.59	0.74

(5.26)

Les taux de germination \mathcal{A}_n trouvés par Devillers–Guerville, compris entre 0.1 et 1 et de valeur moyenne 0.6, sont donc à peu près retrouvés.

Le tableau V.2 récapitule ainsi l'ensemble des paramètres intervenants dans le modèle de germination, et leur valeur dans le cas du Y4331.

d_δ	12 μm	largeur moyenne de latte de ferrite
\bar{d}	47 μm	diamètre moyen des fissures de clivage
Λ	2 μm	espacement moyen entre bandes de glissement
V_0	125 μm^3	volume associé à une intersection
ζ	828	paramètre associé à la densité apparente ρ

TAB. V.2 – *Rappel des différents paramètres du modèle et de leur valeur dans le cas du Y4331.*

Cette méthode de calcul du couple (m, ω_0) ne tient cependant pas compte de deux aspects : d'une part, la simulation a été faite sur un polycristal avec une texture idéale

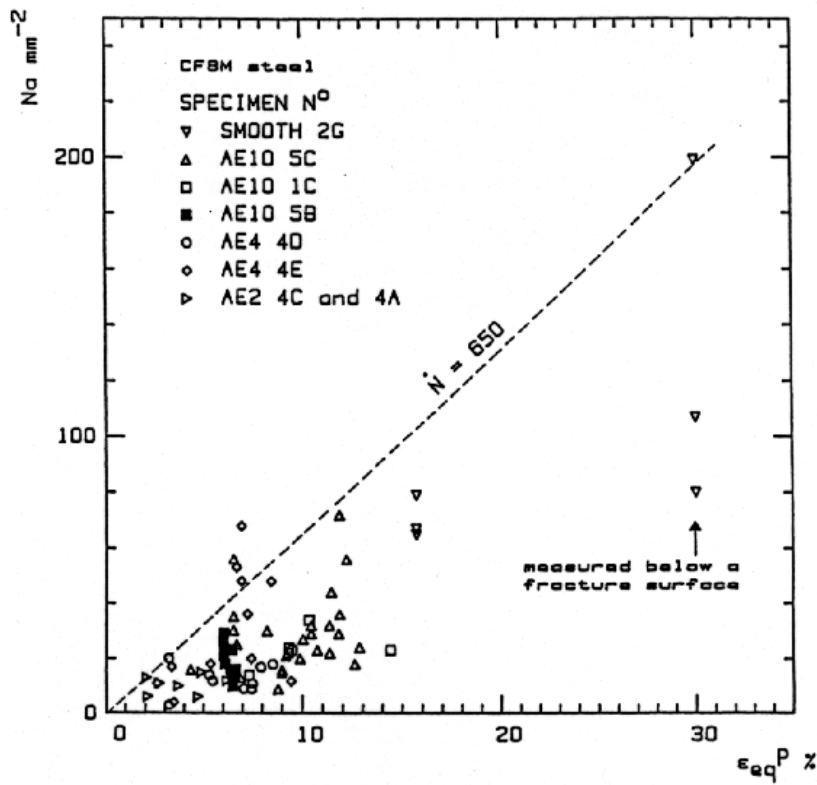


FIG. V.8 – Ensemble des mesures de taux surfaciques de fissures effectuées par P. Joly [Joly, 1992].

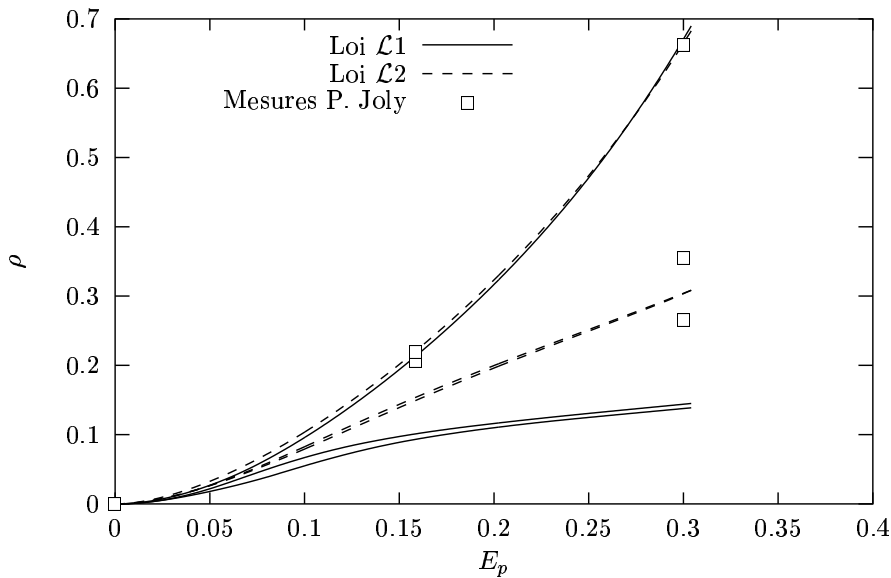


FIG. V.9 – Simulation d'une traction sur un poly-bicristal de Y4331 : comparaison entre les densités de fissures du modèle de germination, avec les lois $\mathcal{L}1$ et $\mathcal{L}2$, et les mesures de P. Joly. Les trois groupes de 8 variants équivalents conduisent, pour chaque loi, à trois taux de germination différents.

(orientation unique de la ferrite), et d'autre part, le comportement n'a pas été couplé. En effet, nous avons vu au chapitre II que la texture réelle du Y4331 est beaucoup plus désorientée dans le plan $\mathcal{L}-\mathcal{T}$ ce qui pourrait aboutir à des taux de germination plus dispersés. Cependant, le taux de germination maximal correspond bien à celui déterminé. De plus, le couplage entre comportement et endommagement va avoir vraisemblablement tendance à augmenter légèrement les taux de germination les plus élevés.

V.1.4 Applications du modèle de germination

a) Effet de la loi $\mathcal{L}1$ ou $\mathcal{L}2$

La matrice d'écroissage latent prise pour la ferrite au §III.2 est isotrope, c'est-à-dire que tous ses termes sont égaux à 1. Ce choix, pris par défaut car peu de données existent dans la littérature sur l'écroissage latent des ferritiques, conduit cependant à des résultats très sensibles quant à l'activation des systèmes de glissement.

A titre d'exemple, lorsque l'on effectue un essai de traction selon la direction [001] d'un monocristal de ferrite, 4 systèmes sont actifs et possèdent le même glissement, comme le montre la figure V.10. En revanche, lorsque l'on désoriente de 2° par rapport à la direction [100] ce cristal, et que l'on effectue à nouveau un essai de traction, les 4 mêmes systèmes sont toujours actifs mais deux d'entre eux semblent "s'éteindre" à partir de 5 % de déformation, alors que les deux autres ont un glissement qui augmente fortement.

On conçoit ainsi que la loi $\mathcal{L}1$, sensible au minimum des glissements, impliquent une forte chute des ω_{ij} et donc de ρ pour de faibles désorientations. La loi $\mathcal{L}2$ permet une meilleure régulation de la chute des ω_{ij} , c'est pourquoi elle sera majoritairement utilisée dans la suite des simulations.

Qui plus est, les orientations des phases données par le logiciel OIM® ne sont pas précises au degré près, c'est pourquoi, si l'on veut pouvoir simuler les essais de traction *in-situ*, la loi $\mathcal{L}2$ est la mieux adaptée.

De façon plus générale, si l'on désire conserver la loi $\mathcal{L}1$ qui paraît plus rigoureuse, on ne peut faire l'économie de déterminer la matrice d'écroissage latent de façon plus précise. Il faudrait de plus inclure les rotations de réseau cristallin au modèle micromécanique. Ces dernières pourraient en effet jouer un rôle important sur l'évolution des densités de fissures, la question étant de savoir si elles ont plutôt tendance à les augmenter par une réorientation des plans de clivage perpendiculairement à la direction de traction, ou au contraire à les ralentir.

b) Texture idéale légèrement désorientée

Suite à la remarque précédente, on peut s'interroger sur ce qu'il advient des taux de germination lorsque l'on perturbe légèrement la texture idéale du Y4331. Pour cela, les 24 bicristaux "idéaux" composant le Y4331 ont été désorientés aléatoirement par rapport aux axes (\mathcal{L} , \mathcal{T} , \mathcal{R}) de 2° au maximum pour chaque angle d'Euler. Par la suite, on simule un essai de traction dans la direction \mathcal{R} sur ce poly-bicristal désorienté, et on calcule les densités maximales ρ par bicristal. La figure V.11 présente les résultats dans le cas de la loi $\mathcal{L}1$, et la figure V.12 dans le cas de la loi $\mathcal{L}2$.

Dans le cas de la loi $\mathcal{L}1$, la plupart des ρ chutent fortement pour la texture légèrement désorientée. Cette chute est cependant moins importante que dans le cas d'un essai de traction sur un bicristal : dans le cas du poly-bicristal, l'état de contraintes appliqué à chaque bicristal est multiaxié, ce qui tend à atténuer la diminution des ρ . Cependant, ces forts écarts par rapport à la texture idéale ne semblent pas très réalistes. Pour la loi $\mathcal{L}2$, en revanche, on obtient bien une dispersion plus faible des taux de germination autour des 3 valeurs obtenues pour la texture idéale.

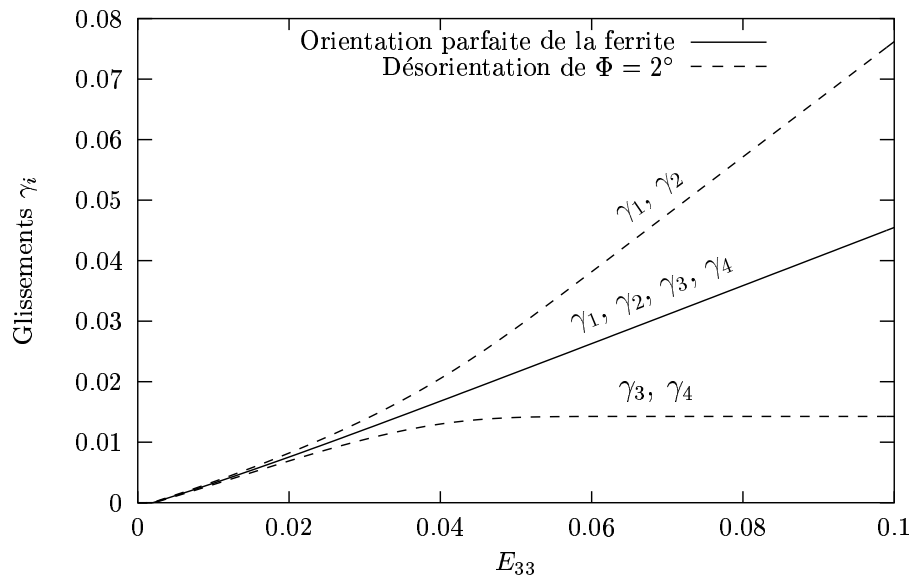


FIG. V.10 – Essai de traction sur un monocristal de ferrite, pour une orientation selon les axes du repère et pour un désorientation de $\Phi = 2^\circ$ en angle d'Euler. La matrice d'écroissage latent sélectionne un certain type de systèmes et en éteint d'autres dans le cas du cristal désorienté.

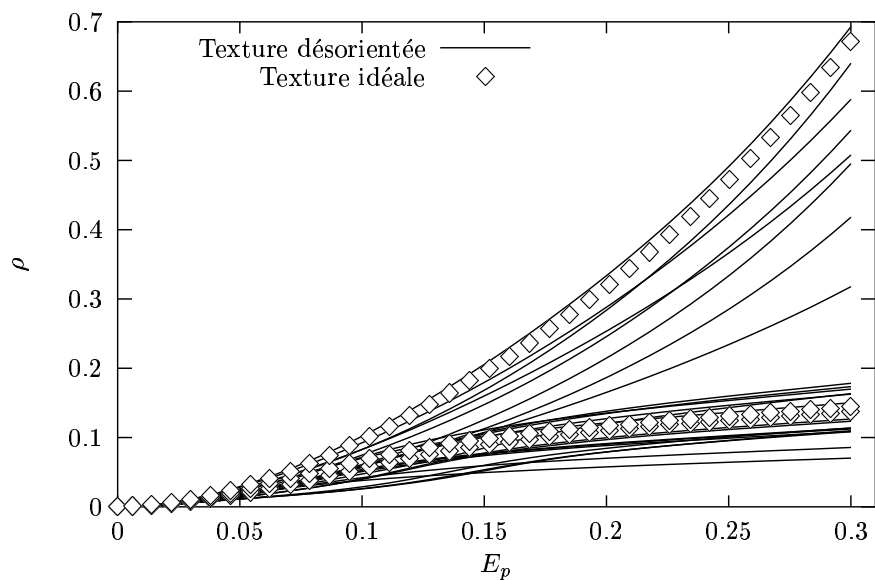


FIG. V.11 – Comparaison des taux de germination dans le cas d'une texture idéale et dans le cas d'une texture légèrement désorientée pour le Y4331, avec la loi $\mathcal{L}1$.

c) Texture isotrope

Le modèle de germination proposé peut permettre de simuler un poly-bicristal ayant une texture *isotrope*, et un comportement égal à celui du Y4331 pour chaque bicristal. On peut obtenir ainsi une dispersion plus importante des taux de germination, qui ne se regroupent plus en trois groupes de 8 variants équivalents.

Un trop grand nombre de grains n'étant pas, pour des raisons de temps et de mémoire, simulable par le modèle micromécanique, 5 tirages aléatoires de 40 bicristaux ont été utilisés. Les densités ρ maximales (c'est-à-dire tous plans de clivage confondus) sont sorties pour chaque bicristal, en fonction de la déformation macroscopique. Un exemple de courbes obtenues est présenté sur la figure V.13.

A partir de 20 % de déformation plastique environ, les densités de fissures pour chaque bicristal semblent saturer. Cet effet est encore dû à l'écroissage latent, bien que la loi choisie soit $\mathcal{L}2$. Les densités obtenues sont aussi beaucoup plus faible que dans le cas du matériau idéalement texturé. Trois explications sont à l'origine de ce phénomène :

- L'écroissage latent diminue $\dot{\gamma}_{ij}$ à partir de 10 % de déformation,
- Les plans de clivage de la ferrite de chaque bicristal sont assez désorientés en général par rapport à la direction de traction, ce qui implique que la contrainte normale sur chaque plan est plus faible que la contrainte macroscopique,
- La contrainte macroscopique est elle-même plus faible que dans le cas texturé, ceci à cause d'un écroissage plus faible de la phase ferritique dans son ensemble.

Cependant, la forte désorientation des plans de clivage par rapport à l'axe de traction peut conduire à l'apparition du *multiclivage*, conformément à ce qu'à observé L. Devillers-Guerville [Devillers-Guerville, 1998] sur des essais à température ambiante sur le matériau EK1. Afin de quantifier le multiclivage, un paramètre n_c est introduit. Il est défini par :

$$n_c = \frac{\rho_1 + \rho_2 + \rho_3}{\max(\rho_1, \rho_2, \rho_3)} \quad (5.27)$$

n_c est par conséquent compris entre 1 et 3. $n_c = 1$ correspond au clivage "simple", et les valeurs supérieures au clivage multiple. Pour le poly-bicristal de Y4331 idéalement texturé, tous les bicristaux ont un n_c de 1. Pour le poly-bicristal isotrope, les résultats sont indiqués sur le graphe de la figure V.14.

La majorité des n_c par bicristal sont donc compris entre 1 et 1.5, cependant, pour 5 bicristaux (sur 40) il est supérieur à 1.5. Ceci confirme bien l'importance du multiclivage pour les matériaux de texture isotrope.

d) Influence du trajet de chargement

Les possibilités du modèle de germination présenté peuvent être mises en valeur sur des trajets inhabituels. La plupart des modèles de germination, comme par exemple celui de Gurson avec cavités sphériques utilisé par L. Devillers-Guerville [Devillers-Guerville, 1998], n'utilisent comme paramètre de germination que la déformation cumulée. Notre loi, qui permet en particulier de différencier les densités de fissures pour chaque plan de clivage, va être sensible à des paramètres comme la triaxialité des contraintes, l'historique de déformation et également l'orientation du bicristal considéré.

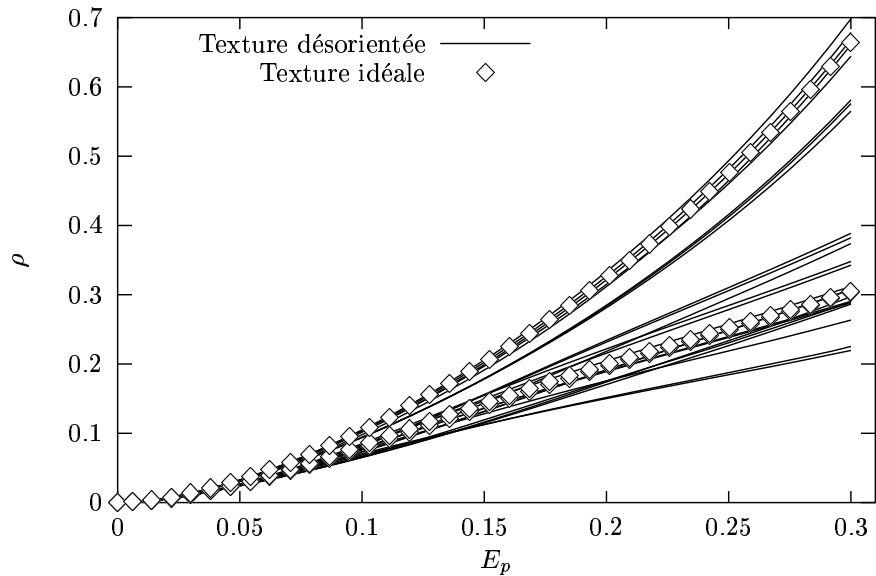


FIG. V.12 – Comparaison des taux de germination dans le cas d'une texture idéale et dans le cas d'une texture légèrement désorientée pour le Y4331, avec la loi $\mathcal{L}2$.

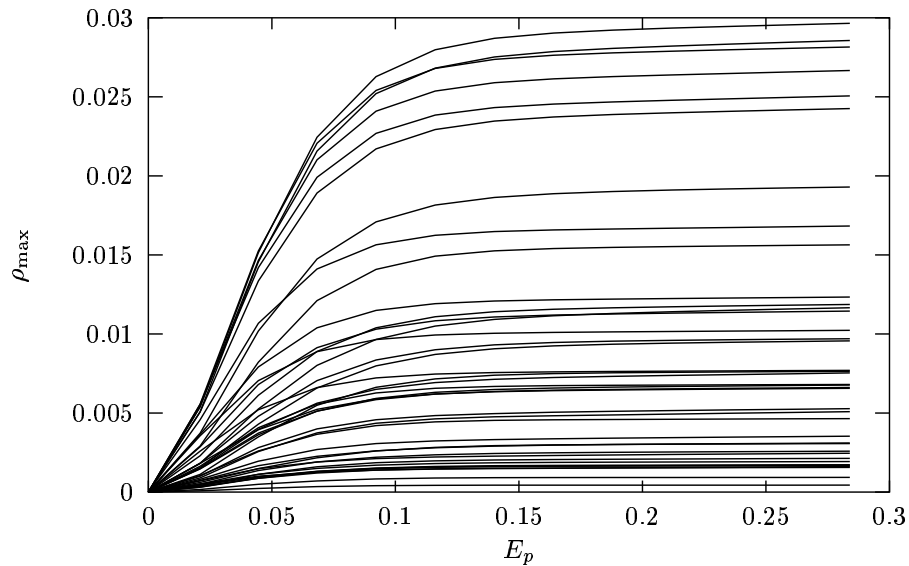


FIG. V.13 – Courbes de densités de fissures maximales par bicristal en fonction de la déformation plastique macroscopique, pour un poly-bicristal de 40 grains d'orientation aléatoire et de comportement identique au Y4331.

Afin d'illustrer notre propos, nous considérons trois trajets de chargement équivalents en terme de déformation cumulée, et présentés sur la figure V.15. Le premier trajet correspond à une traction de 5 % dans la direction 1 (les autres déformations étant libres), puis de 5 % dans la direction 3. Le second correspond à 5 % dans la direction 3 puis 5 % dans la direction 1, et enfin le dernier à un chargement monotone de 5 % dans les directions 1 et 3. Ces chargements sont appliqués à un bicristal de Y4331 particulier.

Les résultats en termes de ρ_1 (densité moyenne de fissures dans la direction 1) et ρ_3 , en fonction de la déformation équivalente au sens de von Mises, sont présentés dans les figures V.16 et V.17. Plusieurs constatations s'imposent alors :

- Les densités prévues pour les trois trajets sont très différentes, ce qui montre l'influence de l'historique du chargement sur la germination,
- Les rôles de ρ_1 et ρ_3 ne sont pas simplement échangés entre les trajets 1 et 2, ce qui est un effet d'orientation du bicristal,
- Le pré-écrouissage (première séquence des trajets 1 et 2) conduit à une germination plus forte lors de la deuxième séquence, ce qui correspond à l'augmentation de la contrainte normale au plan de clivage lors de la deuxième séquence par rapport à un essai de traction sans prédéformation.

e) Taux de germination des éprouvettes de traction *in-situ*

Les orientations des bicristaux importants pour les éprouvettes de traction *in-situ*, données dans le tableau IV.2 du chapitre précédent, peuvent être utilisées pour obtenir, à l'aide de la loi de germination, leurs taux de germination respectifs.

Ces taux de germination sont calculés dans l'hypothèse d'un essai de traction dans la direction 1 (\mathcal{T}) sur le bicristal en question, il ne sont donc pas tout-à-fait extensibles à la géométrie des éprouvettes entaillées. Cependant, nous supposons qu'ils sont un bon indicateur des taux de germination réels.

Le tableau V.3 présente l'ensemble des taux de germination relatif à chaque bicristal. Ces taux correspondent aux taux linéarisés à 30 % de déformation plastique.

Bicristal	$\mathcal{A}_n (\mathcal{L}1)$	$\mathcal{A}_n (\mathcal{L}2)$
T3A	0.01	0.14
T3B	0.34	0.44
T2	0.00	0.05
Y6	0.00	0.00
Y2	0.47	1.31
Y4	0.03	0.28
Y5	1.37	1.08

TAB. V.3 – Taux de germination respectifs des bicristaux importants pour chaque éprouvette de traction *in-situ*.

En ce qui concerne les deux bicristaux endommagés de l'éprouvette T3, on constate que le taux de germination du grain A est assez faible, et ce malgré la bonne orientation de la ferrite pour le clivage. Cependant, le taux réel est certainement supérieur du fait des effets

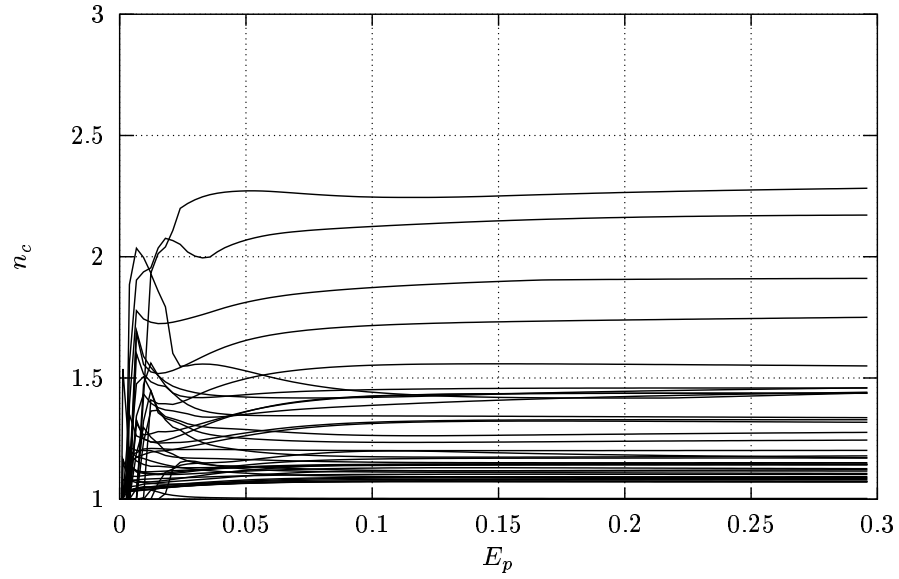


FIG. V.14 – Evolution du paramètre n_c avec la déformation plastique pour les 40 grains d'un poly-bicristal isotrope.

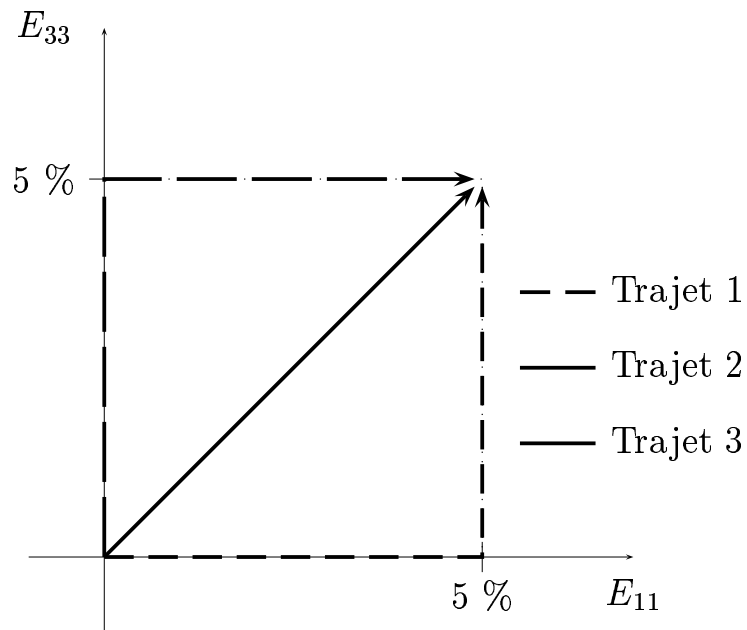


FIG. V.15 – Trajets de chargement, équivalents en terme de déformation cumulée, imposés à un bicristal.

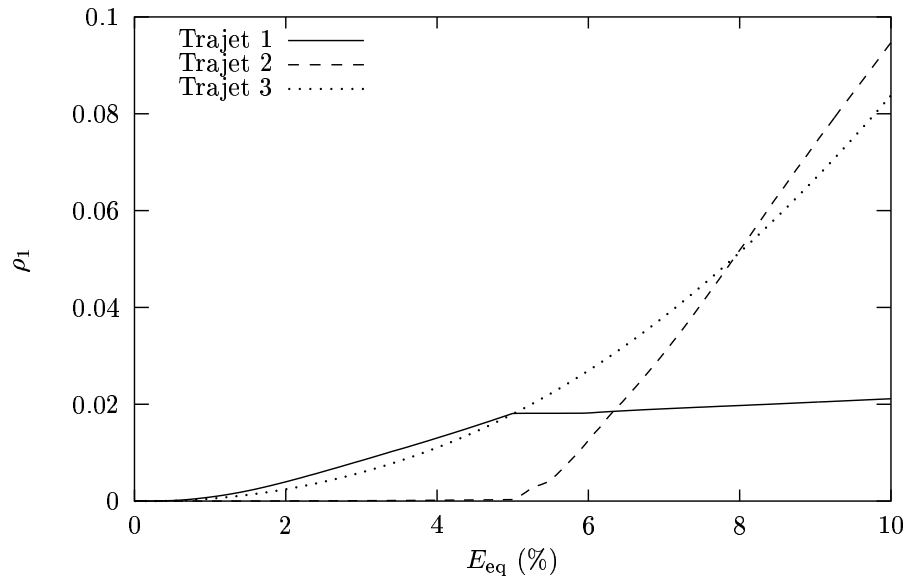


FIG. V.16 – Evolution de la densité de fissures de normale 1 pour les trois trajets.

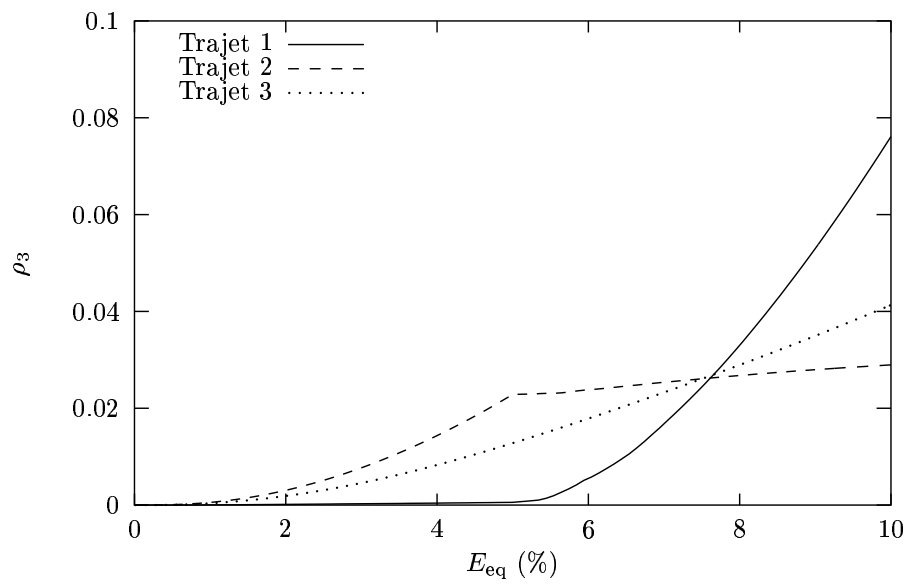


FIG. V.17 – Evolution de la densité de fissures de normale 3 pour les trois trajets.

de voisinage. En revanche, pour le grain B, où la ferrite est *a priori* mal orientée pour cliver, on obtient un taux de germination assez élevé qui révèle ainsi *l'effet de l'orientation de la phase austénitique sur le clivage*.

Pour l'éprouvette T2, le taux de germination est aussi faible, ce qui peut expliquer *l'importante ductilité* obtenue pour cette éprouvette entaillée. De même, les observations microscopiques ont montré que l'endommagement par cisaillement était aussi présent dans cette éprouvette, ce qui semble en accord avec ce faible taux et l'activation majoritaire d'un système dans la phase ferritique.

L'éprouvette Y6 possède un taux de germination nul. Le dépouillement des systèmes actifs dans la phase ferritique révèle qu'un seul système est actif, ce qui est conforme aux observations microscopiques et à la rupture par cisaillement de cette éprouvette. Ce dernier point tend également à justifier l'emploi d'un modèle de germination dérivé du modèle de Cottrell, puisqu'un modèle de type Stroh aurait abouti à un taux de germination non nul.

f) Effet de la matrice d'écroissage latent et du comportement

Afin d'évaluer la dépendance des taux de germination vis-à-vis de la matrice d'écroissage latent, nous avons considéré deux cas "extrêmes" :

- Une matrice d'écroissage latent isotrope, c'est-à-dire que les interactions entre systèmes valent toutes 1, comme ce qui a été utilisé dans le modèle micromécanique pour la loi de comportement de la ferrite,
- Une matrice d'écroissage latent identité, c'est-à-dire que seuls les termes d'autoécroissage valent 1 : il n'y a pas d'interaction entre les systèmes.

Dans le cas de la matrice identité, l'écroissage isotrope de la phase ferritique a été ré-identifié de telle sorte à ce que les réponses sur les bicristaux soient les plus proches possibles de celles avec une matrice d'interaction isotrope. L'écroissage cinématique n'est en revanche pas affecté par l'écroissage latent.

De même, le couple (m, ω_0) doit être ré-identifié dans le cas d'une matrice identité afin de donner sensiblement la même loi de germination que dans le cas d'une matrice isotrope, en utilisant la loi $\mathcal{L}1$ dans les deux cas.

Les coefficients ainsi identifiés sont présentés dans le tableau V.4.

Coeff.	Isotrope	Identité
r_0 (MPa)	173	173
q (MPa)	3 350	4 508
b	1.42	6.32
ω_0 (MJ/m ³)	21.5	42.0
m	1.4	1.4

TAB. V.4 – Coefficients d'écroissage isotrope identifiés dans le cas de l'écroissage latent isotrope ou identité.

Ces coefficients étant identifiés, on peut alors observer l'effet d'une modification du comportement de la phase ferritique sur les taux de germination. Pour cela, on considère le bicristal dont le taux de germination est maximal. La cission critique initiale de la phase ferritique est négligeable devant son écroissage isotrope notamment. Par conséquent, seul

le terme b correspondant à la vitesse de saturation de l'écroissage isotrope de la ferrite sera modifié, afin de simuler le vieillissement : il sera multiplié par 10 ($b \simeq 14.2$). Les termes de transition d'échelle D^δ , δ^δ et D^γ , δ^γ du modèle micromécanique seront conservés cependant, bien qu'il faille en toute rigueur les ré-identifier en effectuant des simulations sur MR et en optimisant le MCM.

Le graphe de la figure V.18 indique clairement qu'une augmentation de l'écroissage de la ferrite ne conduit pas forcément à une accélération des taux de germination : en effet, dans le cas où la différence de comportement entre austénite et ferrite devient trop importante, la phase austénitique aura tendance à supporter le maximum de déformation ce qui peut conduire à une relaxation des contraintes dans la ferrite. Cependant, pour une matrice d'écroissage latent identité, une augmentation des taux de germination est observée, bien que faible.

Cet effet est donc lié au choix du MR, et par conséquent du MCM choisi pour le représenter. Des simulations effectuées en utilisant le modèle de Voigt entre austénite et ferrite ont donc été effectuées par comparaison. Les résultats en termes de densité de fissures ρ en fonction de la déformation sont présentées figure V.19.

Quelle que soit la loi de germination choisie, l'augmentation de l'écroissage provoque une augmentation des taux de germination. En revanche, l'effet de la matrice d'écroissage latent est plus délicat à interpréter : dans le cas d'une matrice identité, elle semble plus faible.

En conclusion

- *Le modèle de germination retenu est une extension du modèle de Cottrell au cas de la ferrite vieillie des aciers austéno-ferritiques.*
 - *Il est basé sur un critère énergétique de rupture d'une interaction entre modes de déformation.*
 - *Il fait intervenir deux paramètres (m, ω_0) qui peuvent être en première approximation évalués à partir des essais de P. Joly.*
 - *Il est sensible à l'orientation du bicristal, à la triaxialité des contraintes, et à l'historique du chargement,*
 - *L'écroissage latent, le choix de la loi de germination, et le modèle à champs moyens choisi au niveau du bicristal, conditionnent fortement les taux de germination.*
-

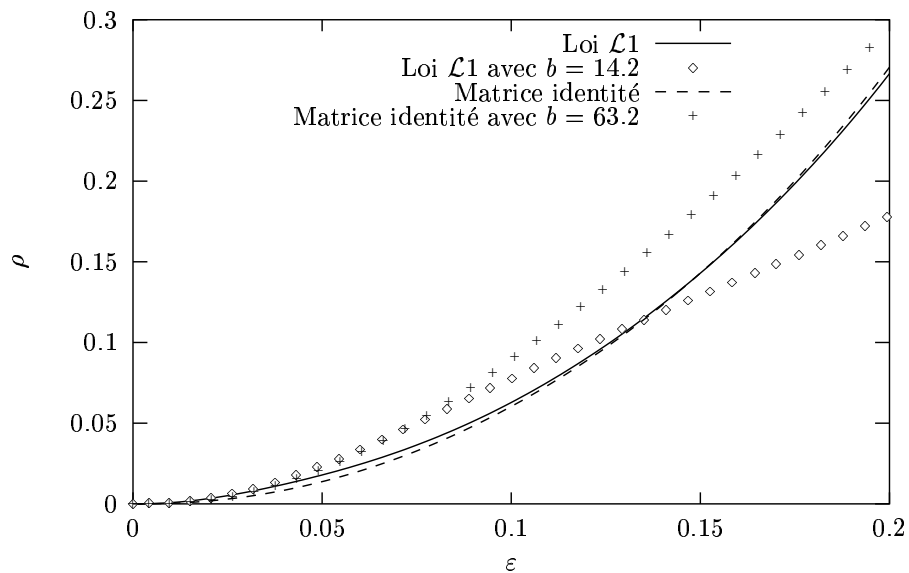


FIG. V.18 – Effet d'une modification du coefficient b sur les densités de fissures ρ pour un bicristal en traction, et en utilisant les lois de germination $\mathcal{L}1$ ou avec matrice d'écroissage latent identité.

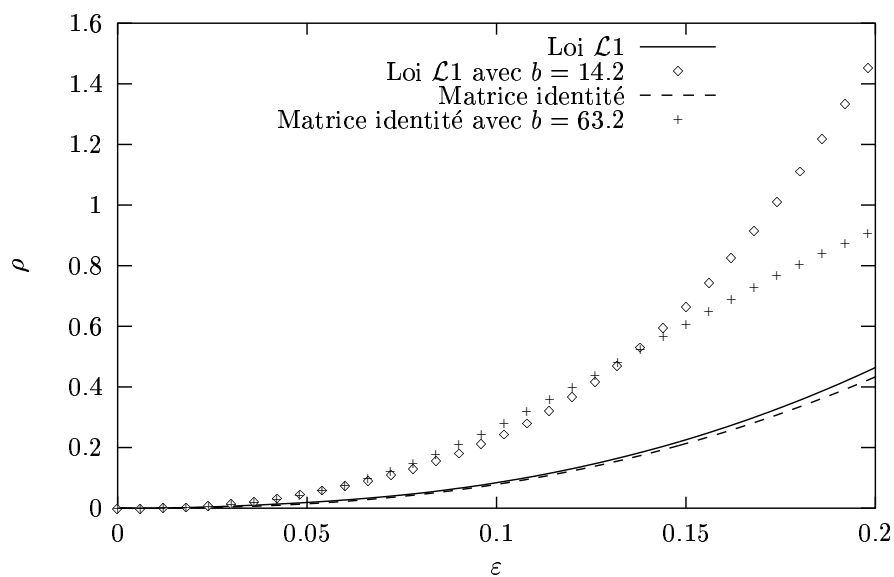


FIG. V.19 – Effet d'une modification du coefficient b sur les densités de fissures ρ pour un bicristal en traction, avec le modèle de Voigt.

V.2 Modèle de couplage comportement–endommagement

Des modèles de couplage ont déjà été proposés. Nous les avons évoqués dans le chapitre d'introduction. Ces modèles ne tiennent néanmoins pas compte de deux aspects : le caractère multiphasé du matériau, et en particulier le fait que les fissures de clivage apparaissent dans la phase ferritique, la géométrie anisotrope de l'endommagement, c'est-à-dire la forme "penny–shape" des fissures de clivage et leur orientation, et enfin le comportement anisotrope du matériau.

En réalité, peu de modèles permettent d'intégrer à la fois les termes de compressibilité non-linéaire inhérente à la mécanique des milieux plastiques poreux, l'anisotropie de l'endommagement, et l'hétérogénéité de comportement lorsque diverses phases sont en présence. Dans le but de proposer un modèle simple, qui fasse pourtant appel à la fois au modèle micromécanique de comportement et au modèle de germination, nous sommes conduits à effectuer diverses simplifications.

C'est pourquoi, dans un premier temps, le cadre du modèle de couplage sera précisé au travers d'une série de questions. Puis, nous introduirons un tenseur de dommage, et nous verrons comment l'expression de ce tenseur peut être évaluée.

Enfin, nous aborderons quelques aspects concernant la coalescence, afin d'introduire des paramètres de rupture qui seront utiles pour la simulation des éprouvettes de fissuration.

V.2.1 Cadre du modèle

Sur quelle phase doit-on faire porter l'endommagement ? La première idée serait de coupler l'endommagement avec le comportement de la ferrite, à cause de la localisation des fissures dans cette phase. Cependant, la taille des fissures étant de l'ordre de grandeur de celle des lattes de ferrite, et le contraste de comportement entre le vide et la ferrite étant très important, une telle "homogénéisation" est impensable. De plus, il faudrait alors certainement redéfinir la forme de la règle de localisation entre austénite et ferrite. Nous considérerons donc que l'endommagement affectera *le comportement macroscopique du bicristal*, au travers d'une loi la plus simple possible. Ce comportement macroscopique est bien sûr à prendre à l'échelle du bicristal γ - δ , c'est-à-dire pour des volumes de $(100 \mu\text{m})^3$.

Faut-il modifier la règle de localisation du modèle 4-phases ? L'idée qui émerge de la question précédente est qu'il faut conserver tel quel le comportement du bicristal dense, représentant les zones non affectées par la microfissuration dans le VER choisi. Seule la réponse macroscopique donnée par ce modèle sera modifiée par l'endommagement, ce qui affectera indirectement les contraintes et déformations dans chaque phase, mais pas la règle de localisation. Cette simplification est bien sûr éloignée de la réalité, car l'apparition du clivage provoque une chute progressive de la contrainte dans la ferrite, et un report de charge dans l'austénite, qui ne seront pas prédits par le modèle. On peut espérer cependant que la réponse macroscopique ainsi prévue, ainsi que la loi de germination des fissures, seront correctes.

Faut-il tenir compte de la croissance des cavités ? Les études précédentes [Joly, 1992, Devillers-Guerville, 1998] ont clairement montré que la croissance des fissures de clivage

est un phénomène négligeable devant la germination. Le modèle de Gurson modifié par Devillers indique en effet que, lors de la rupture d'un élément de volume, la croissance des cavités équivalentes ne représente pas plus de 20 % de la porosité totale. Nous supposons donc ici qu'il n'y a pas de croissance plastique des microfissures de clivage. Ces dernières seront donc prises infiniment plates, et de diamètre constant ; seule leur densité volumique évoluera.

Faut-il tenir compte de l'élasticité endommagée du bicristal ? Les modèles de comportement de matériaux poreux, issus d'une analyse micromécanique comme Gurson ou d'une approche variationnelle comme dans [Ponte Castañeda et Zaidman, 1993], négligent l'effet de l'endommagement sur l'élasticité. L'idée sous-jacente est que l'endommagement affecte essentiellement la déformation plastique du matériau, prédominante sur la déformation élastique, plus on se rapproche de la rupture. Les approches sécantes peuvent elles tenir compte des deux effets, mais leurs prédictions sont moins performantes que les approches plastiques micromécaniques. Pour notre part, nous ne tiendrons pas compte de cet effet. Ceci permet de plus de pouvoir simuler le poly-bicristal sans changer la règle de localisation (Berveiller-Zaoui ou en β), donc de pouvoir simuler des poly-bicristaux endommageables.

Quelles sont les approches de couplage déjà existantes ? Le premier type d'approches de couplage, dont l'utilisation est très répandue pour les matériaux fragiles microfissurés [Hori et Nemat-Nasser, 1983, Benveniste, 1986, Hashin, 1988] consiste à homogénéiser le matériau supposé linéaire et les microfissures à l'aide de modèles type Mori-Tanaka, autocohérent, voire d'un schéma différentiel. Cette approche permet de prendre en compte l'orientation des fissures et leur répartition spatiale, ainsi que les interactions entre fissures pour les plus fortes densités. Ce type de modèles peut par ailleurs être étendu aux matériaux élastoplastiques en considérant le comportement sécant. Le deuxième type d'approches, plus thermodynamique et phénoménologique, consiste à introduire une variable de dommage, éventuellement tensorielle, et de définir alors une "contrainte effective" s'appliquant à la loi de comportement du matériau dense [Lee et al., 1997]. L'évolution du dommage peut être corrélée soit aux modèles d'homogénéisation du premier type, pour l'élasticité, soit aux potentiels de dissipation plastique. Enfin, le dernier type d'approches concerne les modèles micromécaniques, comme Gurson appliqué à des cavités penny-shape, ou les approches variationnelles [Li, 1994, Lee et Mear, 1992, Ponte Castañeda et Zaidman, 1993]. Ces modèles proposent un meilleur couplage entre la plasticité et l'endommagement, mais sont délicats à mettre en œuvre dans le cas de matériaux anisotropes voir multiphasés.

Quel couplage semble le mieux adapté ? Les approches micromécaniques, bien que performantes, doivent être éliminées pour les raisons évoquées ci-dessus. La notion de contrainte effective basée sur l'équivalence en déformation est plus appropriée dans notre cas. Il s'agit en effet de relier la contrainte appliquée au matériau microfissuré à la contrainte qu'il faudrait appliquer au matériau sain pour obtenir la même déformation. Sachant que via le MCM nous disposons déjà de cette dernière contrainte, la mise en œuvre numérique d'un tel modèle serait aisée. L'inconvénient est que cette méthode est plutôt utilisée pour les matériaux linéaires ; il s'agira donc de l'étendre au cas sécant. Comme la croissance

plastique des cavités est négligeable devant la germination, les restrictions du modèle sécant évoquées ci-dessus auront peu d'effet. La forme du tenseur de dommage pourra par ailleurs être corrélée au premier type d'approche de couplage.

Afin de montrer néanmoins quels outils plus performants pourraient être exploités dans la modélisation des matériaux anisotropes poreux, nous proposons en annexe A-IV.4 le développement d'une approche variationnelle appliquée au cas d'un monocristal élastoplastique ou viscoplastique poreux. Cette approche variationnelle n'est pas applicable à la situation présente du fait de l'aspect biphasé du matériau. Cependant, elle pourra certainement être utile dans d'autres cas, tels les matériaux monocristallins où la croissance de cavités plus que la germination gouverne la rupture (cas du zirconium par exemple).

V.2.2 Définition du tenseur de dommage

Dans un premier temps, on considère un matériau possédant un ensemble de fissures, de mêmes dimensions, et toutes orientées selon la direction 3 du repère, comme présenté sur la figure V.20. Le diamètre des fissures, supposées parfaitement aplaties, est de $2a$. Leur répartition est supposée aléatoire.

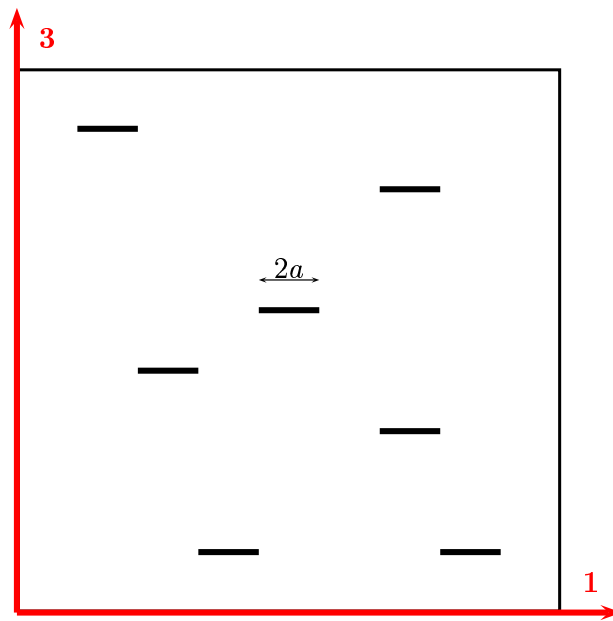


FIG. V.20 – Cas idéal d'un matériau homogène possédant un ensemble de fissures de clivage de même diamètre et de même orientation.

Le tenseur de dommage $\underset{\sim}{\mathbf{D}}$ est introduit par comparaison entre le matériau "sain" et le matériau endommagé. Il relie les contraintes du matériau endommagé à celles obtenues dans un matériau sain *pour la même déformation totale* via l'équation :

$$\underset{\sim}{\boldsymbol{\Sigma}} = \left(\underset{\sim}{\mathbf{I}} - \underset{\sim}{\mathbf{D}} \right) : \underset{\sim}{\boldsymbol{\Sigma}}^* \quad (5.28)$$

Du fait de la géométrie particulière du motif de la figure V.20, on peut considérer que seules certaines composantes de \mathbf{D}_{\approx} seront non nulles : ce sont celles agissant sur les termes 33, 13 et 23 du tenseur des contraintes Σ^* . En notations de Voigt, nous écrirons donc :

$$\mathbf{D}_{\approx} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \alpha & & & \\ 0 & 0 & \alpha & & & \\ 0 & 0 & \beta & & & \\ & & & \frac{1}{2}\gamma & & \\ & & & & \frac{1}{2}\gamma & \\ & & & & & 0 \end{bmatrix} \quad (5.29)$$

Les termes α , β et γ restent donc à déterminer. Pour ce faire, nous avons utilisé le modèle de Mori–Tanaka [Mori et Tanaka, 1973] appliqué dans le cas d’un matériau présentant la même géométrie mais de comportement linéaire.

Dans le cas de ce modèle, nous supposons d’abord que les fissures ont une demi-hauteur b très inférieure à a , mais non nulle. Si η correspond à la densité volumique de fissures, leur fraction volumique vaut :

$$f = \frac{4}{3}\pi a^2 b \eta \quad (5.30)$$

Nous noterons \mathbf{C}_{\approx} le tenseur de rigidité du matériau élastique linéaire sain, $\mathbf{C}_{\approx\text{eff}}$ le tenseur de rigidité du matériau multifissuré estimé par le modèle de Mori–Tanaka, et \mathbf{S}_{\approx} le tenseur d’Eshelby relatif à la forme des fissures et au comportement \mathbf{C}_{\approx} . Le modèle donnera alors :

$$\mathbf{C}_{\approx\text{eff}} = (1 - f) \mathbf{C}_{\approx} : \left(\mathbf{I}_{\approx} - \mathbf{S}_{\approx} \right) : \left(\mathbf{I}_{\approx} - (1 - f) \mathbf{S}_{\approx} \right)^{-1} \quad (5.31)$$

L’équation 5.28 équivaut alors à définir directement \mathbf{D}_{\approx} par :

$$\mathbf{D}_{\approx} = \mathbf{I}_{\approx} - \mathbf{C}_{\approx\text{eff}} : \mathbf{C}_{\approx}^{-1} \quad (5.32)$$

L’expression du tenseur d’Eshelby dans le cas de fissures aplaties (“penny–shape”) peut être trouvée dans [Mura, 1987], lorsque le comportement est linéaire isotrope. Ses termes non nuls sont les suivants :

$$\begin{cases} S_{1111} = S_{2222} = \frac{13 - 8\nu}{32(1 - \nu)} \pi \frac{b}{a} \\ S_{1122} = S_{2211} = \frac{8\nu - 1}{32(1 - \nu)} \pi \frac{b}{a} \\ S_{1133} = S_{2233} = \frac{2\nu - 1}{8(1 - \nu)} \pi \frac{b}{a} \\ S_{1212} = \frac{7 - 8\nu}{16(1 - \nu)} \pi \frac{b}{a} \\ S_{1313} = S_{2323} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\nu - 2}{4(1 - \nu)} \pi \frac{b}{a} \right) \end{cases} \quad (5.33)$$

Le tenseur $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ a alors été calculé grâce au logiciel `Maple`. Ses termes sont complexes, mais néanmoins un passage à la limite peut être effectué dans le cas d'un ratio b/a tendant vers 0. En posant $\rho = (2a)^3\eta$ la densité effective de fissures, ses termes non nuls deviennent :

$$\begin{cases} D_{1133} = D_{2233} = \frac{2\nu(1-\nu)\rho}{3-6\nu+2(1-\nu)^2\rho} \\ D_{3333} = \frac{2(1-\nu)^2\rho}{3-6\nu+2(1-\nu)^2\rho} \\ D_{1313} = D_{2323} = \frac{2(1-\nu)\rho}{6-3\nu+2(1-\nu)\rho} \end{cases} \quad (5.34)$$

Les termes de $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ n'ont donc pas une évolution linéaire avec la densité effective de fissures de clivage ρ .

L'expression de $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ obtenue est alors étendue au cas d'un comportement élastoplastique. L'annexe A-IV.3 présente une comparaison détaillée dans le cas d'un matériau élastoplastique isotrope entre les prédictions d'un tel modèle (étendu ici de façon sécante) et des simulations E.F. sur motif représentatif. La question peut se poser de savoir quel ν faut-il choisir. L'étude de l'annexe montre que prendre un ν sécant sous-estime légèrement les contraintes, mais reproduit assez bien les déformations latérales obtenues lors d'un essai de traction normal aux fissures. Cependant, dans le cas général d'un chargement non-proportionnel, nous considérerons les coefficients α , β et γ indépendants du chargement, calculés avec la valeur de ν en élastique :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{2\nu(1-\nu)\rho}{3-6\nu+2(1-\nu)^2\rho} \\ \beta = \frac{2(1-\nu)^2\rho}{3-6\nu+2(1-\nu)^2\rho} \\ \gamma = \frac{2(1-\nu)\rho}{6-3\nu+2(1-\nu)\rho} \end{cases} \quad (5.35)$$

V.2.3 Autre définition du dommage

Le schéma différentiel [Hashin, 1988] propose une autre définition du tenseur de dommage. Il est fondé sur une analyse incrémentale qui considère une modification $\partial\rho$ de la densité de microfissures apparaissant dans un matériau déjà microfissuré avec une densité ρ . La relation 5.28 est alors modifiée selon :

$$\begin{cases} \frac{\partial \underline{\underline{\Sigma}}}{\partial \rho} = -\frac{\partial \underline{\underline{\mathbf{D}}}}{\partial \rho} : \underline{\underline{\Sigma}} \\ \underline{\underline{\Sigma}}(\rho = 0) = \underline{\underline{\Sigma}}^* \end{cases} \quad (5.36)$$

Nous poserons désormais $\exp\left(-\underline{\underline{\mathbf{D}}}\right)$ la série telle que :

$$\exp\left(-\underline{\underline{\mathbf{D}}}\right) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n (\underline{\underline{\mathbf{D}}})^n}{n!} \quad (5.37)$$

avec la convention $(\mathbf{D}_{\approx})^0 = \mathbf{I}_{\approx}$. La convergence de cette série est assurée par le calcul des puissances successives de \mathbf{D}_{\approx} , qui aboutit à :

$$\exp\left(-\mathbf{D}_{\approx}\right) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{\alpha}{\beta}(\exp(-\beta) - 1) & & & \\ 0 & 0 & \frac{\alpha}{\beta}(\exp(-\beta) - 1) & & & \\ 0 & 0 & \exp(-\beta) & & & \\ & & & \exp(-\gamma) & & \\ & & & & \exp(-\gamma) & \\ & & & & & 0 \end{bmatrix} \quad (5.38)$$

Alors la solution de 5.36 est clairement :

$$\underline{\Sigma} = \exp\left(-\mathbf{D}_{\approx}\right) : \underline{\Sigma}^* \quad (5.39)$$

Le développement limité à l'ordre 1 de cette expression permet de retrouver la définition "linéaire" du dommage (équation 5.28).

V.2.4 Cas du multiclivage

Dans le cas du multiclivage, ou du cisaillement par exemple, on peut définir de la même manière les tenseurs de dommage relatif à chaque densité de fissure : $\mathbf{D}_{\approx n}$ sera associé ainsi à la densité de fissures ρ_n de normale \underline{n} . On peut considérer que pour le modèle de Mori-Tanaka, le dommage est additif, et alors la contrainte du matériau endommagé sera donnée par :

$$\underline{\Sigma} = \left(\mathbf{I}_{\approx} - \sum_n \mathbf{D}_{\approx n} \right) : \underline{\Sigma}^* \quad (5.40)$$

Pour le schéma différentiel, le même raisonnement permet de supposer que les fissures de chaque type apparaissent les unes à la suite des autres dans un matériau déjà fissuré, ce qui aboutit à :

$$\underline{\Sigma} = \exp\left(-\sum_n \mathbf{D}_{\approx n}\right) : \underline{\Sigma}^* \quad (5.41)$$

V.2.5 Mise en œuvre numérique

Dans le cadre du modèle micromécanique, c'est à l'échelle du MCM (échelle 2, modèle à 4 phases) que le couplage entre comportement et endommagement va intervenir. Le principe de base du MCM n'est pas perturbé. Y est adjoint une fonction qui permet de calculer la densité moyenne de fissure pour chaque normale à un plan de clivage, en pondérant les variables ρ_n par la fraction volumique de chaque sous-matériau considéré (c'est-à-dire les trois branches de ferrite). 3 tenseurs \mathbf{D}_{\approx} sont alors calculés à partir de ces trois densités moyennes, soit un par normale. Finalement, en fin de calcul des variables internes à l'incrément de temps considéré, le tenseur des contraintes calculé à l'échelle du MCM (qui correspond à $\underline{\Sigma}^*$) est modifié via la relation 5.28 ou 5.36, selon le schéma considéré (linéaire ou différentiel).

Pour de plus amples détails, on pourra consulter utilement l'annexe A-V.3.

En conclusion _____

- *Le modèle de couplage choisi affecte le comportement macroscopique du bicristal au travers d'un tenseur de dommage,*
 - *Ce tenseur de dommage affecte directement la contrainte, et ne perturbe pas le MCM,*
 - *Le tenseur de dommage est calé sur un modèle de Mori-Tanaka, étendu ici de façon sécante,*
 - *Le cas du multiclivage est intégré directement par la formulation choisie.*
-

V.3 Coalescence et Rupture

V.3.1 Adaptation du modèle de Thomason

Nous avons vu au chapitre IV que la rupture intervenait peu de temps après la coalescence: il n'est donc pas forcément utile de modéliser ce stade, et d'un point de vue numérique, on peut dès lors tâcher de déterminer un dommage critique pour lequel le VER du bicristal sera rompu. Ce dommage critique va être choisi comme étant celui pour lequel on a coalescence. Nous nous proposons donc d'adapter le modèle de coalescence de Thomason [Thomason, 1985, Benzerga et al., 1999] au cas du bicristal afin de pouvoir calculer ce dommage critique.

Les longueurs caractéristiques du modèle sont rappelées sur le schéma de la figure V.21. L et H désignent respectivement la demi-largeur et la demi-hauteur de la cellule, et b et a la demi-hauteur et le rayon des fissures de clivage de forme "penny-shape". Si l'on suppose que les fissures de clivage sont distribuées de façon isotrope, à l'état initial on a $L = H$. De plus, si l'on suppose que les fissures "penny-shape" sont très aplaties, $b/a \ll 1$ tout au long du chargement. Nous négligerons en particulier la croissance de ces fissures, conformément à ce qui a été observé au chapitre IV.

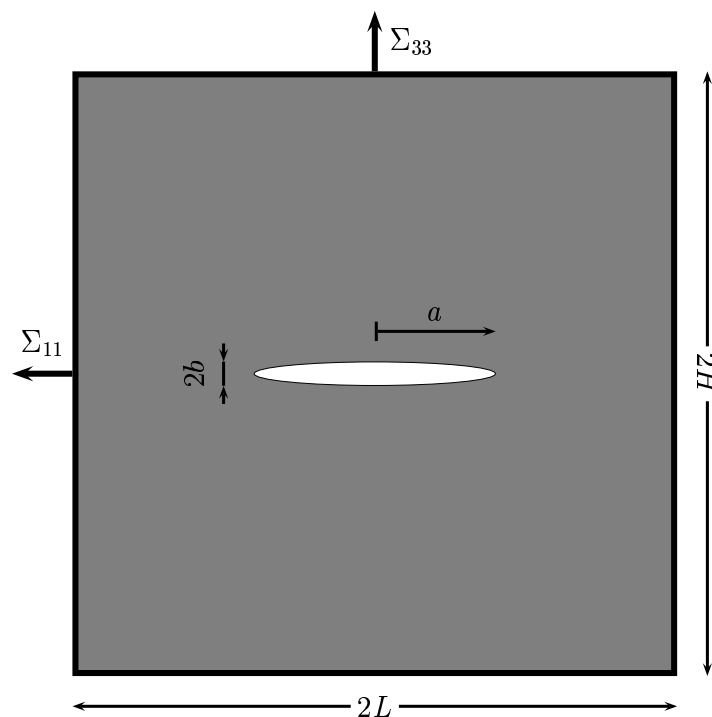


FIG. V.21 – Schéma de la cellule de Thomason.

La matrice sera supposée avoir un comportement parfaitement plastique isotrope, de contrainte d'écoulement σ_Y . Σ_{11} et Σ_{33} seront les contraintes latérale et normale appliquées à la cellule. C_f désignera le facteur de concentration des contraintes dans la zone du ligament non-rompu de la cellule, et f_n la fraction surfacique de porosité dans la direction normale.

Le critère de coalescence de Thomason considère le moment où la charge limite est atteinte dans le ligament :

$$f_n C_f = \frac{\Sigma_{33}}{\sigma_Y} \quad (5.42)$$

Le terme de gauche de l'équation 5.42 représente la géométrie de la cellule, et le terme de droite correspond au chargement.

La formule originale donnant C_f , proposée par Thomason [Thomason, 1985], a été modifiée par Benzerga [Benzerga, 2000] pour tenir compte des cas limites comme par exemple les fissures "penny-shape" :

$$C_f = 0.1 \left[\frac{L/a - 1}{W + \alpha L/a} \right]^2 + 1.2 \sqrt{\frac{L}{a}} \quad (5.43)$$

avec $\alpha \simeq 0.14$ et $W = b/a$. Nous noterons désormais $\chi = a/L$. En supposant W très petit, nous obtenons finalement :

$$C_f = 0.1 \left(\frac{1 - \chi}{\alpha} \right)^2 + \frac{1.2}{\sqrt{\chi}} \quad (5.44)$$

De même, $f_n = 1 - \chi^2$. La densité volumique de fissures de clivage est elle donnée par le volume de la cellule axisymétrique, $\eta^{-1} = 2\pi H L^2$.

Par ailleurs, L et H évoluent en fonction de la déformation plastique de la cellule. Si l'on néglige la croissance de la fissure "penny-shape" dans la cellule, cette dernière conserve le même volume durant le chargement, ce qui permet d'écrire, en notant E_{33}^p la déformation plastique dans la direction normale de la cellule :

$$\begin{cases} L = L_0 \exp\left(-\frac{1}{2}E_{33}^p\right) \\ H = L_0 \exp\left(E_{33}^p\right) \end{cases} \quad (5.45)$$

En utilisant la densité de fissures de clivage ρ , définie comme nous l'avons vu par l'équation 5.21, nous obtenons :

$$\rho = \frac{4}{\pi} \left(\frac{a}{L_0} \right)^3 \implies \chi = \left(\frac{\pi}{4} \rho \right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(\frac{1}{2}E_{33}^p\right) \quad (5.46)$$

Le ratio χ est donc une fonction croissante de la déformation plastique E_{33}^p mais aussi de la densité apparente ρ , qui évolue avec la loi de germination des fissures de clivage.

Il faut maintenant déterminer l'expression du rapport de contraintes Σ_{33}/σ_Y . Pour cela, nous supposons que $\sigma_Y \simeq \Sigma_{\text{eq}}^*$, avec Σ_{eq}^* la contrainte équivalente au sens de von Mises pour le matériau dense, au sens où nous l'avons défini dans l'équation 5.28 sur le couplage. En s'appuyant sur la relation 5.29, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \Sigma_{11} = \Sigma_{11}^* - \alpha \Sigma_{33}^* \\ \Sigma_{33} = (1 - \beta) \Sigma_{33}^* \end{cases} \quad (5.47)$$

On introduit alors les triaxialités $T = \Sigma_m/\Sigma_{eq}$ et $T^* = \Sigma_m^*/\Sigma_{eq}^*$. Si l'on suppose que la contrainte normale Σ_{33} est supérieure à la contrainte latérale Σ_{11} , on a $\Sigma_{eq} = |\Sigma_{33} - \Sigma_{11}| = \Sigma_{33} - \Sigma_{11}$. Le déroulement des calculs conduit finalement à :

$$\frac{\Sigma_{33}}{\Sigma_{eq}^*} = (1 - \beta) \left(T^* + \frac{2}{3} \right) = \frac{1}{\frac{3T-1}{2+3T} + \frac{1-\alpha}{1-\beta}} \quad (5.48)$$

On peut remarquer que $(1 - \alpha)/(1 - \beta) = 1 + 2/3\rho$. La condition de coalescence finale s'écrit donc :

$$\boxed{(1 - \chi^2) \left[0.1 \left(\frac{1 - \chi}{\alpha} \right)^2 + \frac{1.2}{\sqrt{\chi}} \right] = (1 - \beta) \left(T^* + \frac{2}{3} \right) = \frac{1}{1 + \frac{2}{3}\rho + \frac{3T-1}{2+3T}}} \quad (5.49)$$

Si l'on veut étudier analytiquement la coalescence en fonction de la triaxialité macroscopique, il vaut mieux utiliser la formulation en T . Cependant, d'un point de vue pratique, la mise en œuvre de ce modèle utilisera la formulation en T^* puisque les paramètres du matériau dense sont directement accessibles (voir l'annexe A-V.3).

V.3.2 Application au cas du Y4331

Dans le cas du Y4331, nous considérons un bicristal en traction simple selon une direction [001] de la ferrite. Nous linéarisons la densité de fissures de clivage par sa valeur à 30 % de déformation plastique :

$$\rho \simeq \frac{E_p}{0.30} \times \rho(30\%) \quad (5.50)$$

En introduisant cette expression dans l'équation 5.49, et en choisissant $T = 1/3$, on peut résoudre numériquement et obtenir *la déformation plastique à coalescence*. Le graphe de la figure V.22 montre ainsi que la déformation plastique à coalescence, dans le cas de la traction, vaut $E_c^p = 17.8$ %. Cette déformation plastique correspond à une densité critique de fissures $\rho_c = 39$ %.

P. Joly a obtenu, pour un essai de traction sur une éprouvette plate issue du Y4331 (la 2G), une déformation à rupture d'environ 30 %. La valeur obtenue semble donc correcte, puisque les autres bicristaux, possédant des taux de germination inférieurs, vont rompre ultérieurement. Par ailleurs, les déformations à coalescence ainsi que les densités apparentes critiques correspondantes peuvent être calculées selon la même méthode pour ces deux autres groupes de 8 variants équivalents. Les résultats sont reportés dans le tableau V.5.

Les valeurs de déformation plastique à rupture pour les groupes de variants 1 et 2 sont bien au-delà de l'identification de la loi de comportement. Elles sont donc à prendre avec précaution. Tout au plus peut-on dire qu'elles interviennent pour des déformations plastiques nettement plus importantes.

En réalité, la dépendance de la coalescence est bien plus importante vis-à-vis de la triaxialité que vis-à-vis de la déformation plastique. On peut montrer que pour des taux de germination compris entre 1.5 et 2.5, la déformation plastique à coalescence varie beaucoup

Variant	E_c^p (%)	ρ_c (%)
1	49.7	23.0
2	53.8	21.6
3	17.8	39.3

TAB. V.5 – *Déformations plastiques et densités critiques à coalescence pour les 3 groupes de 8 variants équivalents du Y4331.*

mais la densité apparente critique varie entre 35 et 40 %. Cette propriété semble indiquer que cette densité critique constitue un critère objectif (dans le sens relativement indépendant du bicristal considéré) de coalescence. En revanche, cette densité critique va dépendre de la triaxialité.

En utilisant le critère 5.49, nous avons calculé les densités critiques pour plusieurs valeurs de triaxialité en prenant pour simplifier $\rho = 2.2E_{33}^p$. Les résultats sont reportés sur le graphe de la figure V.23.

Pour les fortes triaxialités, les résultats sont faussés car la croissance de cavité n'est plus négligeable ; or nous n'en n'avons pas tenu compte. La densité critique à coalescence devrait alors chuter.

V.3.3 Prise en compte numérique de la coalescence

Lorsque le critère de coalescence est atteint, les ligaments entre les fissures de clivage se déchirent. Ce phénomène peut être assimilé à une augmentation rapide du diamètre des fissures de clivage, donc de la densité apparente ρ . La rupture pourrait correspondre au cas limite où $\rho = \infty$, ce qui implique que $D_{3333} = \beta = 1$ entre autres : Σ_{33} devient alors nul.

Une augmentation brutale de la densité ρ a une valeur très élevée conduit à des problèmes de convergence des algorithmes d'intégration. L'idéal consiste alors plutôt à introduire une coalescence continue, mais rapide néanmoins. Pour cela, à l'instar du modèle de Gurson–Tveergard–Needleman, nous avons introduit une densité ρ^* dont l'évolution par rapport à ρ est décrite sur la figure V.24.

Pour la mise en œuvre numérique du modèle de coalescence, on pourra se reporter à l'annexe A-V.3.

En conclusion

- *Le modèle de coalescence est une application directe du modèle de Thomason à l'échelle du bicristal.*
 - *Il intègre à la fois la germination des fissures et également l'effet de la déformation plastique.*
 - *La coalescence étant atteinte, la rupture est simulée par une accélération de la densité de fissures pour la direction considérée.*
-

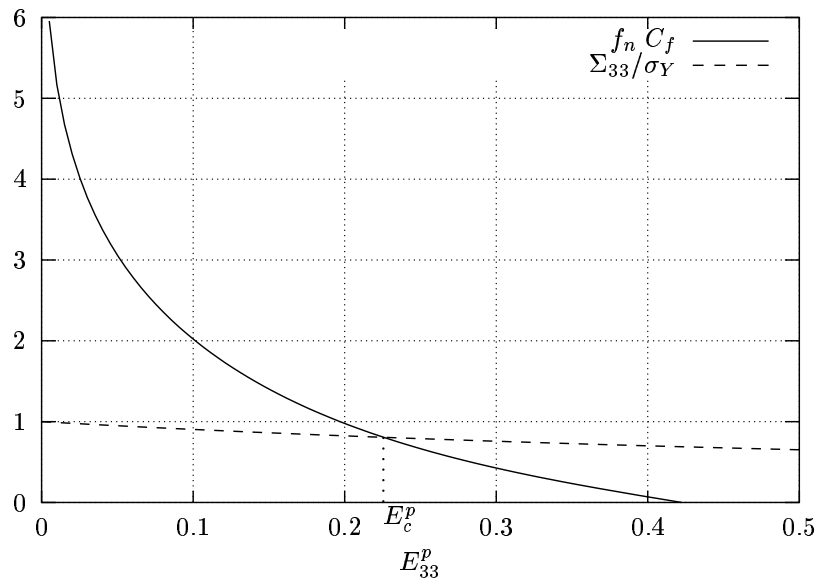


FIG. V.22 – Calcul de la déformation plastique à coalescence dans le cas d'un essai de traction sur le bicristal de Y4331 possédant le plus fort taux de germination.

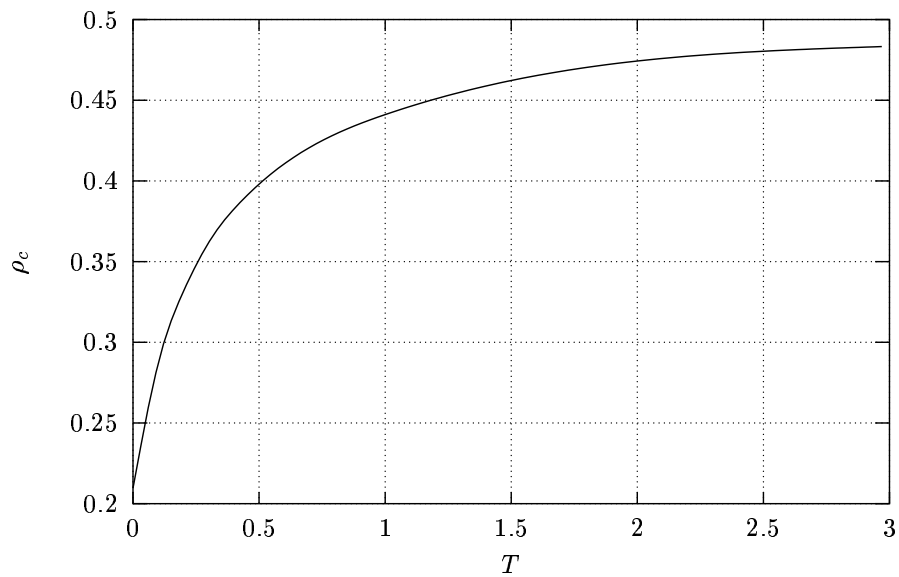


FIG. V.23 – Evolution de la densité apparente critique ρ_c en fonction de la triaxialité.

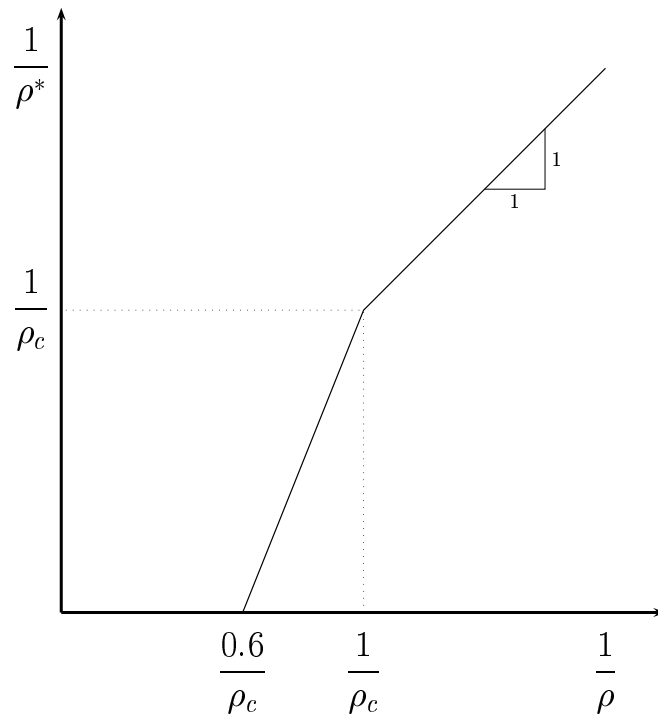


FIG. V.24 – Evolution de la densité de coalescence ρ^* en fonction de la densité de fissures ρ . A partir de la coalescence, à ρ_c , la densité ρ^* est accélérée rapidement vers $+\infty$.

V.4 Applications du modèle

Nous désignerons par le terme de *modèle d'endommagement* l'ensemble formé par la loi de germination, le modèle de couplage et le modèle de coalescence.

La première application de ce modèle concerne la simulation de poly-bicristaux de Y4331, dans le cas des essais de traction, afin de prédire la ductilité de ce matériau. Dans le but de qualifier les effets d'échelle, des simulations E.F. sur éprouvettes lisses ont aussi été effectuées.

Ce modèle va également être utilisé, en complément du modèle micromécanique, afin de simuler les essais de traction *in-situ* effectués au chapitre IV. La comparaison des courbes de traction et des ductilités va ainsi fournir quelques éléments pour la validation du modèle.

V.4.1 Traction / Compression du Y4331

a) Simulation d'un poly-bicristal de Y4331

Le modèle micromécanique couplé au modèle d'endommagement permet de simuler un poly-bicristal de Y4331 endommageable, et de prévoir ainsi sa ductilité. Les courbes de la figure V.25 comparent ainsi les essais de traction et de compression, effectués selon la direction \mathcal{T} et sur le Y4331, aux simulations.

On peut constater la bonne correspondance entre la courbe de compression simulée et l'essai de compression sur pion, du moins jusqu'à 20 % de déformation. Ceci provient de l'optimisation du modèle micromécanique sur l'essai de compression. Néanmoins, les simulations de l'essai de compression montrent que les densités de fissures de clivage dans les directions \mathcal{L} et \mathcal{R} (perpendiculaires à la direction de compression \mathcal{T}) existent, bien qu'elles soient faibles. Ceci peut s'expliquer par l'effet de confinement de la ferrite dans l'austénite, qui développe des contraintes latérales de traction dans cette phase.

La courbe de traction simulée est cependant supérieure à la courbe de traction réelle. Ceci est bien sûr dû à la différence de comportement de la phase ferritique en traction et en compression, que nous avons évoquée au paragraphe II.2, et a été déjà relevé par [Devillers-Guerville, 1998]. La simulation montre clairement que les trois groupes de 8 variants équivalents rompent chacun à leur tour, ce qui provoque cette chute de contrainte en deux temps : le deuxième temps correspond à la rupture des deux derniers groupes de variants.

Nous considérerons que la première chute de contrainte correspond à la rupture : la ductilité prévue vaut donc approximativement 25 %, valeur légèrement supérieure aux valeurs expérimentales comprises plutôt entre 18 et 20 %. En réalité, de la localisation apparaît dans les éprouvettes de traction lisse dès que la contrainte passe par son maximum. De plus, ces éprouvettes, du fait qu'elles possèdent moins d'une centaine de bicristaux, ne sont pas exemptes d'effet d'échelle.

Nous nous proposons d'évaluer ces effets d'échelle dans une seconde partie.

b) Simulations E.F. d'éprouvettes lisses

Afin de quantifier la dispersion des ductilités sur éprouvettes lisses, nous proposons de simuler des éprouvettes contenant un certain nombre de bicristaux dans sa zone utile. L'orientation de chacun de ces bicristaux est tirée aléatoirement parmi les 24 variants, afin de simuler ainsi les effets d'échelle.

Chaque élément correspond à un bicristal particulier. Les bicristaux ne sont donc pas finement maillés : comme leur taille est millimétrique, il faudrait pour bien les représenter les mailler avec plus de 500 éléments, le MFM représentant des zones de taille $100 \mu\text{m}^3$ environ. Les calculs seraient alors beaucoup trop lourds pour une étude paramétrique simple.

Trois maillages ont été utilisés : un premier avec $2^3 = 8$ éléments dans sa zone utile, un deuxième avec $4^3 = 64$ éléments, et un dernier avec $6^3 = 216$ éléments. Le maillage des éprouvettes à 216 éléments est présenté à la figure V.26. Le cube central contient $6^3 = 216$ éléments quadratiques réduits (20 nœuds, 8 points de Gauss) correspondant chacun à 1 bicristal aléatoire. Les entailles sont constituées avec le variant le plus “mou”, afin d’éviter l’apparition de l’endommagement.

Les essais de traction sont effectués jusqu’à rupture. En pratique, on constate que la rupture d’un élément conduit à une instabilité, entraînant une chute brutale de la force exercée : la déformation correspondante sera alors prise comme valeur de ductilité.

Les résultats en termes de densité de fissures maximale sont présentés sur la figure V.27, au moment de la rupture, pour un tirage du maillage à 216 éléments. On constate que ces densités sont très dissemblables sur le contour extérieur de l’éprouvette, ce qui est dû aux différences d’orientation (et donc d’endommagement) entre les bicristaux. Mais les isovaleurs de densité de fissure, effectuées pour les éléments correspondant au même variant, montrent que les effets de voisinage sont extrêmement importants, puisque de gros écarts sont là encore observés.

Enfin, le graphe de la figure V.28 montre l’ensemble des ductilités obtenues pour tous les tirages, en fonction du nombre d’éléments de la zone utile (en échelle logarithmique). Les ductilités pour un élément ont été ajoutées, elles sont inférieures à celles données précédemment pour chaque bicristal car c’est la déformation correspondant à la décroissance de la force appliquée qui est considérée comme ductilité. Cependant, on retrouve bien 3 ductilités, une par groupe de variants équivalents.

La ductilité moyenne décroît donc avec le nombre de bicristaux : elle passe de 22 % pour 1 élément à 14 % pour 216 éléments environ. La dispersion de la ductilité décroît également avec le nombre de bicristaux, excepté pour les simulations à 8 bicristaux où un plus grand nombre de simulations seraient nécessaires pour tester des tirages amenant plus de dispersion.

V.4.2 Simulation des éprouvettes *in-situ*

Le modèle micromécanique ainsi que le modèle d’endommagement ont été appliqués à la simulation EF des essais de traction *in-situ* effectués au chapitre IV.

a) Descriptif des simulations

4 essais ont ainsi été simulés : deux essais sur éprouvettes à entaille simple (T2 et Y6), et deux essais sur éprouvettes doublement entaillées (Y4 et Y5).

La figure V.29 présente les maillages des entailles utilisés pour la simulation des éprouvettes de traction *in-situ*. Afin de simplifier les calculs, tout le maillage est constitué d’un unique matériau, le bicristal majoritaire de l’éprouvette considérée. En effet, si les cartographies EBSD permettent de mailler plus précisément les entailles avec les différents

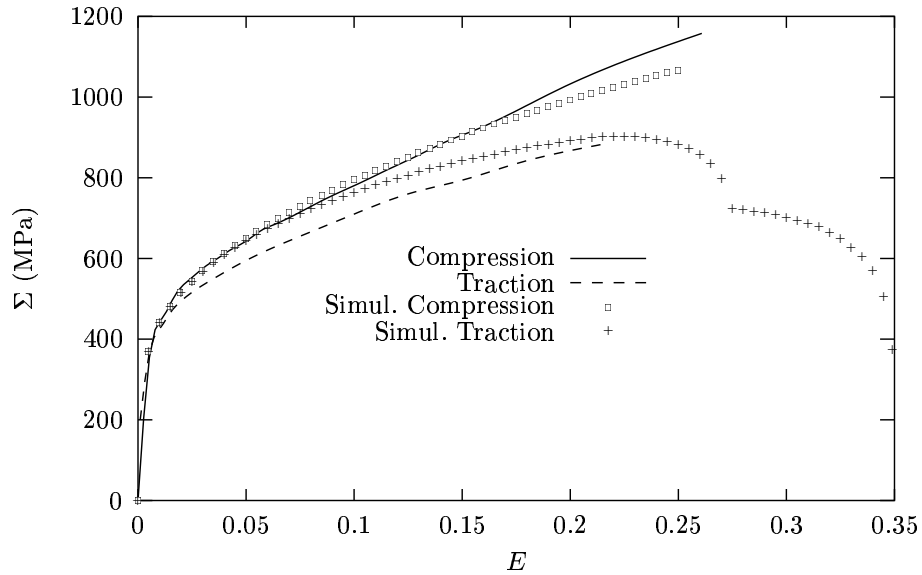


FIG. V.25 – *Comparaison simulations—expériences pour les essais de traction et de compression sur le Y4331.*

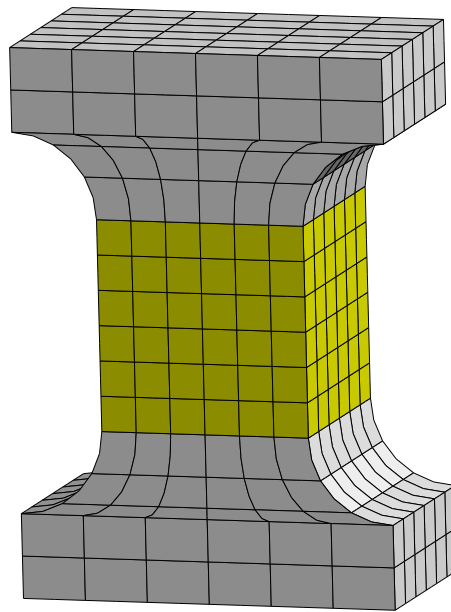


FIG. V.26 – *Maillage d'éprouvette lisse utilisé pour simuler les effets d'échelle. Chacun des 216 éléments du cube central possède une orientation tirée aléatoirement parmi les 24 variants.*

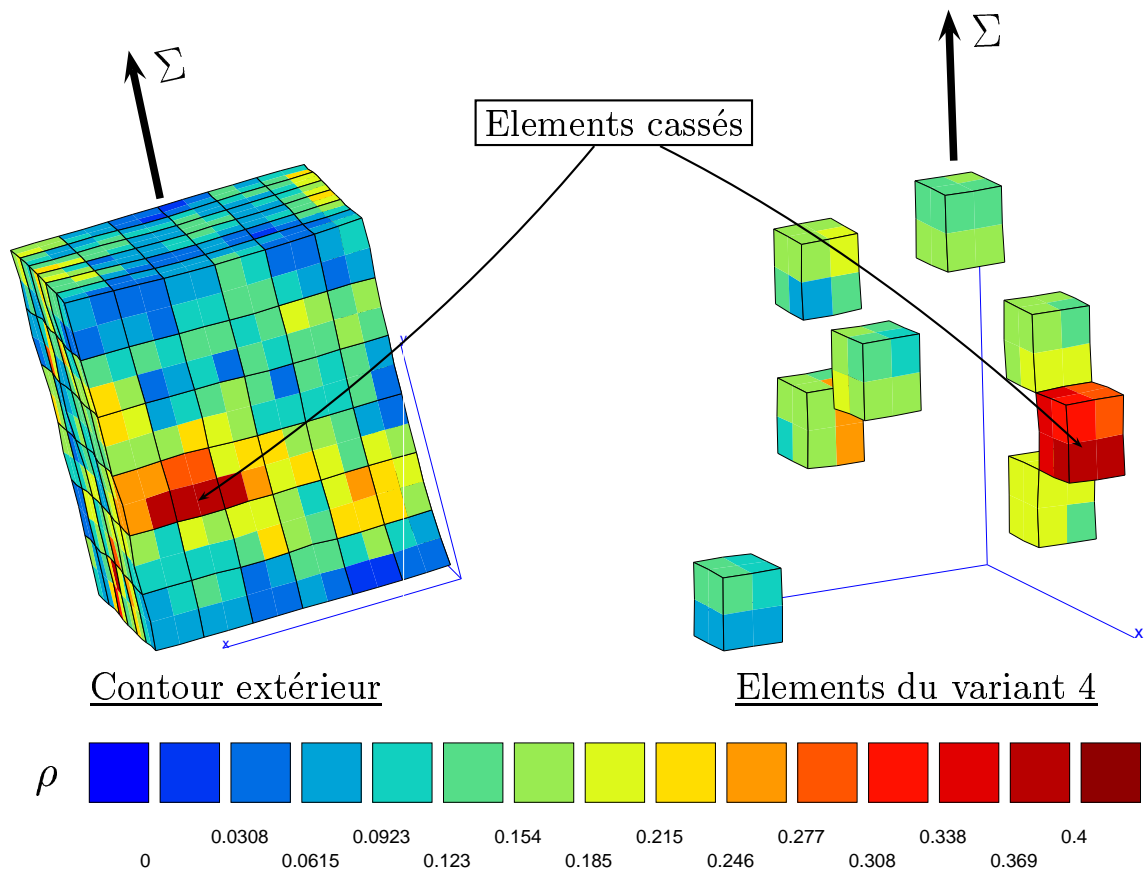


FIG. V.27 – Isovaleurs de la densité de fissure dans la direction de traction, pour le contour extérieur de l'éprouvette et pour un groupe de variants particulier.

bicristaux présents, de tels calculs sont très coûteux en termes de temps de calcul et de mémoire vive. Qui plus est, leur convergence est délicate.

La taille des mailles a été prise de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, afin de respecter la taille du VER correspondant au bicristal. Les conditions limites imposées doivent représenter au mieux l'essai : déplacement U_1 imposé sur le bord droit des entailles, déplacement U_1 nul sur le bord gauche, et fixation totale d'un nœud du bord gauche.

b) Résultats

Toutes les isovaleurs de densité de fissure ρ présentées sur les figures ont pour échelle 0 et 0.4, valeur à coalescence dans le cas de la traction simple.

La figure V.30 compare les courbes de traction simulées et expérimentales pour les deux éprouvettes à entaille simple. Pour l'éprouvette T2, les prédictions sont excellentes en termes de force-déplacement sont excellentes, sauf en début de déformation. Ce dernier point est vraisemblablement dû aux effets de structure de l'assemblage expérimental constitué par la platine de traction et l'éprouvette. La ductilité prévue est également de l'ordre de grandeur de celle obtenue expérimentalement, preuve que le modèle semble bien adapté à la représentation de l'essai sur cette éprouvette : la densité ρ atteint en effet la valeur de 0.4 (valeur à coalescence) pour un déplacement de $450 \mu\text{m}$. Les isovaleurs présentées (pour une demi-tranche ici) montrent que l'endommagement est maximal au centre des entailles, et à mi-épaisseur de l'éprouvette.

En ce qui concerne l'éprouvette Y6, qui a rompu en cisaillement, la courbe de traction simulée est supérieure à celle expérimentale. Cette surestimation peut provenir de la remarque effectuée sur l'utilisation du MCM en cisaillement : le MCM surestime les déformations de la ferrite, donc les contraintes de cette phase, dans le cas d'un essai de cisaillement.

Néanmoins, la densité de fissures de clivage est bien nulle, même aux forts déplacements, comme l'indique l'isovaleur de ρ . La ductilité de cette éprouvette est par conséquent très importante, supérieure à sa valeur expérimentale car l'endommagement par cisaillement n'est pas pris en compte dans le modèle.

La simulation des éprouvettes à entaille double, Y4 et Y5, donne *a priori* de bons résultats en termes de courbes force-déplacement, comme l'indique la figure V.31.

Cependant, l'amorçage de fissure, qui correspond à la rupture d'un élément par coalescence, intervient pour des déplacements relativement faibles, de l'ordre de $80 \mu\text{m}$. Cet amorçage se situe dans les deux cas à mi-épaisseur de l'éprouvette, et à peu près au centre des entailles. A partir de l'instant d'amorçage, les simulations EF convergent difficilement car la force tend à décroître, ce qui fait que les simulations n'ont pu être poursuivies.

La ductilité prévue est par conséquent bien inférieure aux ductilités expérimentales, et ce dans les deux cas. Deux phénomènes interviennent dans cet amorçage précoce :

- La taille de maille près des entailles de rayon $100 \mu\text{m}$ a été raffinée, ce qui entraîne une rupture plus rapide des éléments près de ces entailles,
- L'échelle de $100 \mu\text{m}$ considérée n'est pas nettement inférieure à la taille de lattes, et par conséquent les effets probabilistes réels sont plus importants.

L'importance de la taille de maille est donc ici mise en valeur. Le modèle d'endommagement semble clairement plus adapté à la simulation des éprouvettes de rayon 1 mm .

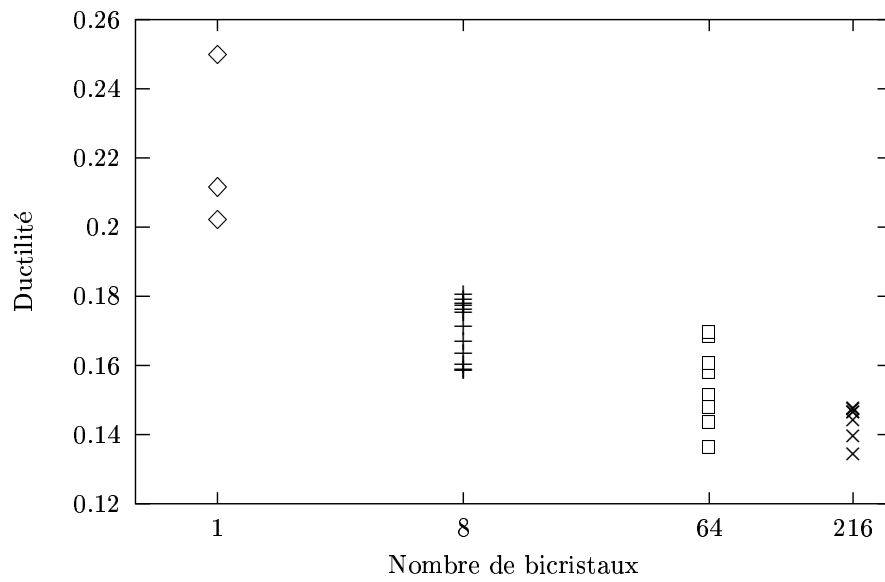


FIG. V.28 – Ductilités obtenues pour divers tirages aléatoires et sur l'ensemble des maillages.

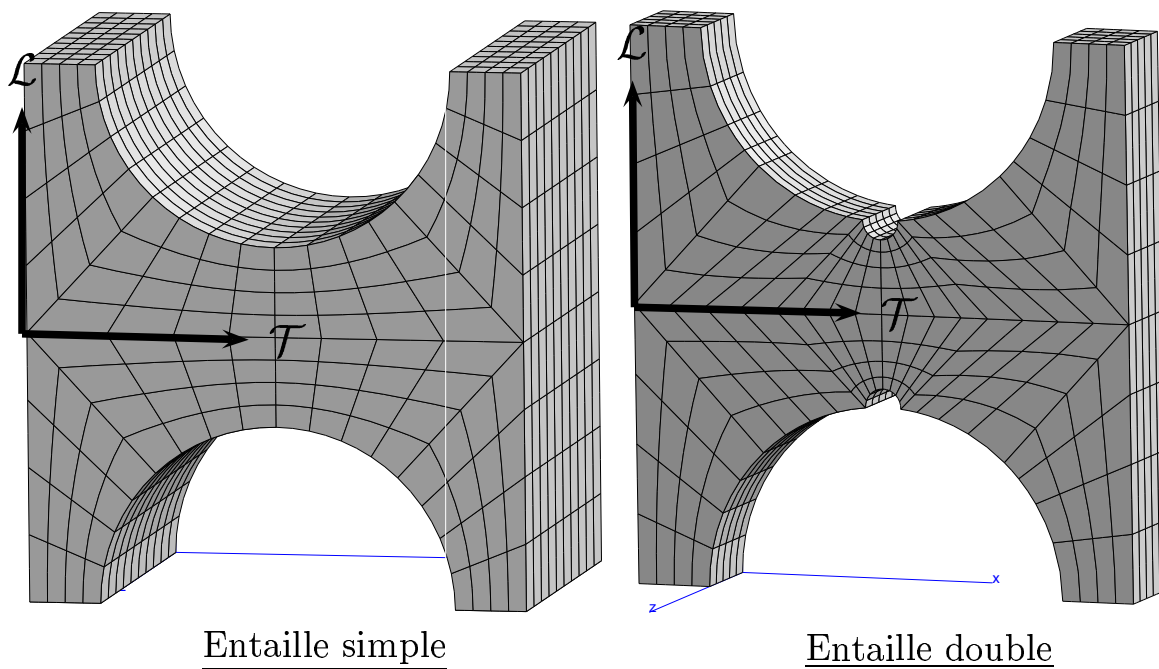


FIG. V.29 – Maillages utilisés pour la simulation des entailles des éprouvettes de traction *in-situ*.

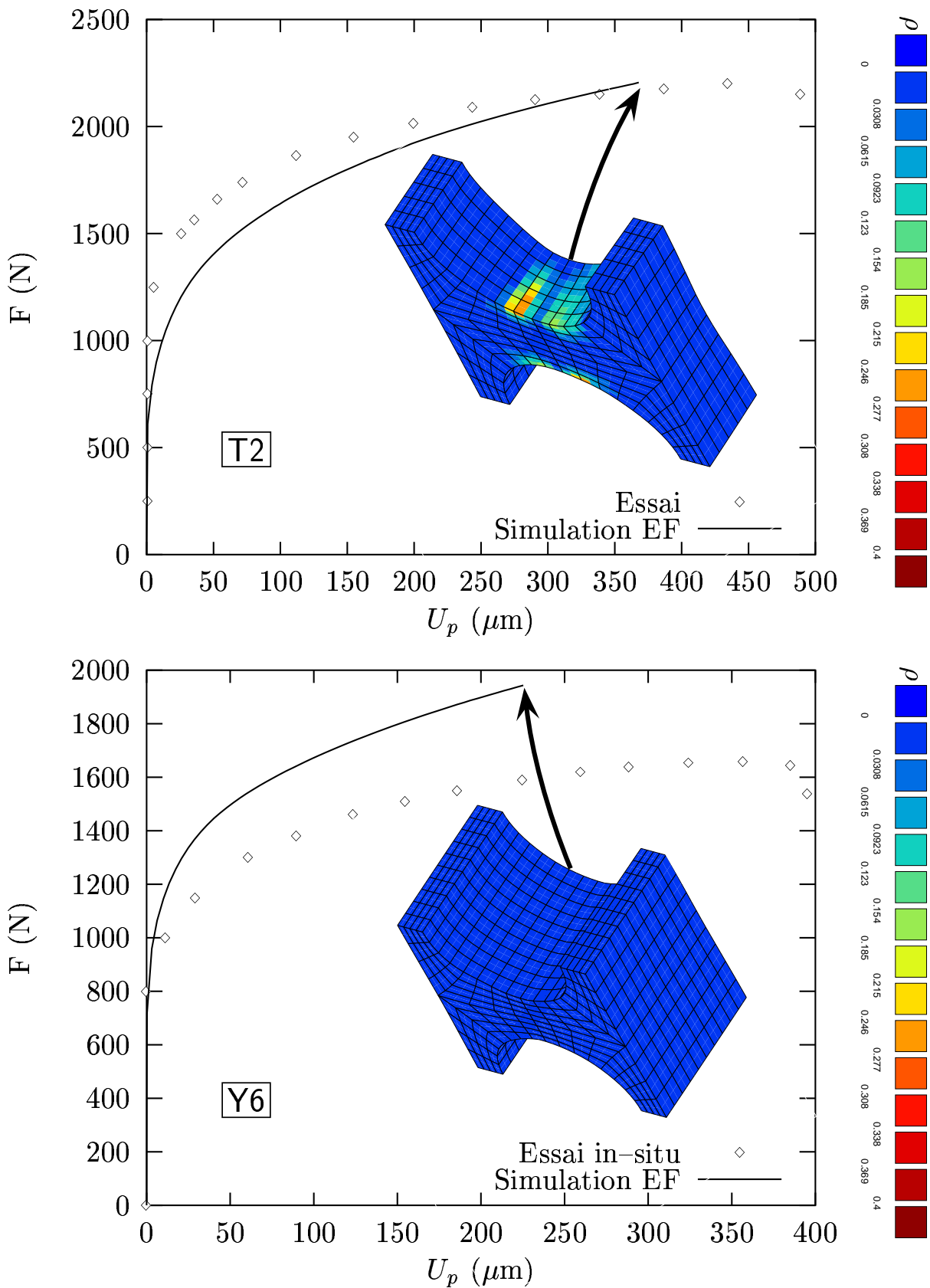


FIG. V.30 – Comparaison des résultats de simulation et des essais de traction pour les éprouvettes à entaille simple (T2 et Y6). Les isovaleurs correspondent à la densité de fissure maximale ρ , comprise entre 0 et 0.4 (valeur à coalescence).

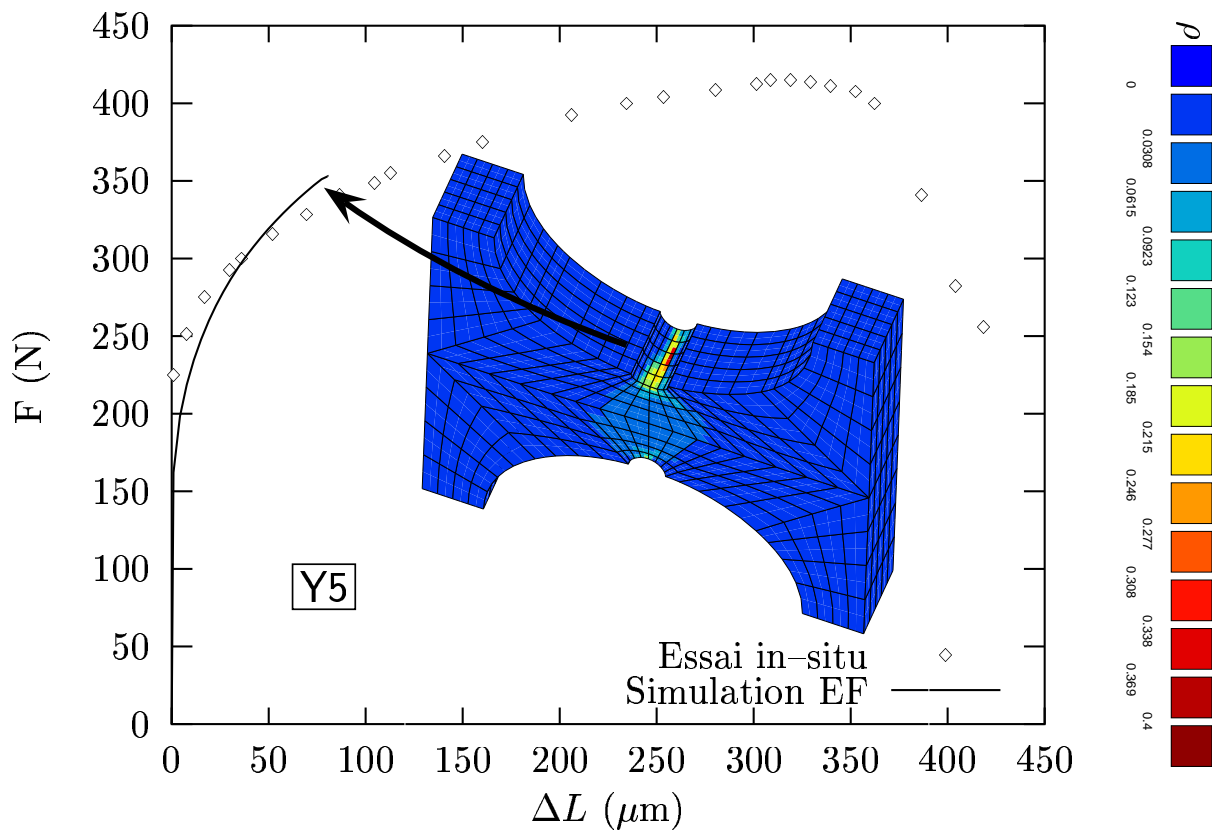
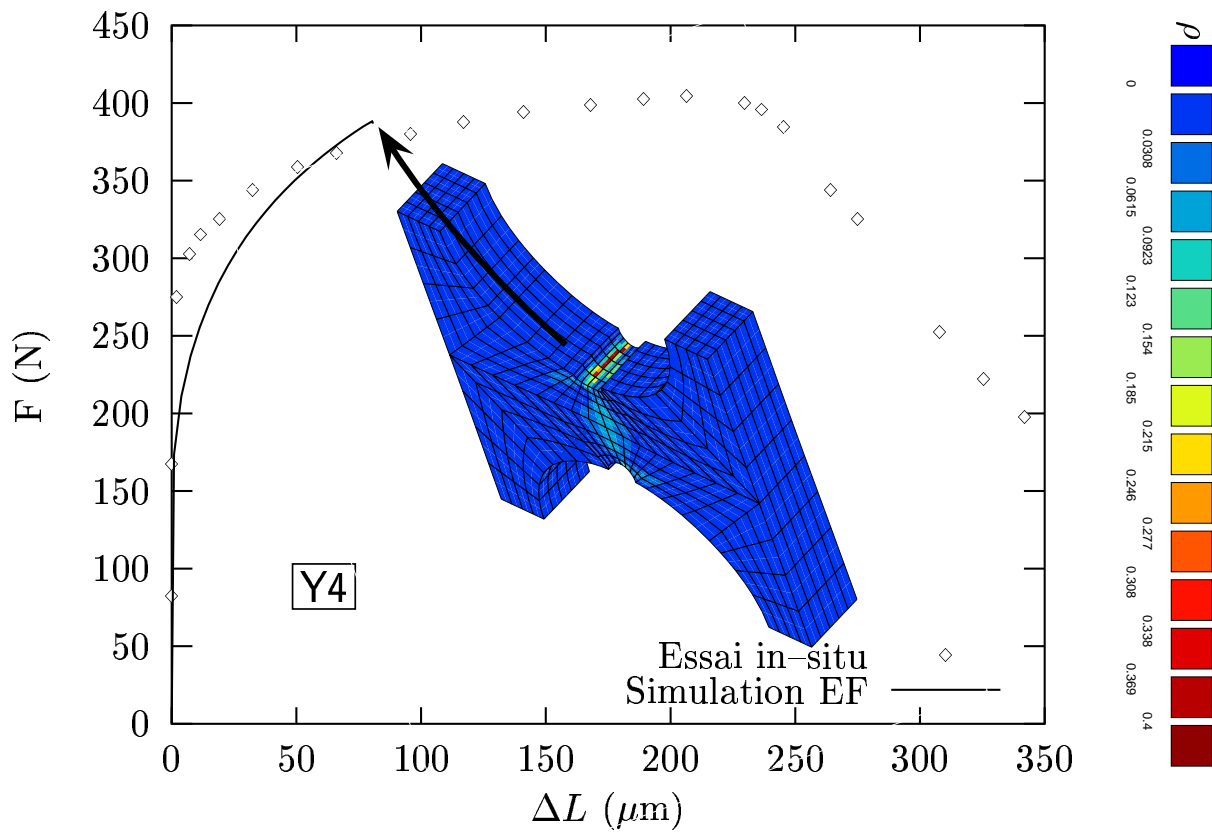


FIG. V.31 – Comparaison des résultats de simulation et des essais de traction pour les éprouvettes à entaille double (Y4 et Y5).

En conclusion

- *L'application des modèles de comportement et d'endommagement permet de simuler les ductilités d'un poly-bicristal dans le cadre d'un essai de traction, mais aussi d'un chargement quelconque, ce qui en fait un outil prédictif,*
 - *Les simulations EF sur éprouvettes lisses permettent de quantifier les effets d'échelle rencontrés sur ces matériaux: la ductilité moyenne ainsi que la dispersion sont obtenues en fonction du nombre de bicristaux contenus dans la zone utile,*
 - *La simulation EF des éprouvettes de traction in-situ donne de bons résultats en général, mais un effet de taille de maille a été mis en évidence.*
-

Bibliographie

- BENVENISTE Y. (1986). *On the Mori–Tanaka’s method in cracked bodies*. Mechanics Research Communications, vol. 13 n° 4, pp 193–201.
- BENZERGA A.A. (2000). *Rupture ductile de tôles anisotropes. Simulation de la propagation longitudinale dans un tube pressurisé*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- BENZERGA A.A., BESSON J., ET PINEAU A. (1999). *Coalescence–Controlled Anisotropic Ductile Fracture*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 121, pp 221–229.
- COTTRELL A.H. (1958). *Theory of Brittle Fracture in Steel and Similar Metals*. Transactions of The Metallurgical Society of AIME, vol. , pp 192–203.
- DEVILLERS-GUERVILLE L. (1998). *Rupture d’aciers inoxydables austéno–ferritiques moulés, fragilisés par vieillissement à 350–400°C: Aspects microstructuraux - Simulation numérique de la dispersion et des effets d’échelle*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- DUVAL C. (1992). *Contribution à l’étude de l’endommagement des aciers austéno–ferritiques vieillis*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris.
- FRANÇOIS D., PINEAU A., ET ZAOUÏ A. (1993). *viscoplasticité, endommagement, mécanique de la rupture, mécanique du contact*. Hermès.
- FRIEDEL J. (1964). *Dislocations*. Pergamon Press.
- HASHIN Z. (1988). *The differential scheme and its application to cracked materials*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 39 n° 45, pp 719–734.
- HORII H. ET NEMAT-NASSER S. (1983). *Overall moduli of solids with microcracks: load–induced anisotropy*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 31, pp 193–201.
- JOLY P. (1992). *Etude de la rupture d’aciers inoxydables fragilisés par vieillissement à 400°C*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- JOLY P., MEYZAUD Y., ET PINEAU A. (1992). *Micromechanisms of fracture of an aged duplex stainless steel containing a brittle and a ductile phase: development of a local criterion of fracture*. In: Advances in fracture/damage models for the analysis of engineering problems, éd. Giovanola J., pp 151–180. ASME.
- LEE B.J ET MEAR M.E. (1992). *Axisymmetric deformation of power-law solids containing a dilute concentration of aligned spherical voids*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 40 n° 8, pp 1805–1836.
- LEE G., LESIEUTRE G.A., ET FANG L. (1997). *Anisotropic damage mechanics based on strain energy equivalence and equivalent elliptical microcracks*. Int. J. Solids Structures, vol. 34 n° 34, pp 4377–4397.
- LI G. (1994). *Effective constitutive behavior of nonlinear solids containing penny–shaped cracks*. Int. Journal of Plasticity, vol. 10 n° 4, pp 409–429.
- MAHAJAN S. (1975). *Interrelationship between slip and twinning in B.C.C. crystals*. Acta Metallurgica, vol. 23, pp 671–684.
- MORI T. ET TANAKA K. (1973). *Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions*. Acta Metallurgica, vol. 21, pp 571–574.
- MURA T. (1987). *Micromechanics of defects in solids*. Martinus Nijhoff Publishers.

- PONTE CASTAÑEDA P. ET ZAIDMAN M. (1993). *Constitutive models for porous materials with evolving microstructure*. vol. , pp 1459–1495.
- SLEESWYCK A. (1963). $\frac{1}{2}\langle 111 \rangle$ *Screw Dislocations and the Nucleation of $\{112\}$ $\langle 111 \rangle$ Twins in the B.C.C. Lattice*. Philosophical Magazine, vol. 8, pp 1467–1486.
- STROH A.N. (1957). *Advances in Physics*, vol. 6, pp 517.
- THOMASON P.F. (1985). *A three-dimensional model for ductile fracture by the growth and coalescence of microvoids*. Acta metall., vol. 33 n° 6, pp 1087–1095.
- VERHAEGHE B., LOUCHET F., DOISNEAU-COTTIGNIES B., ET BRÉCHET Y. (1997). *Micromechanisms of deformation of an austenoferritic duplex stainless steel*. Philosophical Magazine A, vol. 76 n° 5, pp 1079–1091.

Chapitre -VI-

Conclusion Générale

VI.1 Résumé du mémoire

Le chapitre II de cette thèse a permis de préciser la microstructure complexe des aciers austéno-ferritiques. Au travers de l'utilisation massive de la technique EBSD, les trois échelles pertinentes de microstructure ont pu être définies :

- L'échelle 1, correspondant aux lattes d'austénite ou de ferrite,
- L'échelle 2, ou bicristal, zones pour lesquelles les lattes de ferrite et d'austénite conservent la même orientation cristalline,
- L'échelle 3, ou poly-bicristal, agrégat de bicristaux.

Par ailleurs, les relations cristallographiques entre les deux phases au sein des bicristaux ont pu être qualifiées et quantifiées. Par la suite, elles ont été prises identiques à celles de Kurdjumov-Sachs.

Enfin, les modes de déformation des deux phases ont été étudiés au travers d'observations en microscopie électronique de surfaces d'éprouvettes de traction *in-situ*. La phase austénitique se déforme par glissement planaire homogène selon les 12 systèmes octaédriques $\{111\}$ - $\langle 110 \rangle$. La phase ferritique vieillie se déforme majoritairement par glissement sinueux localisé, de préférence selon les systèmes $\{112\}$ - $\langle 111 \rangle$, et dans une moindre mesure par maclage selon ces mêmes systèmes.

Des essais mécaniques de traction-compression ont ensuite été effectués sur un ensemble de matériaux à divers degrés de vieillissement. Pour les faibles amplitudes de déformation, seule la phase austénitique est sollicitée. Aux plus fortes amplitudes, les deux phases se déforment plastiquement : ces essais permettent donc de discriminer les comportements relatifs des deux phases. Les matériaux sont faiblement visqueux à température ambiante, et possèdent une viscosité négative à 320°. Ils ont également une réponse différente en traction et en compression, à cause d'un effet de contrainte normale sur la déformations plastique de la ferrite. Un fort effet mémoire est également observé, ainsi qu'un effet Bauschinger prédominant, dû à des écrouissages cinématiques à chaque échelle de microstructure.

Le chapitre III a été consacré à la modélisation micromécanique du comportement des aciers austéno–ferritiques. Les trois échelles de microstructure ont été prises en compte dans cette approche. La première échelle a été modélisée via des lois de comportement de monocristaux tenant compte à la fois de la cristallographie de la phase, de deux types d'écroissage par système de glissement (isotrope et cinématique), de la viscosité (ici faible) et enfin de l'écroissage latent.

L'échelle du bicristal a d'abord été modélisée par des simulations E.F. d'un motif représentatif de la microstructure : une ferrite en forme de croix tridimensionnelle plongée dans un cube d'austénite, avec des conditions périodiques simulant la percolation des deux phases. Ces simulations ont montré entre autres qu'il fallait clairement différencier les trois branches de ferrite, pour lesquelles les résultats sont très dissemblables.

Un modèle à champs moyens a été optimisé par la suite pour représenter ce motif. Il est constitué de 4 phases (1 phase d'austénite et 3 branches de ferrite) et fait appel à un modèle d'homogénéisation tenant compte de la géométrie des phases et de l'accommodation élasto–viscoplastique.

Ce modèle a été utilisé à l'échelle 3 (poly–bicristal) comme comportement individuel de bicristal. La loi d'interaction entre les bicristaux est elle aussi du même type que celle du modèle à champs moyens. Ce modèle permet de simuler les essais de traction et de traction–compression effectués au chapitre II : les termes d'écroissage utilisés à l'échelle 1 peuvent en particulier être optimisés sur ces essais. Mais, afin de valider les coefficients de transition d'échelle (échelle 2 et échelle 3), plusieurs boucles complètes doivent être effectuées.

Le tableau VI.1 récapitule tous les coefficients intervenant dans le modèle micromécanique.

Le troisième chapitre, consacré aux essais de traction *in-situ*, a permis d'étudier l'endommagement et la rupture des aciers austéno–ferritiques vieilliss. Pour cela, des géométries particulières d'éprouvettes ont été développées, permettant de solliciter un ou plusieurs bicristaux. Les courbes de traction résultantes ont permis de montrer une grande dispersion de ductilité et d'écroissage, conséquence de l'effet d'échelle dû à l'orientation des bicristaux.

Les observations microscopiques ont permis de caractériser la germination de l'endommagement, qui apparaît majoritairement sous la forme de microfissures de clivage dans la phase ferritique. Cette germination est continue et relativement homogène au sein du bicristal, mais sa vitesse dépend fortement du bicristal considéré. Les cas d'endommagement par cisaillement ont pu par ailleurs être corrélés aux orientations du bicristal. Une étude a permis de montrer que l'orientation de la phase ferritique par rapport à la direction de traction, mais également l'orientation de la phase austénitique, sont des paramètres importants dans le processus de germination.

Des observations de l'environnement immédiat des fissures de clivage ont finalement permis de montrer que les interactions entre modes de déformation de la phase ferritique en étaient à l'origine.

Le chapitre V a décrit l'ensemble du modèle d'endommagement utilisé. La première partie est consacrée à la modélisation de la germination des fissures de clivage. En se fondant sur les observations précédentes, le modèle de clivage de Cottrell a été adapté au cas de la ferrite des aciers austéno–ferritiques vieilliss. Il montre que le paramètre pertinent pour la germination dépend à la fois de la contrainte normale au plan de clivage considéré, mais aussi d'un terme

dépendant du glissement sur chacun des systèmes mis en jeu : il est donc homogène à une énergie volumique.

L'introduction de l'aspect statistique a permis alors de déterminer les densités de fissures selon chaque plan de clivage en fonction de ces paramètres, et aussi de paramètres microstructuraux comme la taille des fissures de clivage et l'espacement entre bandes de glissement.

L'application de ce modèle a été effectuée à l'échelle des lattes de ferrite, en utilisant les contraintes et déformations données par le modèle micromécanique. Les paramètres de dispersion statistique peuvent être optimisés de sorte à prédire le taux de germination maximal observé expérimentalement. La dispersion des taux de germination en fonction des bicristaux a pu être prédite par cette loi de germination.

Les applications possibles de la loi de germination ont permis d'étudier les effets de texture, d'histoire du chargement, et de vieillissement sur les taux de germination.

Le modèle de couplage proposé en deuxième partie se situe à l'échelle du bicristal (échelle 2). Il a proposé d'introduire 3 tenseurs de dommage (un par plan de clivage), évalués à l'aide d'un modèle de Mori–Tanaka étendu au cas sécant. Ce modèle a été mis en œuvre numériquement de façon très simple, en modifiant le MCM uniquement en fin d'incrément afin de calculer de façon explicite le tenseur des contraintes du bicristal.

Le modèle de coalescence de Thomason a été appliqué dans une troisième partie, toujours à l'échelle du bicristal. Il a permis de simuler la coalescence et la rupture d'un bicristal. Il a été également mis en œuvre numériquement en modifiant le MCM par un test de coalescence et par une accélération de la densité de fissures.

Les modèles de couplage et de coalescence n'ont nécessité aucun paramètre à identifier.

Le tableau VI.1 rappelle l'ensemble des paramètres utilisés dans le modèle micromécanique et dans le modèle d'endommagement, en distinguant ceux qui sont à identifier (ou optimiser) de ceux qui sont considérés comme des paramètres "matériaux".

Modèle Micromécanique				
Paramètre	Description	Nbr.	Echelle	Calcul
r_0, q, b	Ecrouissage isotrope	3×2 phases = 6	1	optimisation à l'échelle 3
c, d	Ecrouissage cinématique	2×2 phases = 4	1	optimisation à l'échelle 3
D, δ	Transition échelle 2	2×2 phases = 4	2	optimisation à l'échelle 2 MCM / MR
ν	Transition échelle 2	1	2	optimisation à l'échelle 2 MCM / MR
D^{biX}	Transition échelle 3	1	3	optimisation à échelle 3
Total des paramètres à optimiser:		16		
f_δ	Taux de ferrite	1	1	mesure sigmamètre ou autre
Texture	Orientation des bicristaux	–	3	mesure rayons X ou EBSD

Modèle d'endommagement				
(m, ω_0)	Paramètres de dispersion	2	1	optimisation sur mesures de P. Joly
Λ	Distance entre bandes	1	1	mesure sur micrographies
\bar{d}	Diamètre moyen des fissures	1	1	mesure sur micrographies / estimation à partir de la taille de lattes

TAB. VI.1 – Ensemble des paramètres utilisés dans le modèle micromécanique.

VI.2 Application pratique

EDF peut pratiquer des prélèvements de petites tranches de matériau dans les surépaisseurs des coudes et tubes moulés en austéno-ferritiques encore en fonctionnement dans les centrales. L'enjeu consiste à pouvoir exploiter au mieux ces prélèvements afin d'en tirer le maximum d'informations sur l'état de vieillissement du composant en question.

Pour la prédiction des taux de germination, il faut déterminer à la fois le comportement du matériau vieilli (ceci pour le calcul des ω_{ij}), et le couple (m, ω_0) .

VI.2.1 Evaluation du comportement

Il paraît certain que des essais sur de petites éprouvettes prélevées dans les surépaisseurs ne suffiront pas à alimenter le modèle micromécanique proposé ici : d'une part le nombre de bicristaux contenus dans ces éprouvettes est insuffisant, et d'autre part des essais de traction-compression ne peuvent pas être instrumentés pour des éprouvettes de petites dimensions.

Cependant, l'application du modèle micromécanique aux divers vieillissements du coude EK peut permettre de déduire l'évolution des paramètres d'écrouissage en fonction du vieillissement. Le modèle pourrait donc constituer dès lors un outil prédictif de comportement, à condition de bien caractériser les paramètres d'écrouissage des deux phases par des essais sur des vieillissements faibles.

Cependant, les extrapolations de comportement ainsi effectuées peuvent se révéler assez approximatives, voire fausses. Par exemple, pour un vieillissement équivalent, le coude EK est beaucoup plus fragile que le Coude n°1, alors que leurs compositions sont très proches.

Une autre solution consiste à appliquer la méthodologie définie dans ce mémoire : il faut d'abord pratiquer des vieillissements accélérés (à 400°C), afin d'utiliser les correspondances de temps-température afin d'obtenir la même fragilisation que le composant en service. Des éprouvettes de traction-compression ainsi que des pions de compression peuvent être prélevés dans les coupons vieillis, et des essais semblables à ceux décrits dans la partie II.2 peuvent être effectués. Le modèle micromécanique peut alors être optimisé de façon à obtenir les paramètres d'écrouissage des deux phases.

VI.2.2 Evaluation des taux de germination

a) Approche moyenne

Dans le cas où l'on dispose d'essais de compression et d'essais de traction sur un matériau vieilli dans des conditions équivalentes à celles du composant, une approche en taux de germination moyen ($\bar{\mathcal{A}}_n$) peut être faite.

On peut en effet supposer en première approximation que la contrainte macroscopique Σ , dans le cas de l'essai de traction, est reliée à la contrainte macroscopique Σ^* , dans le cas de l'essai de compression via (cf. figure VI.1) :

$$\Sigma = [1 - \bar{D}] \Sigma^* \quad \Rightarrow \quad \bar{D} = 1 - \frac{\Sigma}{\Sigma^*} \quad (6.1)$$

où \bar{D} est un dommage moyen relatif à l'ensemble de l'éprouvette.

Ce dommage est relié à la densité moyenne de fissures $\bar{\rho}$ via la relation 5.35 :

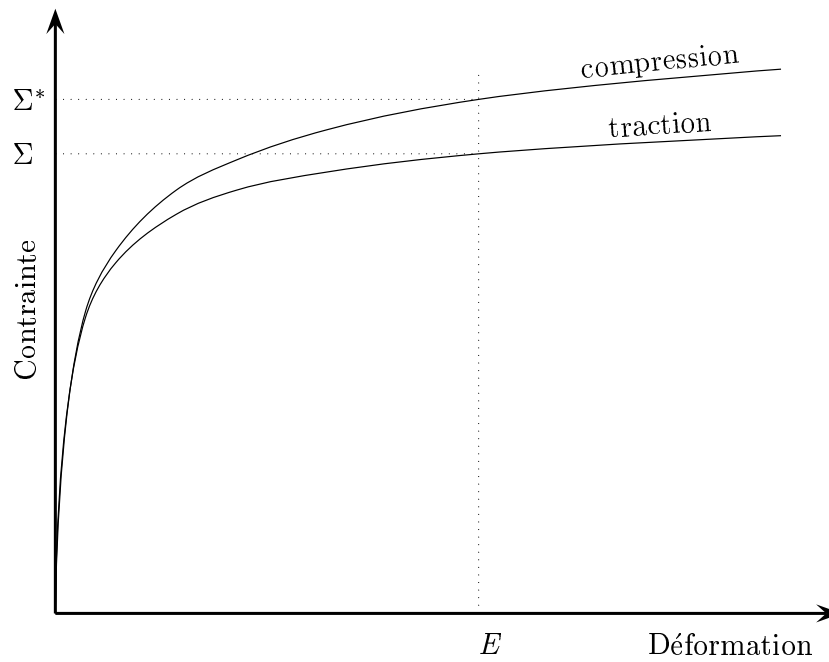


FIG. VI.1 – Procédure de calcul du dommage moyen par comparaison des essais de traction et de compression.

$$\bar{\rho} = \frac{(3 - 6\nu)\bar{D}}{2(1 - \nu)^2(1 - \bar{D})} \simeq 1.22 \frac{\bar{D}}{1 - \bar{D}} \quad (6.2)$$

Cette densité moyenne donne accès au taux de germination moyen à 30 % de déformation, $\bar{\mathcal{A}}_n$, via la relation :

$$\bar{\mathcal{A}}_n = \frac{\pi}{6} \frac{\bar{\rho}(30\%)}{0.30} \quad (6.3)$$

Par la suite, on peut estimer que la dispersion des taux de germination évolue peu avec le vieillissement. Il suffit alors de déterminer, à l'aide de la loi de germination, du modèle micromécanique, et de la texture du matériau, quelles sont les valeurs possibles du rapport $\mathcal{A}_n/\bar{\mathcal{A}}_n$, ce qui a été fait à titre d'exemple dans la partie V.1.4.

b) Approche micromécanique

Les surépaisseurs des tubes et coudes peuvent être utilisées pour la découpe d'éprouvettes de traction *in-situ*, semblables à celle décrite sur la figure VI.2. La finesse des éprouvettes prélevées sera ici un atout, puisque l'erreur faite en étendant les informations de surface relative à l'orientation des phases sera plus faible. Une épaisseur de 500 μm semble idéale.

Par la suite, on peut effectuer une cartographie EBSD de la surface de la zone utile de ces éprouvettes, afin de déterminer les contours et les orientations des bicristaux.

Enfin, on peut procéder à l'essai de traction *in-situ*, avec des incréments réguliers permettant de mesurer les taux de germination par bicristal, en fonction de la déformation macroscopique.

L'ensemble de la procédure est décrit sur le schéma de la figure VI.2.

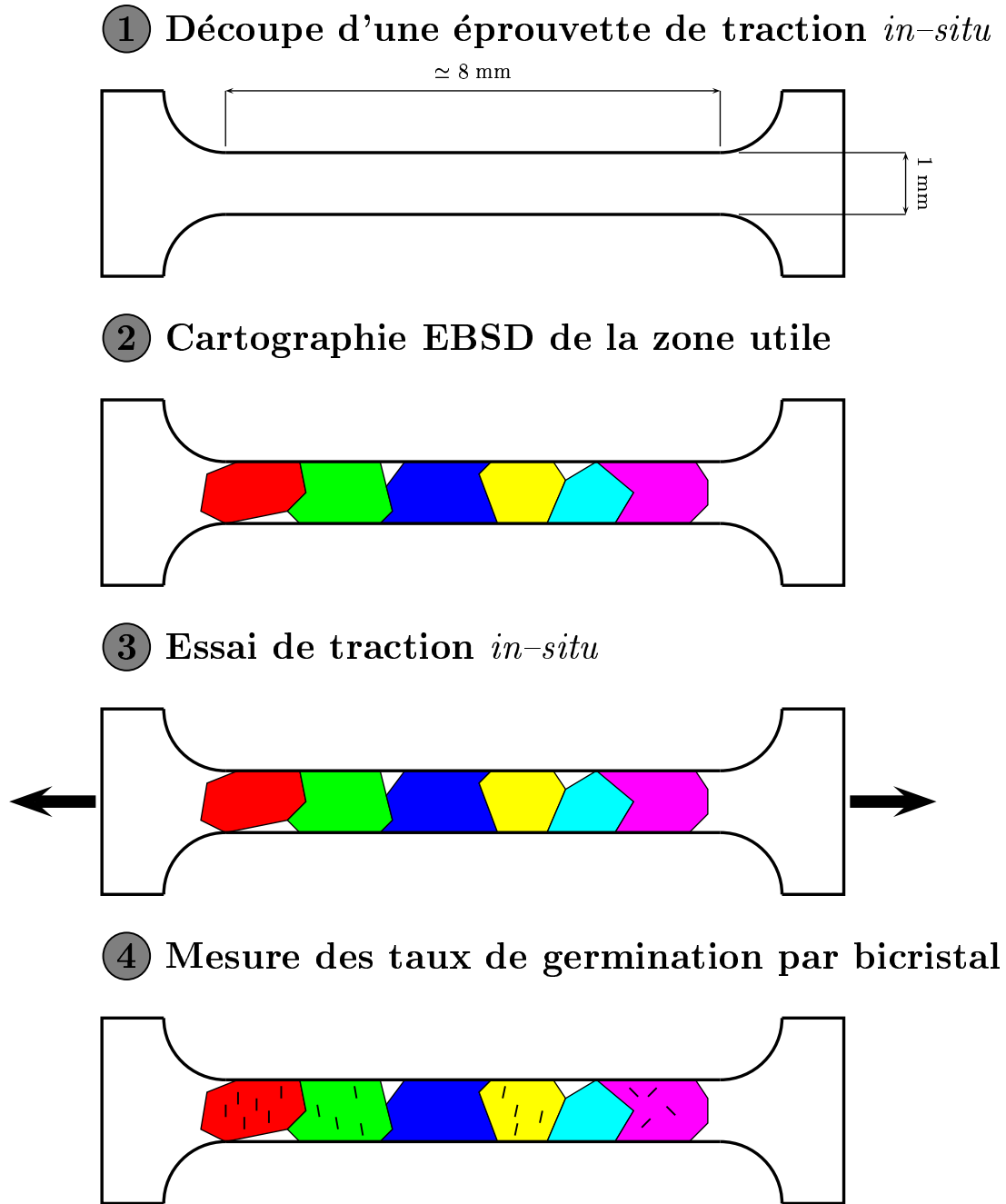


FIG. VI.2 – Procédure d'étude de la germination sur de petites prélèvements.

Par la suite, les différents bicristaux peuvent être simulés par exemple en utilisant un modèle de Reuss (contrainte moyenne identique dans tous les bicristaux) afin de déterminer le couple (m, ω_0) qui optimise le mieux les densités de fissures déterminées par bicristal.

VI.3 Perspectives

VI.3.1 Etudes paramétriques

Le modèle micromécanique ainsi que le modèle d'endommagement font intervenir certains paramètres métallurgiques, comme le taux de ferrite, la taille moyenne de lattes, la texture ou encore la distance entre bandes de glissement.

Une étude paramétrique peut dès lors être effectuée par l'industriel. En particulier, l'influence de la fraction volumique de ferrite peut être testée via le modèle micromécanique, afin de vérifier si, pour un même comportement, un plus fort taux de ferrite a tendance à faire baisser ou non les contraintes dans cette phase.

De même, l'influence de la taille de latte peut être étudiée directement via le paramètre ζ : plus la microstructure sera fine, plus le taux de germination sera faible, car le nombre de sites possibles d'amorçage de fissures diminuera.

Enfin, une étude plus approfondie de la matrice d'écrouissage latent de la phase ferritique devrait permettre de valider une loi de germination cohérente. La loi plus rigoureuse $\mathcal{L}1$ pourrait être ainsi applicable à des déformations plastiques plus importantes, si tant est que les effets d'écrouissage latent sont correctement caractérisés.

VI.3.2 Etudes mécaniques

Une validation mécanique du modèle d'endommagement pourrait être effectuée sur des trajets de chargement complexes, afin de vérifier l'effet d'un pré-écrouissage notamment. La comparaison avec de telles expériences permettrait de mettre en relief les avantages de ce modèle.

A court terme, le modèle d'endommagement peut être utilisé pour la prédiction des ductilités d'éprouvettes axisymétriques entaillées. La dispersion des ductilités et les effets d'échelle peuvent être étudiés par des distributions aléatoires de bicristaux. Ces simulations pourraient également être étendues aux éprouvettes de résilience. Cependant, ces simulations, faites obligatoirement en 3D du fait de l'anisotropie de comportement des bicristaux, sont dans l'état actuel des moyens numériques peu faisables.

VI.3.3 Applications futures

Les futures applications possibles du modèle micromécanique ont déjà été évoquées dans la partie III.6 : prédiction des contraintes internes lors de cycles thermiques ou en fatigue. Il faut noter de plus que la méthodologie définie est applicable à tout un panel de matériaux biphasés.

Le couplage avec le modèle d'endommagement pourrait également permettre de définir des critères de durée de vie en fatigue. Les lois de comportement de chaque phase devront cependant être validées pour des déformations cumulées (c'est-à-dire un nombre de cycles) beaucoup plus importants.

Annexe -A-I-

Moyens expérimentaux

Sommaire

A-I.1	Informations EBSD	234
A-I.1.1	Principe	234
A-I.1.2	Caractéristiques de l'appareillage utilisé	234
A-I.1.3	Traitement de l'information	234
A-I.2	Préparation des échantillons	235

A-I.1 Informations EBSD

A-I.1.1 Principe

Les interactions entre électrons incidents et matière sont de 3 types : production d'électrons rétrodiffusés, production d'électrons secondaires, et production de rayons X. Seuls les électrons rétrodiffusés sont utilisés par la technique EBSD. Ils correspondent à des chocs élastiques, donc peuvent arriver de toutes les directions possibles après plusieurs chocs : ceci constitue le "fond continu". Cependant, une grande part de ces électrons vient diffracter selon les plans cristallins en conditions de Bragg, ce qui conduit à la formation de lignes de Kikuchi.

La formation de ces lignes est donc régie par la loi de Bragg : $2d_{hkl} \sin \theta_B = (n)\lambda$. En pratique $n = 1$, et λ est calculable grâce à la tension d'accélération qui est de 20 kV : $\lambda = hc/E = 0.62 \text{ \AA}$. Chaque plan cristallographique va donc correspondre à deux cônes paramétrés par l'angle de Bragg θ_B .

En plaçant un écran sensible aux électrons, typiquement en phosphore, il devient possible d'intercepter ces cônes de diffraction. Cette intersection apparaît alors, de façon plus contrastée que le fond continu, sous formes de lignes car l'écran est assez éloigné de la source. En pratique, seuls sont accessibles les θ_B petits qui correspondent aux plans les plus denses.

Ces lignes de Kikuchi sont en réalité des bandes, à cause de la diffusion inélastique et des défauts de réseau (dislocations, distorsions élastiques etc.). L'état de surface est en particulier amené à jouer un rôle important dans la qualité des clichés EBSD obtenus.

A-I.1.2 Caractéristiques de l'appareillage utilisé

Les électrons rétrodiffusés sont donc captés par un écran phosphore. Une caméra ultrasensible permet l'acquisition des lignes. L'image par la suite est traitée par le logiciel OIM®[®], qui permet de remonter au calcul des orientations.

Le signal obtenu est faible et peu contrasté. Il est donc nécessaire de le traiter. Pour cela, on acquiert le bruit de fond dû au fond continu. Ce bruit est soustrait à l'image moyennée des clichés, puis le contraste est augmenté. Le programme sort alors un paramètre (IQ) qui représente la qualité du cliché obtenu. Les clichés dont l' IQ est supérieur à 10 (ce dernier variant entre 0 et 100) peuvent être considérés comme bons.

Le logiciel de reconnaissance caractérise par la suite les lignes de Kikuchi par des droites dont il calcule l'équation polaire. Chaque droite est alors représentée par un point (ρ, θ) dans l'espace dit de Hough. Connaissant le centre du cliché dans le MEB ainsi que le type de symétrie du réseau cristallin du matériau étudié, il peut alors tenter de remonter à l'orientation cristalline.

Afin d'obtenir le meilleur signal possible, les conditions d'observation sont les suivantes : tension de 20 kV, tilt de 70°, et ouverture de diaphragme de 5. La distance de travail est fixée à 19 mm.

A-I.1.3 Traitement de l'information

A partir de l'image traité dans l'espace de Hough, le programme recherche les indices des directions du repère de l'écran dans le repère du cristal. Un certain nombre de solutions

émergent à la suite d'un système de votes. La solution réunissant le plus grand nombre de votes est alors donnée. Elle est caractérisée par un CI, ou indice de confiance, compris entre 0 et 1.

La meilleure orientation en terme de CI est caractérisée par trois angles d'Euler ϕ_1 , Φ , ϕ_2 selon les notations de Bunge. Le repère de référence est celui de l'échantillon. Les angles d'Euler définissent alors 3 rotations successives faisant passer le repère de l'échantillon sur le repère du cristal, comme indiqué sur la figure A-I.1.

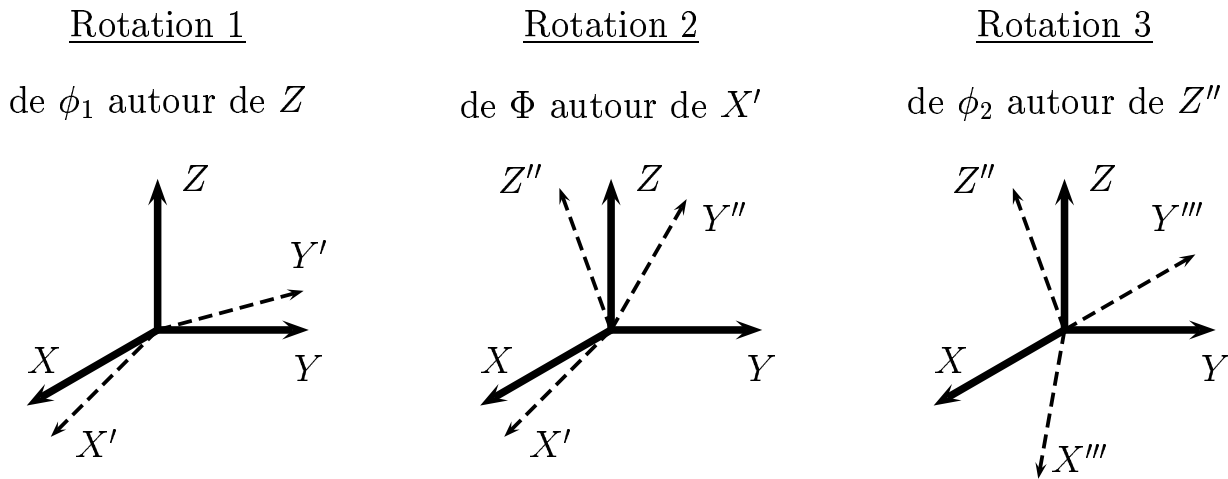


FIG. A-I.1 – Rotations des angles d'Euler faisant passer du repère de l'échantillon au repère du cristal.

A-I.2 Préparation des échantillons

Les échantillons, observés que ce soit au MEB, au microscope optique, ou à l'EBSO ont tous suivis la même préparation :

- polissage jusqu'au drap 1 μm ,
- polissage électrolytique.

Le polissage électrolytique se fait par trempe pendant 30 s et sous 40 V dans une solution dont la composition est la suivante :

- 45 % — acide acétique
- 45 % — butoxyéthanol
- 10 % — acide perchlorhydrique

Il importe de bien refroidir le récipient contenant la solution d'attaque par de la glace pilée.

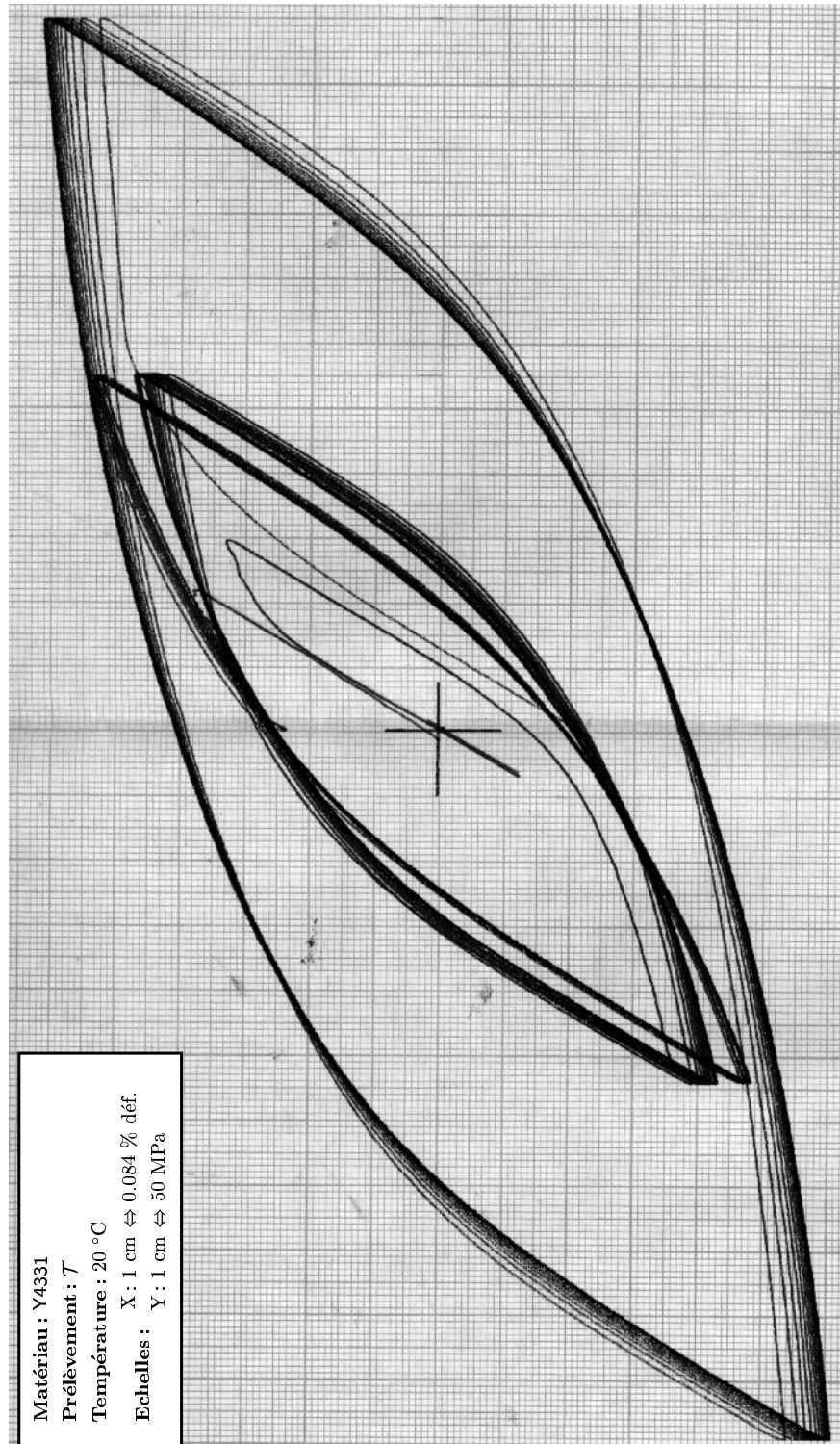
Annexe -A-II-

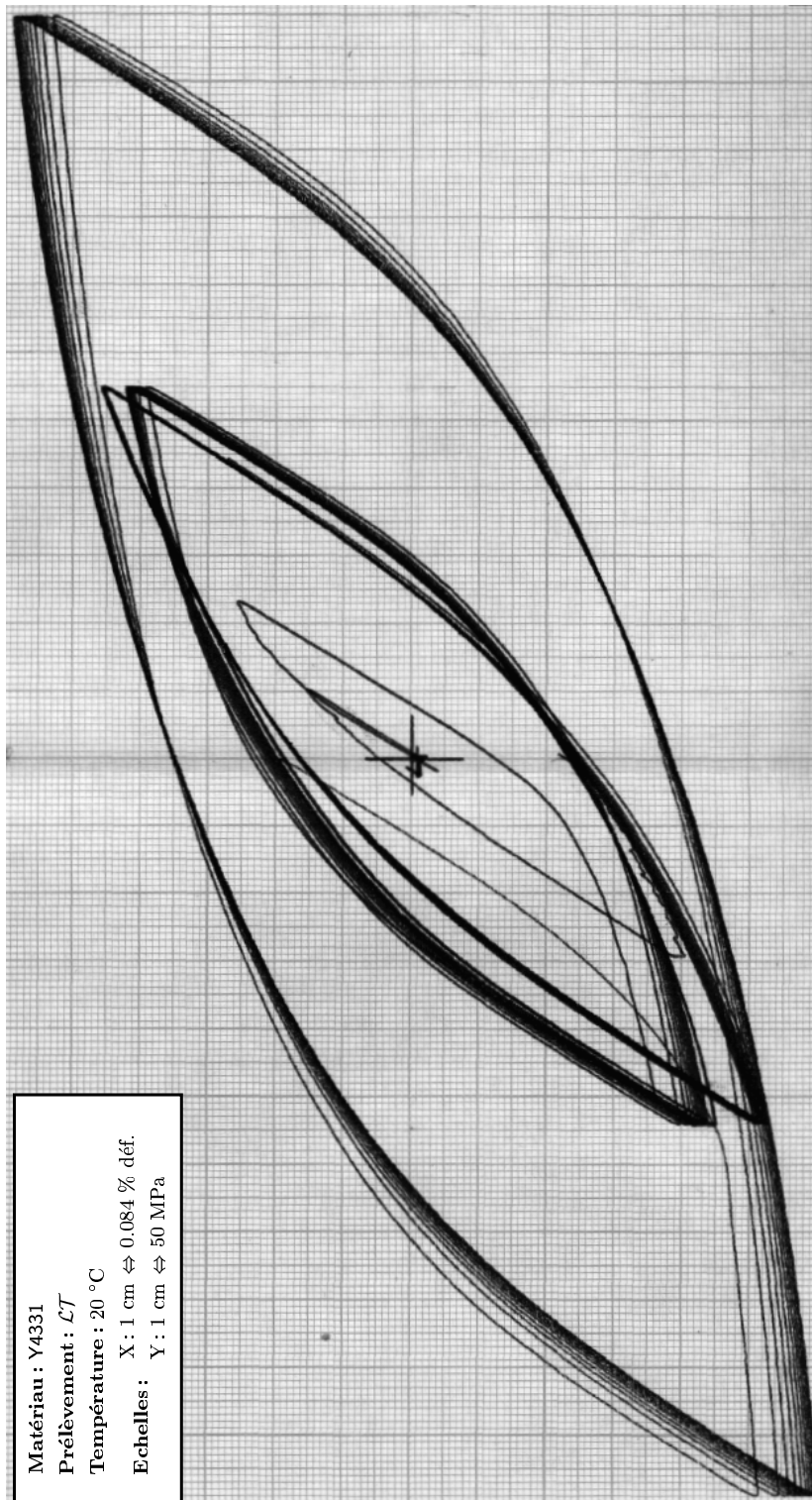
Résultats expérimentaux

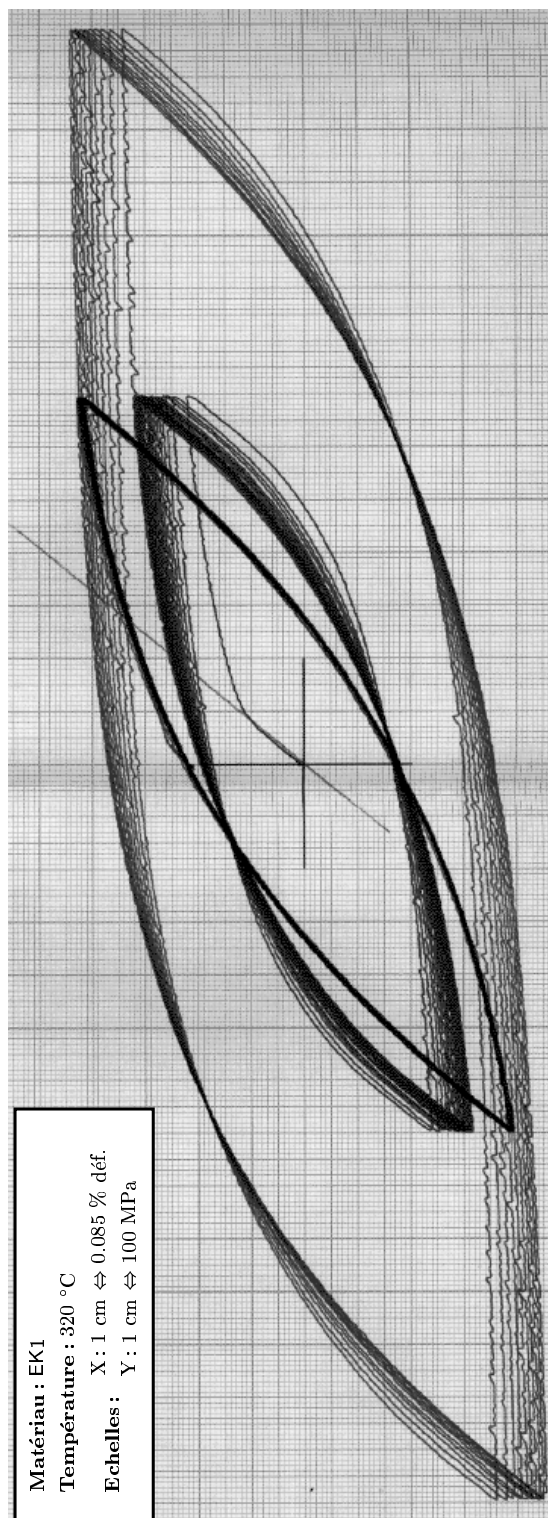
Sommaire

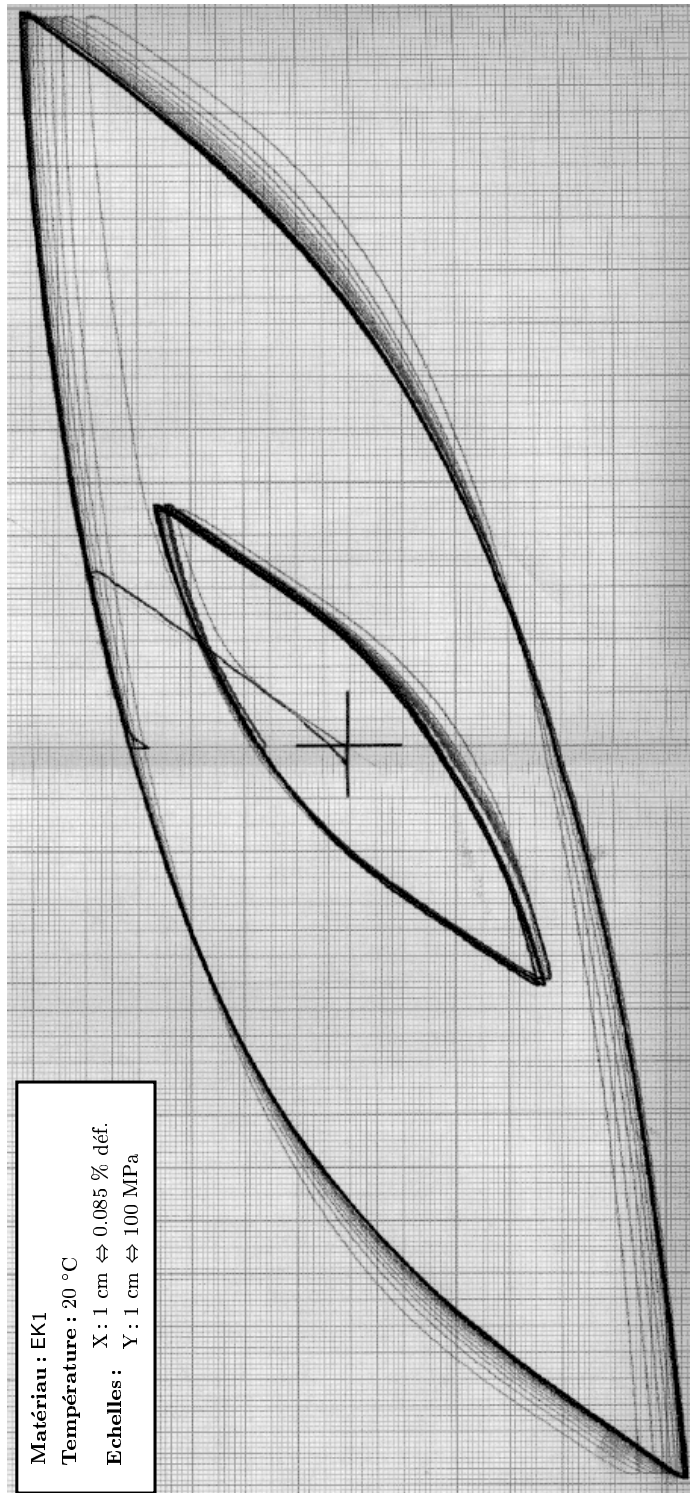
A-II.1	Résultats des essais de traction-compression	238
A-II.2	Analyse des tailles de lattes	247
A-II.3	Calcul du diamètre moyen des fissures de clivage	250

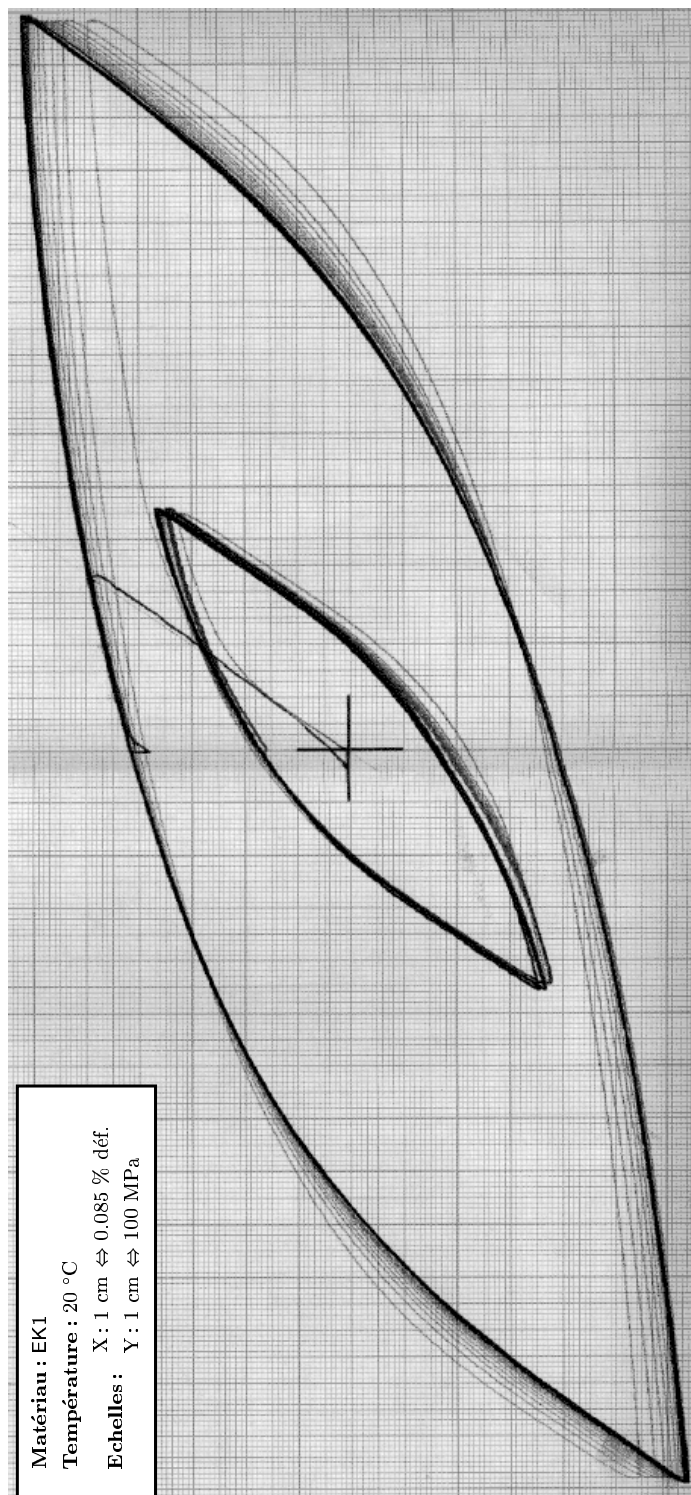
A-II.1 Résultats des essais de traction-compression

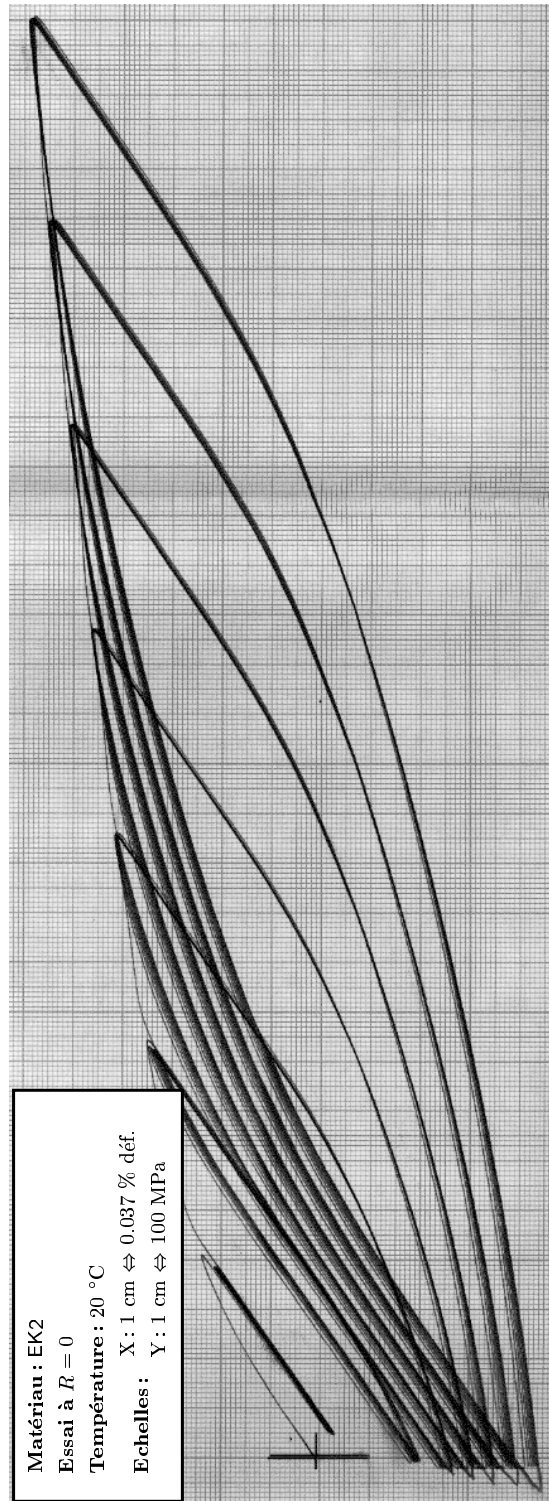


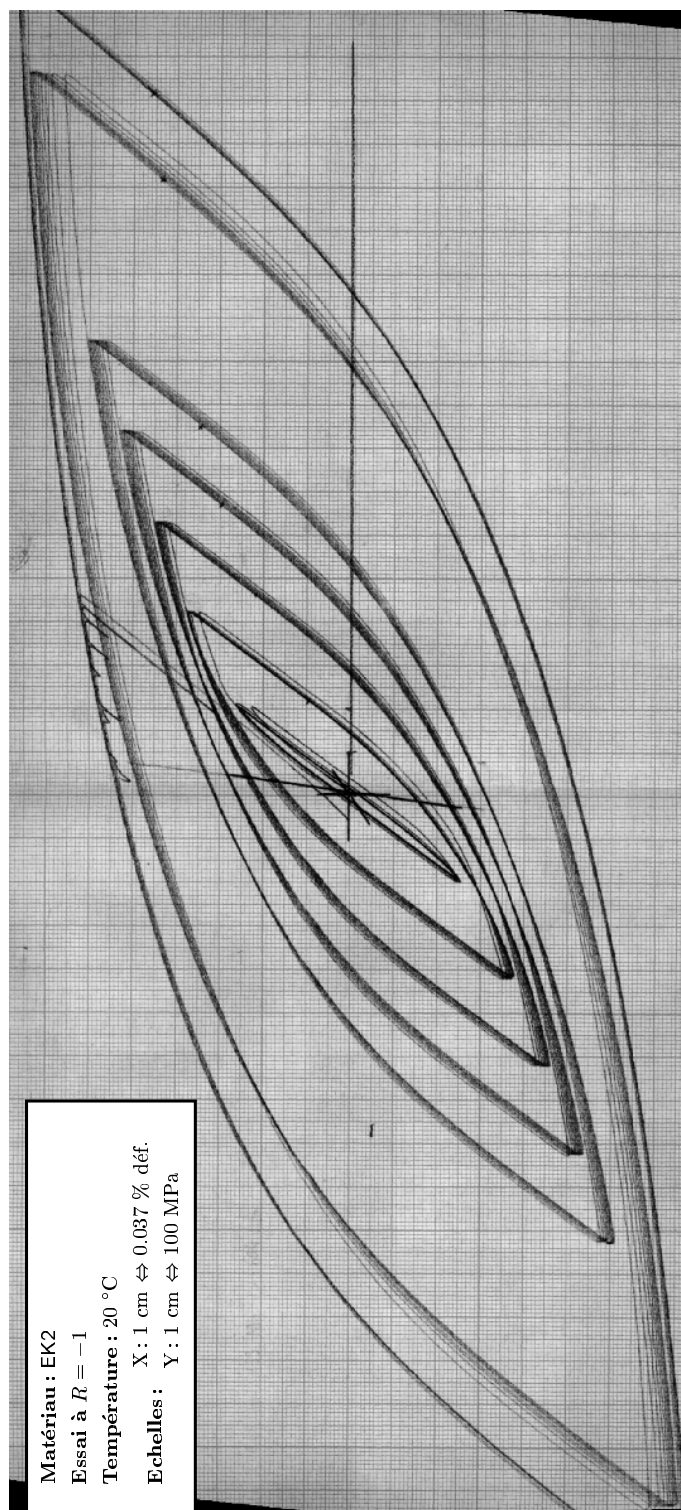


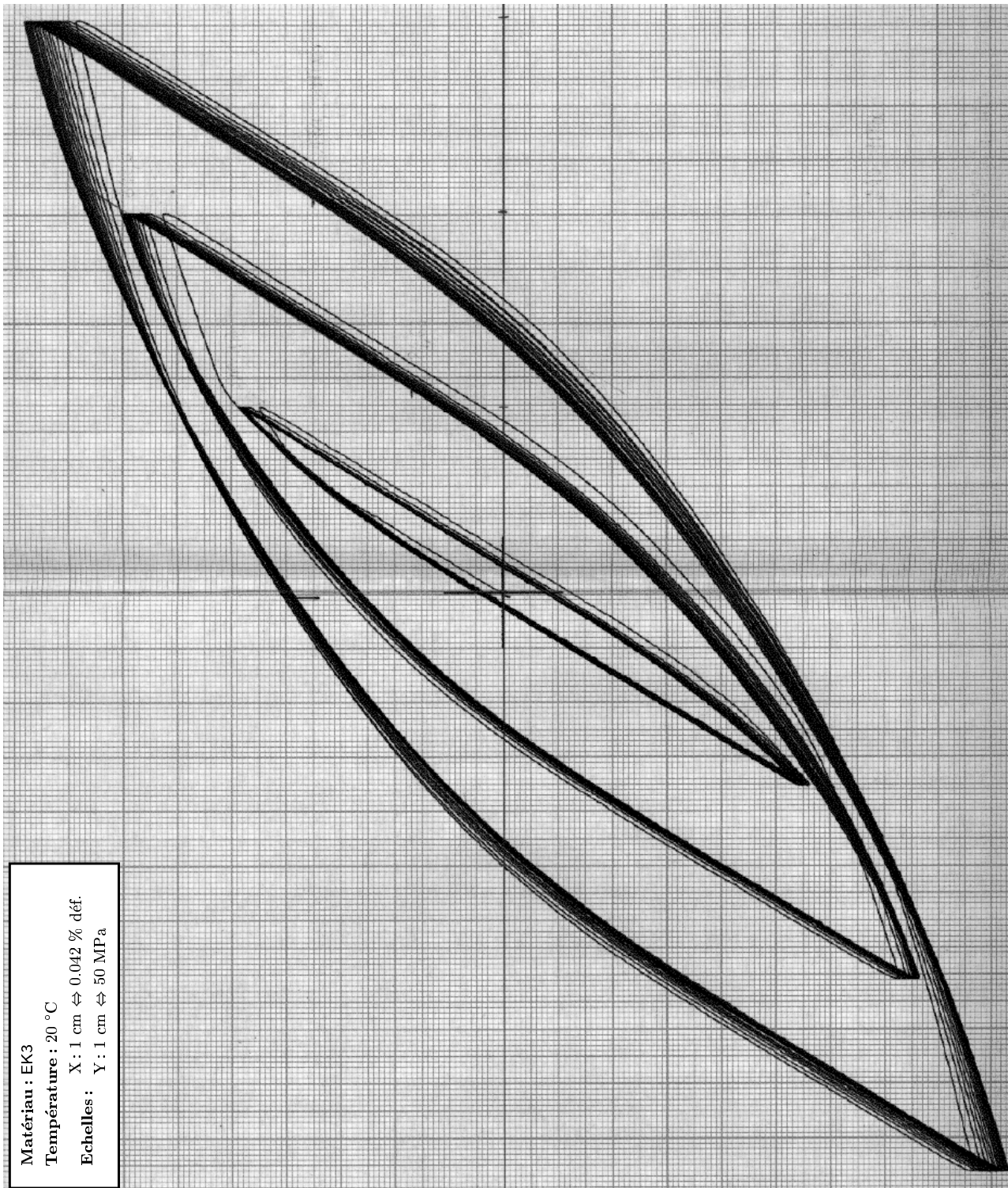


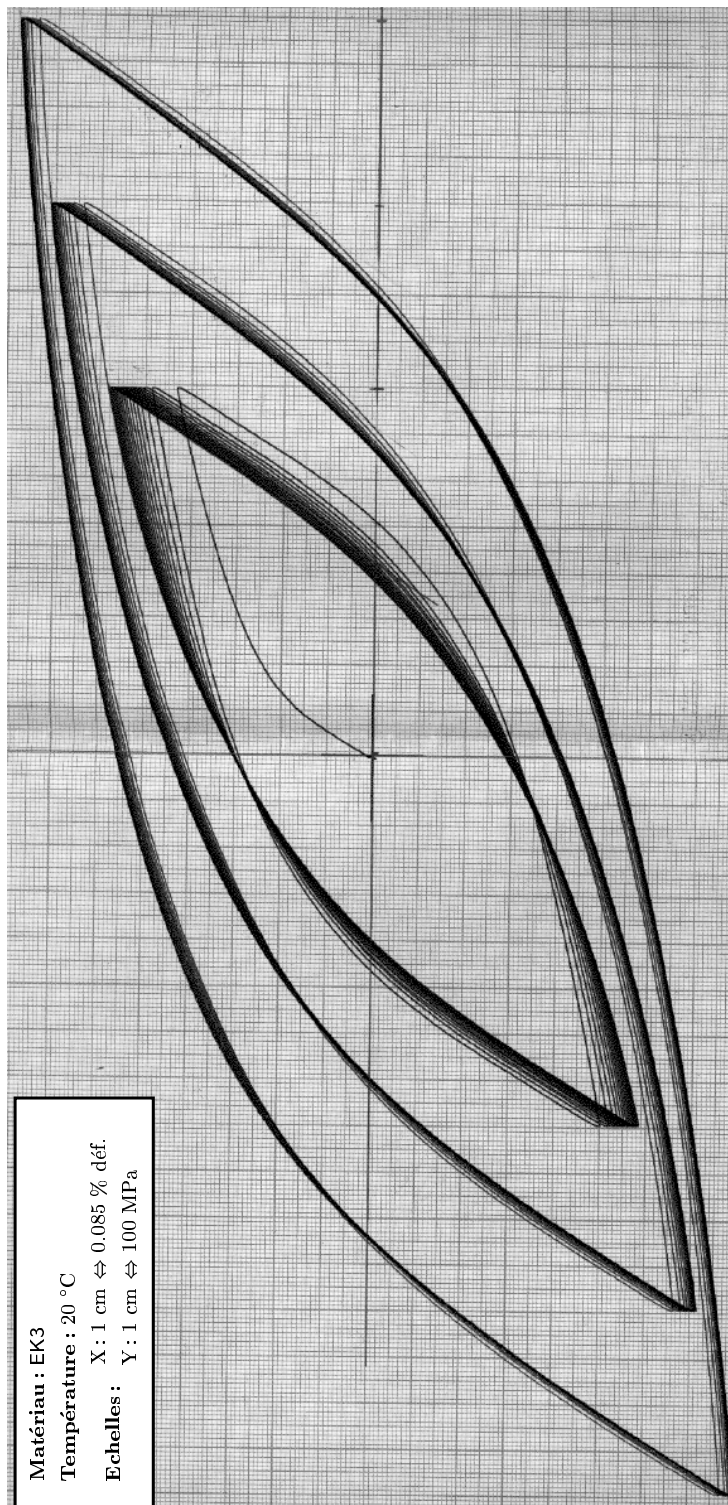












A-II.2 Analyse des tailles de lattes

La procédure d'évaluation des tailles de lattes moyennes pour chaque matériau est la suivante. Une vingtaine de champs sont acquis en microscopie optique, comme indiqués sur la figure A-II.1. Ces images sont seuillées afin de séparer les phases pour pouvoir procéder à leur analyse individuelle. Par la suite, un logiciel de granulométrie permet d'obtenir la distribution de demi-tailles de lattes pour chaque champs, selon une méthode développée par [Coster et Chemant, 1989]. Ce programme estime habituellement la distribution de taille de grains en identifiant d'abord les contours de grains, puis en retirant au fur et à mesure les pixels appartenant à ce contour jusqu'à disparition totale du grain. Le nombre de décrétements de contour correspond alors à la demi-taille de grain en terme de pixels. L'application de ce programme aux lattes de ferrite ou d'austénite, dont la forme est allongée, conduit bien à l'obtention de l'épaisseur moyenne de la latte: si celle-ci correspondait à une ellipse parfaite, il y aurait disparition entière de la latte pour une décrémentation correspondant au demi petit axe de l'ellipse. Le programme a été appliqué sur une vingtaine de champs selon les matériaux, couvrant une surface totale d'au moins 15 mm².

Ces distributions sont sommées pour l'ensemble des champs, puis divisées par le nombre total de champs afin d'obtenir une distribution moyenne. Elles correspondent à la probabilité $P(x)$ que la taille de latte soit comprise entre x et $x + dx$.

Malgré le nombre conséquent de champs, ces distributions apparaissent assez dispersées. Il convient donc de les lisser en utilisant par exemple une fonction de distribution. Les distribution classiques (loi normale, loi de Poisson ou même de Weibull) ne conviennent pas en général. Ici, en remarquant que le début des courbes est linéaire, la loi choisie est la suivante :

$$P(x) = \frac{\left(\frac{x}{\lambda_1}\right)}{1 + \frac{1}{m-1} \left(\frac{x}{\lambda_2}\right)^m} \quad (\text{A-2.1})$$

λ_1 , λ_2 et m apparaissent donc comme trois paramètres qui vont être optimisés afin de représenter au mieux les distributions expérimentales. La demi-taille de lattes moyenne correspond au maximum de ces distribution. En dérivant $P(x)$, on obtient que ce maximum est atteint pour $x = \lambda_2$, ce qui donne directement un sens à ce paramètre. λ_1 est un paramètre de normalisation, et m représente plutôt la dispersion de la distribution.

L'optimisation de ces paramètres peut se faire directement en utilisant la fonction `fit` du logiciel `gnuplot`. Le tableau A-II.1 présente les valeurs ainsi optimisées pour les trois paramètres, et la figure A-II.2 compare les densités obtenues avec ces fonctions aux mesures. La forme choisie pour la densité de distribution permet donc de très bien représenter la distribution expérimentale.

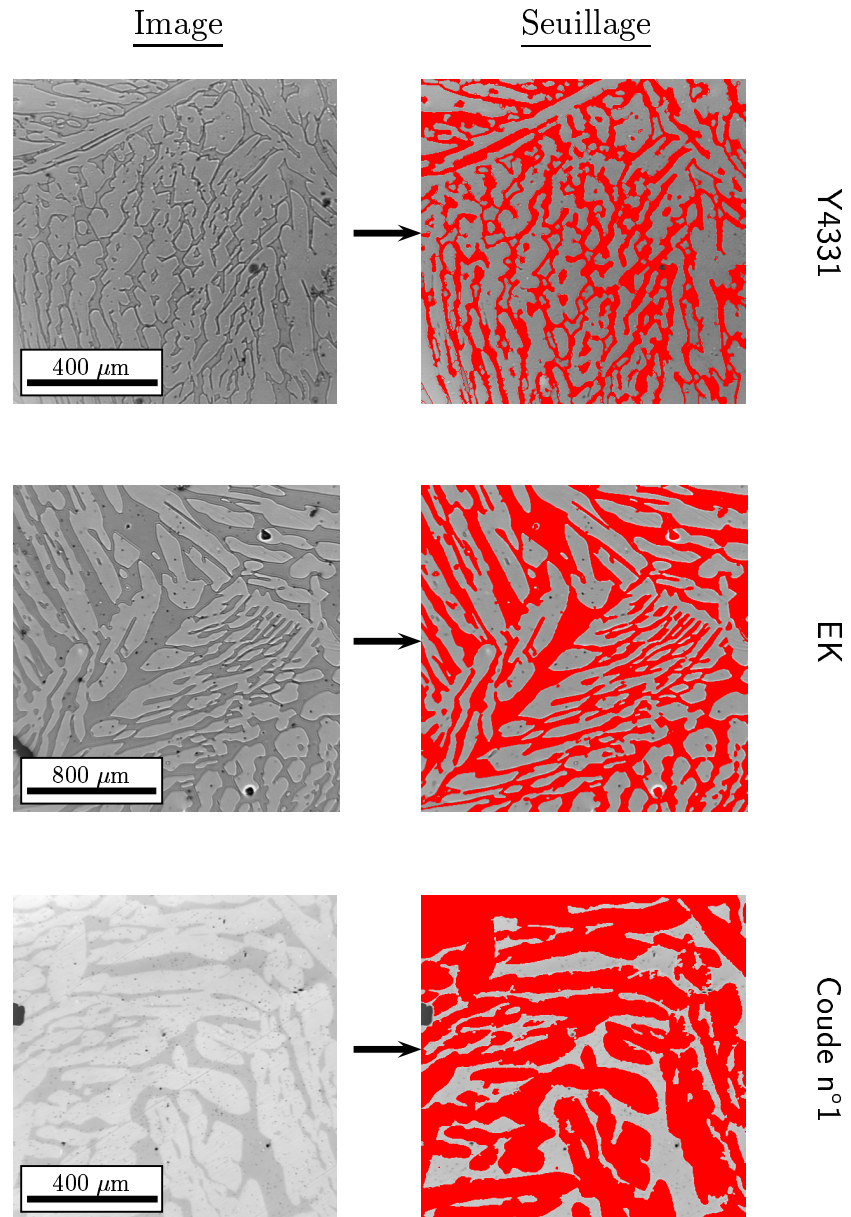


FIG. A-II.1 – Exemple de champs acquis en microscopie optique et qui serviront à l'analyse d'image relative à la distribution de tailles de lattes. Ces micrographies permettent déjà à l'œil nu d'évaluer la finesse de la microstructure. Le seuillage effectué permet de séparer chaque phase.

Matériau	Ferrite			Austénite		
	λ_1 (μm)	λ_2 (μm)	m	λ_1 (μm)	λ_2 (μm)	m
Y4331	40	5.79	4.52	255	15.2	5.09
EK	510	18.9	3.42	1350	36.3	5.52
Coude n°1	240	12.1	2.90	1340	37.2	6.19

TAB. A-II.1 – Valeurs des différents coefficients de la loi de distribution des tailles de lattes pour les trois matériaux.

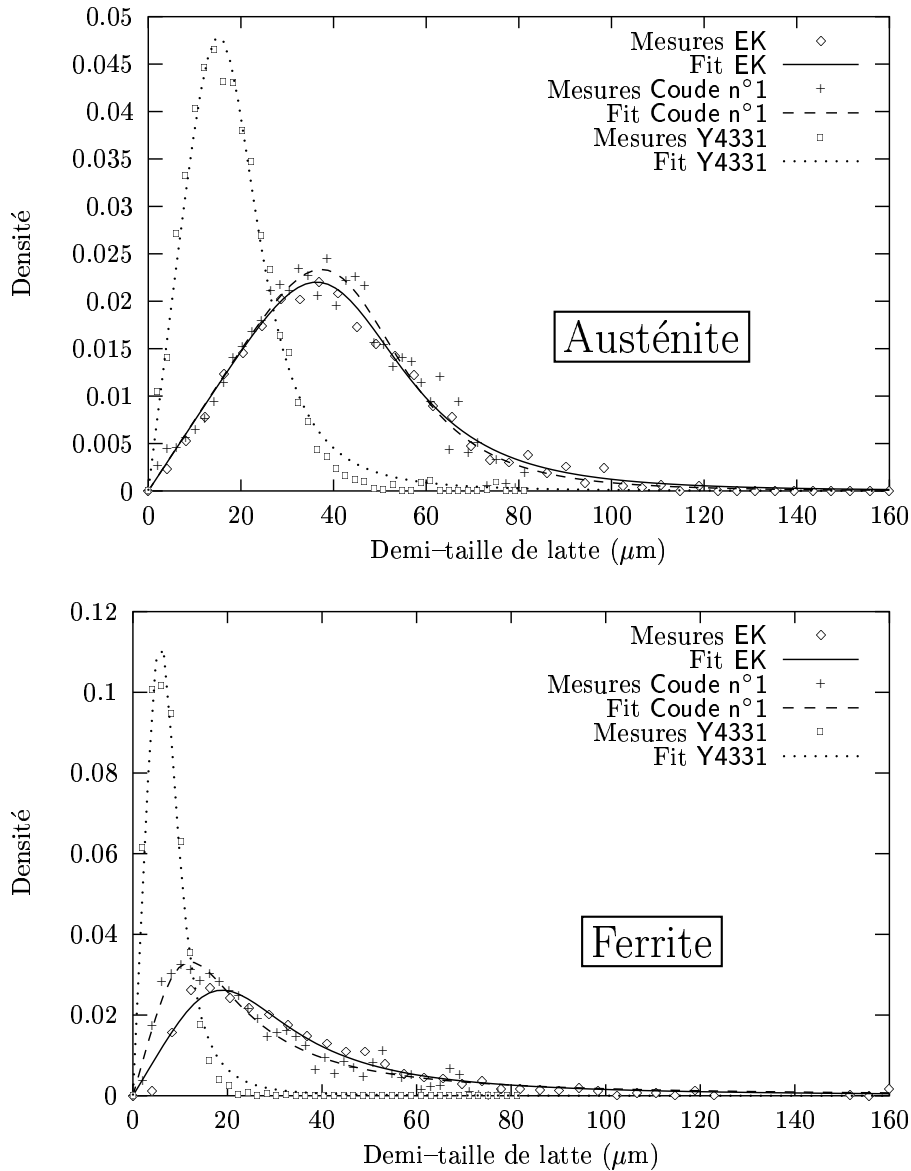


FIG. A-II.2 – Distributions moyennes obtenues pour chaque matériau sur l'ensemble des champs et fonctions de distribution optimisées.

A-II.3 Calcul du diamètre moyen des fissures de clivage

On considère une latte de ferrite supposée rectangulaire, de longueur L_δ et de largeur d_δ (voir figure A-II.3). On va supposer que le diamètre moyen des fissures de clivage correspond à la longueur de l'intercept moyen pour les angles α compris entre 0 et $\pi/2$.

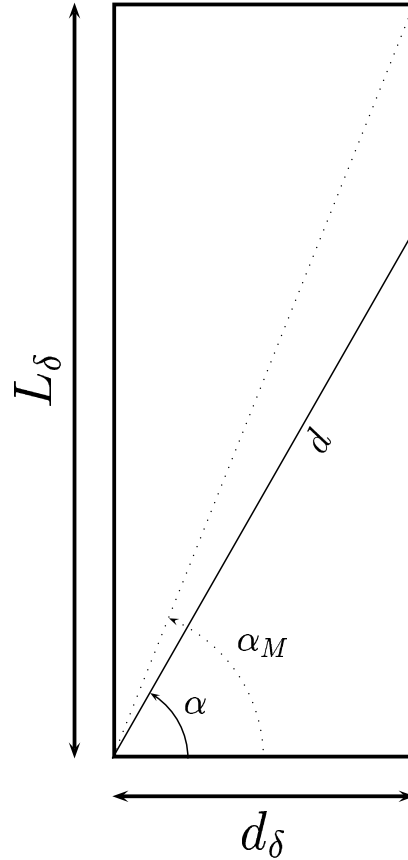


FIG. A-II.3 – Forme rectangulaire idéale pour une latte de ferrite, afin de procéder au calcul de la longueur d'intercept moyenne \bar{d} .

Le calcul de ce diamètre moyen est séparé en deux intégrales, selon que l'angle est inférieur ou supérieur à un angle α_M défini par $\tan^{-1}(L_\delta/d_\delta)$. On obtiendra ainsi :

$$\bar{d} = \frac{2}{\pi} \left(\int_0^{\alpha_M} \frac{d_\delta}{\cos \alpha} d\alpha + \int_{\alpha_M}^{\pi/2} \frac{L_\delta}{\sin \alpha} d\alpha \right) \quad (\text{A-2.2})$$

Dans le cas du Y4331, $d_\delta = 12 \mu\text{m}$. Pour L_δ , on peut prendre environ la taille du bicristal, soit 1 mm. Dans ce cas, l'évaluation de l'intégrale via le logiciel Maple donne $\bar{d} = 47 \mu\text{m}$. Ce résultat est assez stable, car en prenant $L_\delta = 500 \mu\text{m}$ on obtient alors $\bar{d} = 40 \mu\text{m}$.

Ces résultats sont par ailleurs cohérents avec ceux obtenus par P. Joly [Joly, 1992]. En effet, ce dernier avait mesuré les surfaces de fissures de clivage et avait obtenu les résultats suivants :

$$S = \begin{cases} 1.210 \times 10^{-3} \text{ mm}^2 & \text{pour } E_p = 7 \% \\ 1.559 \times 10^{-3} \text{ mm}^2 & \text{pour } E_p = 12 \% \end{cases} \quad (\text{A-2.3})$$

En assimilant les surfaces de fissures à des disques de diamètre \bar{d} , on obtient alors :

$$\bar{d} = \begin{cases} 39 \mu\text{m} & \text{pour } E_p = 7 \% \\ 46 \mu\text{m} & \text{pour } E_p = 12 \% \end{cases} \quad (\text{A-2.4})$$

La méthode de calcul proposée semble donc correcte. De plus, la première intégrale, qui fait intervenir la largeur moyenne de latte d_δ , est prépondérante : le diamètre moyen des fissures de clivage est donc quasiment proportionnel à la largeur moyenne des lattes de ferrite.

Annexe -A-III-

Conventions

Sommaire

A-III.1 Conventions sur les orientations des cristaux	254
A-III.1.1 Définition de la matrice d'orientation	254
A-III.1.2 Définition de la paire axe/angle	254
A-III.1.3 Calcul de la désorientation entre deux cristaux	255
A-III.2 Listes d'angles d'Euler	255
A-III.2.1 24 variants d'austénite	255
A-III.2.2 Polycristal isotrope	255
A-III.3 Petites rotations de réseau pour le monocristal	258

A-III.1 Conventions sur les orientations des cristaux

Les définitions utilisées pour les orientations des cristaux ont été prises dans le livre de V. Randle [Randle, 1992]. Cependant, ce dernier n'est pas exempt d'erreurs, c'est pourquoi nous avons jugé utile de préciser les conventions utilisées.

A-III.1.1 Définition de la matrice d'orientation

Cette matrice fait passer du repère du cristal (χ) au repère de l'échantillon (R) : un vecteur $\underline{\mathbf{V}}_\chi$ dont les coordonnées sont exprimées dans χ correspondra au vecteur $\underline{\mathbf{V}}_R$ (coordonnées exprimées dans R) via :

$$\underline{\mathbf{V}}_R = \underline{\mathbf{M}} : \underline{\mathbf{V}}_\chi \quad (\text{A-3.1})$$

Cette matrice peut s'exprimer en fonction des angles d'Euler de la façon suivante :

$$\underline{\mathbf{M}} = \begin{bmatrix} \cos \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi & -\cos \phi_1 \sin \phi_2 - \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi & \sin \phi_1 \sin \Phi \\ \sin \phi_1 \cos \phi_2 + \cos \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi & -\sin \phi_1 \sin \phi_2 + \cos \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi & -\cos \phi_1 \sin \Phi \\ \sin \phi_2 \sin \Phi & \cos \phi_2 \sin \Phi & \cos \Phi \end{bmatrix} \quad (\text{A-3.2})$$

La matrice de passage, qui correspond à l'opération inverse (passage des coordonnées du repère R au repère χ), vaut simplement la transposée de $\underline{\mathbf{M}}$.

A-III.1.2 Définition de la paire axe/angle

La paire axe/angle correspond à la rotation dont la matrice représentative est celle de $\underline{\mathbf{M}}$ dans le repère du cristal. Elle est définie par un axe $\underline{\mathbf{v}}$ commun aux deux repères R et χ , et un angle θ . La rotation de même axe mais d'angle opposé correspond à la rotation inverse. Cette paire, qui n'est pas définie de façon unique tout comme la matrice d'orientation, peut être reliée à cette dernière à l'aide des formules suivantes :

$$\begin{aligned} M_{11} &= (1 - v_1^2) \cos \theta + v_1^2 & M_{12} &= v_1 v_2 (1 - \cos \theta) - v_3 \sin \theta & M_{13} &= v_1 v_3 (1 - \cos \theta) + v_2 \sin \theta \\ M_{21} &= v_1 v_2 (1 - \cos \theta) + v_3 \sin \theta & M_{22} &= (1 - v_2^2) \cos \theta + v_2^2 & M_{23} &= v_2 v_3 (1 - \cos \theta) - v_1 \sin \theta \\ M_{31} &= v_1 v_3 (1 - \cos \theta) - v_1 \sin \theta & M_{32} &= v_2 v_3 (1 - \cos \theta) + v_1 \sin \theta & M_{33} &= (1 - v_3^2) \cos \theta + v_3^2 \end{aligned} \quad (\text{A-3.3})$$

Réciproquement :

$$\begin{cases} \theta = \arccos \left(\frac{1}{2} (M_{11} + M_{22} + M_{33} - 1) \right) \\ v_1 = \sqrt{1 + M_{11}} \\ v_2 = \sqrt{1 + M_{22}} \\ v_3 = \sqrt{1 + M_{33}} \end{cases} \quad (\text{A-3.4})$$

La paire axe/angle minimale est définie comme étant celle pour laquelle l'angle θ est minimum en valeur absolue. Elle est en général unique sauf cas particulier d'orientation du

cristal par rapport au repère. Elle dépend bien entendu des symétries de la phase cristalline considérée. Une méthode afin d'évaluer cette paire axe/angle minimale est de calculer une matrice d'orientation du cristal. Puis, il faut multiplier à gauche et à droite par une des matrices de symétrie du cristal, et recalculer la paire axe/angle correspondant. Le choix se portera alors sur la solution ayant l'angle θ le plus faible en valeur absolue.

Dans le cas des cubiques, les symétries sont au nombre de 24. Il s'agit des rotations de 90° autour des axes $\langle 100 \rangle$, et des rotations de 120° autour des axes $\langle 111 \rangle$. Une liste exhaustive de ces rotations et de leur combinaison peut être trouvée dans [Randle, 1992].

A-III.1.3 Calcul de la désorientation entre deux cristaux

Cette étape est particulièrement importante, car c'est elle qui permet par exemple de vérifier que les relations d'orientation entre ferrite et austénite sont proches des relations KS. Si l'on considère donc deux cristaux χ_1 et χ_2 , dont les matrices d'orientations sont connues et notées resp. $\mathbf{M}_{R \rightarrow \chi_1}$ et $\mathbf{M}_{R \rightarrow \chi_2}$ (R désignant le repère de l'échantillon), la matrice de désorientation $\mathbf{M}_{\chi_2 \rightarrow \chi_1}$ sera calculée selon :

$$\mathbf{M}_{\chi_2 \rightarrow \chi_1} = \mathbf{M}_{R \rightarrow \chi_2}^{-1} : \mathbf{M}_{R \rightarrow \chi_1} \quad (\text{A-3.5})$$

Afin de déterminer si cette matrice de désorientation correspond par exemple à une relation de type KS, il suffit de calculer une matrice de désorientation relative aux relations KS, puis de déterminer la paire axe/angle minimale de désorientation entre ces deux matrices. L'angle θ ainsi obtenu pourra être appelé "angle de désorientation par rapport à KS".

A-III.2 Listes d'angles d'Euler

A-III.2.1 24 variants d'austénite

Le repère choisi correspond aux axes $\langle 100 \rangle$ de la ferrite. Dans ce repère, la position des 24 variants possibles d'austénite selon les relations de KS peut être donnée par leur angle d'Euler. Le tableau A-III.1 en fait la liste.

A-III.2.2 Polycristal isotrope

40 grains peuvent, dans le cas d'un cubique, suffire à représenter un polycristal isotrope. Leurs orientations sont données dans le tableau A-III.2.

Variant	ϕ_1	Φ	ϕ_2
1	263.588	42.134	104.385
2	104.384	42.134	263.589
3	255.616	42.134	96.411
4	276.412	42.134	75.615
5	284.384	42.134	83.589
6	204.201	10.529	114.206
7	96.412	42.134	255.615
8	155.799	10.529	245.794
9	353.588	42.134	14.385
10	83.588	42.134	284.385
11	173.588	42.134	194.385
12	294.201	10.529	24.206
13	165.616	42.134	186.411
14	114.201	10.529	204.206
15	14.384	42.134	353.589
16	194.384	42.134	173.589
17	245.799	10.529	155.794
18	65.799	10.529	335.794
19	345.616	42.134	6.411
20	186.412	42.134	165.615
21	24.201	10.529	294.206
22	75.616	42.134	276.411
23	6.412	42.134	345.615
24	335.799	10.529	65.794

TAB. A-III.1 – *Orientation des 24 variants possibles d'austénite par rapport au repère de la ferrite pour les relations KS.*

ϕ_1	Φ	ϕ_2
-149.676	15.618	154.676
-150.646	33.864	155.646
-137.138	41.592	142.138
-166.271	35.470	171.271
-77.676	15.618	154.676
-78.646	33.864	155.646
-65.138	41.592	142.138
-94.271	35.470	171.271
-5.676	15.618	154.676
-6.646	33.864	155.646
6.862	41.592	142.138
-22.271	35.470	171.271
66.324	15.618	154.676
65.354	33.864	155.646
78.862	41.592	142.138
49.729	35.470	171.271
138.324	15.618	154.676
137.354	33.864	155.646
150.862	41.592	142.138
121.729	35.470	171.271
-210.324	15.618	205.324
-209.354	33.864	204.354
-222.862	41.592	217.862
-193.729	35.470	188.729
-282.324	15.618	205.324
-281.354	33.864	204.354
-294.862	41.592	217.862
-265.729	35.470	188.729
-354.324	15.618	205.324
-353.354	33.864	204.354
-366.862	41.592	217.862
-337.729	35.470	188.729
-426.324	15.618	205.324
-425.354	33.864	204.354
-438.862	41.592	217.862
-409.729	35.470	188.729
-498.324	15.618	205.324
-497.354	33.864	204.354
-510.862	41.592	217.862
-481.729	35.470	188.729

TAB. A-III.2 – Orientation en termes d'angles d'Euler des 40 grains d'un polycristal cubique isotrope.

A-III.3 Petites rotations de réseau pour le monocristal

Dans le cadre des petites déformations et petites rotations de réseau, le tenseur de déformation associé au glissement du système (i) peut s'écrire :

$$\underline{\mathbf{M}}^{(i)} = \underline{\mathbf{m}}^{(i)} \otimes \underline{\mathbf{n}}^{(i)} \quad (\text{A-3.6})$$

On accède à la partie plastique du tenseur vitesse de rotation $\underline{\dot{\omega}}_p$ en considérant la partie antisymétrique de la déformation plastique :

$$\underline{\dot{\omega}}_p = \frac{1}{2} \sum_i \dot{\gamma}^{(i)} \left(\underline{\mathbf{M}}^{(i)} - {}^t \underline{\mathbf{M}}^{(i)} \right) \quad (\text{A-3.7})$$

Le tenseur vitesse de rotation élastique d'obtient alors en soustrayant de la vitesse de rotation totale sa partie plastique. Ce tenseur, noté $\underline{\dot{\omega}}_e$, est lui aussi antisymétrique et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\underline{\dot{\omega}}_e = \exp \left(- \underline{\underline{\epsilon}} \cdot \underline{\mathbf{w}}_e \right) \simeq \underline{\underline{\mathbf{j}}} - \underline{\underline{\epsilon}} \cdot \underline{\mathbf{w}}_e \quad (\text{A-3.8})$$

où $\underline{\mathbf{w}}_e$ est un vecteur représentant la direction instantanée de rotation cristalline, et $\underline{\underline{\epsilon}}$ un tenseur d'ordre 3 de permutation tel que :

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} 0 & \text{si } i, j, k \text{ non-distincts} \\ \pm 1 & \text{selon la signature de } (i, j, k) \end{cases} \quad (\text{A-3.9})$$

Le vecteur total de rotation $\underline{\mathbf{w}}$ peut lui aussi se décomposer en partie élastique et plastique. La norme de $\underline{\mathbf{w}}_e$ donne une idée de la valeur de la vitesse de rotation.

Annexe -A-IV-

Etudes et Développement de modèles

Sommaire

A-IV.1 Effet de pression	260
A-IV.1.1 Choix du motif de l'étude	260
A-IV.1.2 Résultats des simulations	262
A-IV.1.3 Discussion	264
A-IV.2 Déformation plastique de la ferrite	267
A-IV.3 Modèle de Mori-Tanaka sécant	269
A-IV.3.1 Cas de la traction	269
A-IV.3.2 Validation sur simulations E.F.	270
A-IV.4 Approche variationnelle pour monocristal poreux	276
A-IV.4.1 Introduction	276
A-IV.4.2 Cas d'un monocristal visqueux	276

A-IV.1 Effet de pression

Nous avons déjà remarqué lors du rapport n°1 [Bugat et al., 1297] que l'ensemble des modèles à champs moyens donnaient, pour des matériaux de même comportement élastique, la même réponse en terme de pression. Les simulations E.F. sur le motif croix correspondant au bicristal austénite–ferrite ont montré que la pression semblait plus faible dans la phase dure (ferrite) que dans la phase molle (austénite). Ceci ne s'explique pas par un effet de morphologie des phases puisque le même effet est obtenu pour des phases sphériques et de comportement isotrope.

Pour caractériser cet effet, nous nous sommes intéressés au cas d'une inclusion plongée dans un MHE de fraction volumique largement dominante. Les propriétés élastiques du MHE et de l'inclusion sont identiques, en revanche leurs limites d'élasticité diffèrent. L'influence du rapport des duretés sur la différence des pressions entre inclusion et MHE sera mise en évidence.

Une fois caractérisée la différence de pression entre une phase et le MHE via le rapport des duretés, le cas d'un matériau multiphasé sera traité de façon autocohérente. Les résultats obtenus feront donc intervenir le rapport de dureté de chaque phase avec celle du MHE, et leur fraction volumique.

Notons que, pour des inclusions plongées dans des matrices viscoplastiques, des solutions exactes (ou approchées) de champs de vitesse et de contraintes ont pu être trouvées. On pourra consulter notamment [Gilormini et Montheillet, 1986, Gilormini et Germain, 1987, Gilormini et Michel, 1998]. Cependant, les solutions trouvées indiquent toutes que dans le cas où l'inclusion est sphérique, sa pression moyenne est égale à la pression imposée à l'infini. Ceci veut donc dire que l'introduction de l'élasticité dans le comportement de la matrice perturbe notablement les champs de vitesse et de contraintes autour de l'inclusion.

A-IV.1.1 Choix du motif de l'étude

Par soucis de simplicité, les phases (inclusion + MHE) ont été choisies sphériques, et de comportement élastique–parfaitement plastique. Les paramètres d'élasticité des deux phases sont identiques et correspondent à ceux d'un acier (module d'Young de 195 GPa, coefficient de Poisson de 0.3). La limite d'élasticité du MHE est fixée à 100 MPa.

Les conditions limites peuvent avoir une grande influence sur les résultats obtenus, si le chargement est appliqué en termes de déformation homogène ou de pression homogène au contour. Ce problème est résolu en prenant un MHE de fraction volumique 99.9 %. L'application des deux types de conditions limites conduit alors sensiblement aux mêmes résultats.

Le maillage utilisé est présenté sur la figure A-IV.1. Les éléments sont 2D axisymétriques réduits. L'inclusion a une forme sphérique, alors que le MHE est cylindrique. Seul 1/4 de la structure en 2D est maillé par raison de symétrie. Le maillage est raffiné près de l'interface inclusion–MHE. Ce raffinement a été optimisé pour conduire à des résultats stables en terme de réponse.

Les essais réalisés sont des essais de traction sur la face supérieure du MHE. Le déplacement imposé est homogène sur cette face, et on impose également que le contour extérieur du cylindre reste droit. La traction est effectuée jusqu'à une déformation macroscopique correspondant à une stabilisation des contraintes dans l'ensemble des phases.

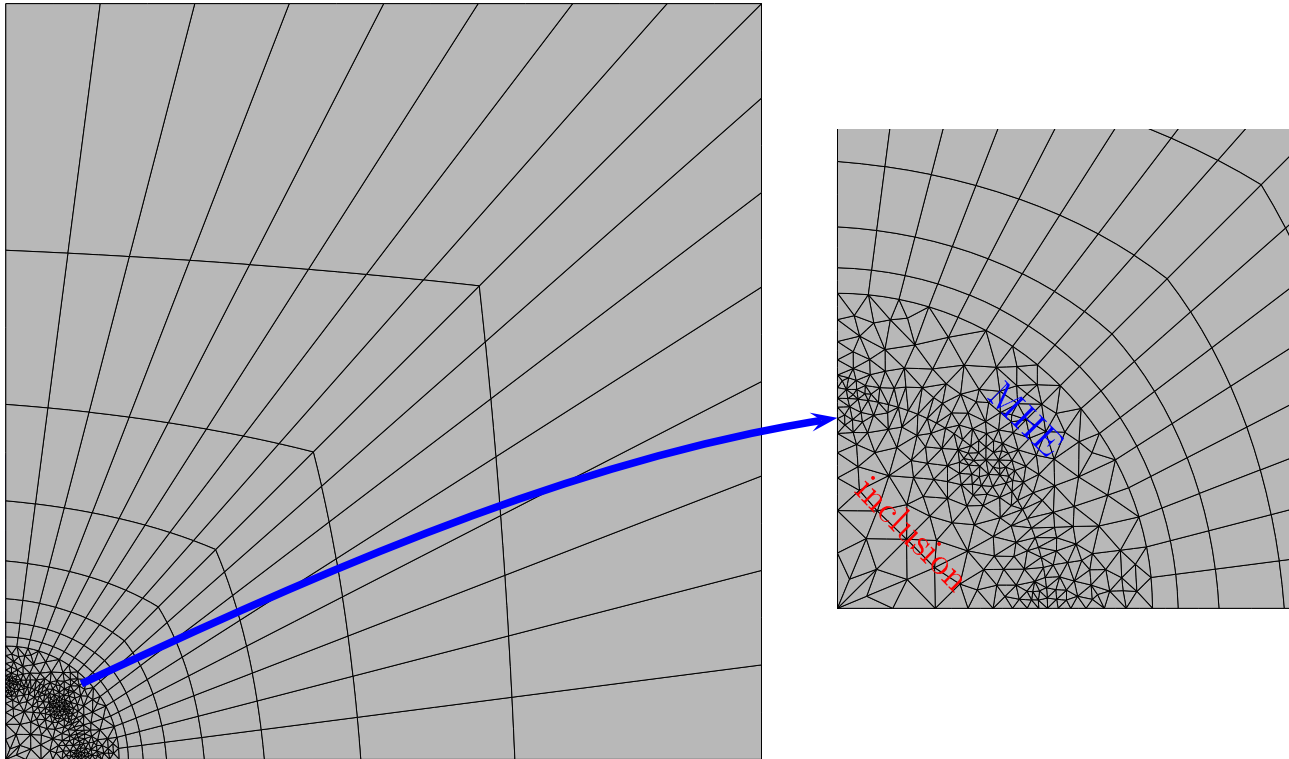


FIG. A-IV.1 – Maillage choisi pour les simulations E.F. Le zoom permet de voir le raffinement du maillage près de l'interface entre l'inclusion et le MHE.

En pratique, les contraintes se stabilisent en moyenne très rapidement dans le MHE (moins de 1 % de déformation), mais au contraire, dans l'inclusion et pour les forts rapports de dureté, il est parfois nécessaire d'atteindre des déformations de 10 %.

A-IV.1.2 Résultats des simulations

Le dépouillement des simulations s'est effectué via trois paramètres : le premier, δ , correspond à ratio relatif des limites d'élasticité de la matrice et du MHE, qui représente le contraste de dureté entre les deux phases.

$$\delta = \left(\frac{R_i - R_m}{R_m} \right)$$

où R_i et R_m désignent respectivement les limites d'élasticité de l'inclusion et du MHE. Par analogie, nous définirons par ζ le paramètre correspondant à :

$$\zeta = \left(\frac{\sigma_i^{\text{eq}} - \sigma_m^{\text{eq}}}{\sigma_m^{\text{eq}}} \right)$$

où σ_i^{eq} et σ_m^{eq} désignent la moyenne de la contrainte équivalente au sens de von Mises pour respectivement l'inclusion et le MHE. Si chaque phase se déforme entièrement plastiquement, $\zeta = \delta$.

Le troisième paramètre, η , caractérise l'écart par rapport aux modèles à champs moyens en terme de pression :

$$\eta = \left(\frac{p_m - p_i}{p_m} \right)$$

Ici p_m et p_i désignent respectivement les pressions moyennes dans le MHE et l'inclusion. Notons que ces valeurs correspondent aux valeurs stationnaires.

La figure A-IV.2 montre, pour $\delta = 0.7$, l'évolution des pressions dans le MHE et dans l'inclusion. Elles se distinguent en réalité dès le début de la plasticité du MHE. La pression est plus faible dans l'inclusion, qui est plus dure que le MHE. Des calculs menés avec une limite d'élasticité plus faible dans l'inclusion que dans le MHE mènent aux mêmes résultats en terme de δ et η excepté que leurs signes sont opposés.

Le graphe de la figure A-IV.3 présente donc l'évolution de η en fonction de δ . Cette évolution est non-linéaire, et sature pour des valeurs de δ de l'ordre de 0.8.

Sur le même graphe est représenté le paramètre ζ . Il sature pour les mêmes rapports de dureté. Cette saturation correspond en réalité au fait que l'inclusion se déforme plastiquement de moins en moins. Pour les plus forts rapports de dureté, elle demeure totalement élastique.

On note par ailleurs la présence d'un point d'inflexion sur cette courbe de η pour $\delta = 0.7$, correspondant à cette transition entre inclusion complètement plastifiée et inclusion totalement élastique.

L'écart avec les modèles à champs moyens, donnant exactement la même pression dans l'inclusion et dans le MHE, est néanmoins important puisqu'il peut atteindre 22 % environ.

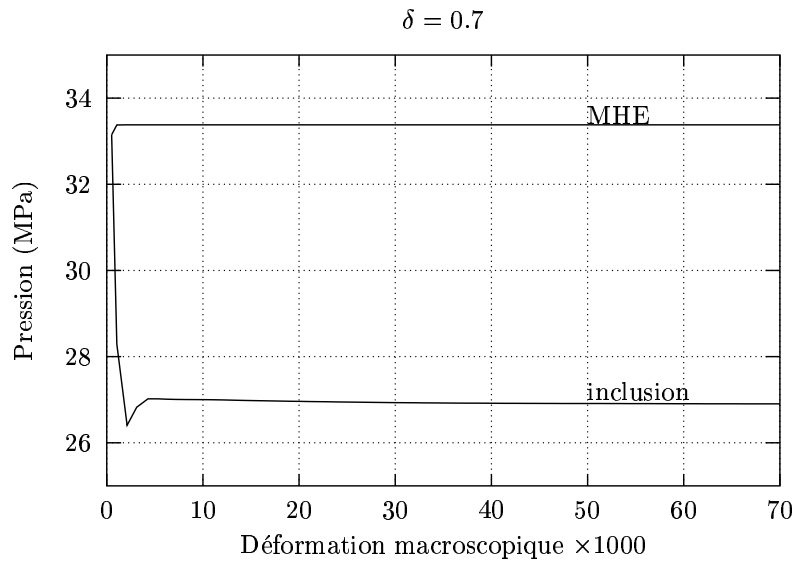


FIG. A-IV.2 – Evolution des pressions moyennes dans l'inclusion et dans le MHE en fonction de la déformation macroscopique imposée.

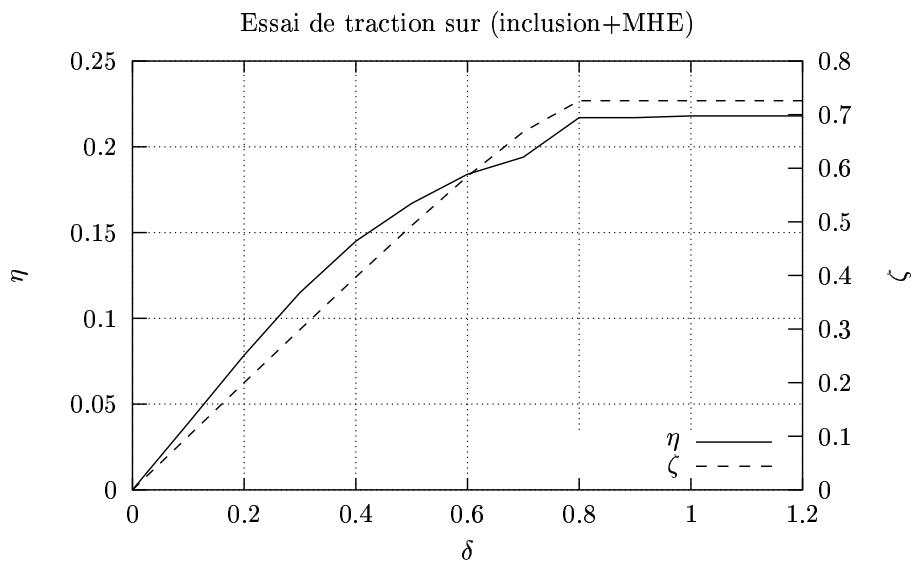


FIG. A-IV.3 – Evolution de l'écart par rapport aux modèles à champs moyens η et de l'écart des contraintes de von Mises ζ en fonction du rapport de dureté δ .

A-IV.1.3 Discussion

Nous avons donc mis en évidence un couplage entre la déformation plastique et la pression. Le dépouillement des isovaleurs de pression, comme sur la figure A-IV.4 pour $\delta = 0.3$, indique que cette dernière est relativement homogène dans le MHE et au coeur de l'inclusion sauf près de l'interface. De forts gradients existent et semblent indiquer que dans la direction à 90° du chargement la pression est nulle par exemple. Ces zones à fort gradient semblent correspondre aux zones à fortes déformations plastique équivalente (voir figure A-IV.4).

Nous nous plaçons maintenant dans le cas d'un matériau multiphasé, de constituants isotropes parfaitement plastiques et ayant les mêmes caractéristiques élastiques. Si l'on suppose que les modèles à champs moyens, type Berveiller–Zaoui [Berveiller et Zaoui, 1979] prédisent les bons déviateurs des contraintes dans chaque phase, il est possible de proposer un schéma simple permettant de tenir compte de cet effet de pression. Nous noterons par (i) l'indice d'une phase. Le modèle de Berveiller–Zaoui dans le cas d'un chargement radial monotone indique par exemple que :

$$\underline{\mathfrak{s}}^{(i)} = \underline{\mathfrak{S}} + \frac{\mu}{1 + 3/2 \frac{\Sigma_{eq}}{E_{eq}}} \left(\underline{\mathfrak{E}}_p - \underline{\varepsilon}_p^i \right) \quad (\text{A-4.1})$$

avec $\underline{\mathfrak{s}}^{(i)}$ et $\underline{\mathfrak{S}}$ respectivement déviateurs des contraintes moyens pour la phase (i) et macroscopique. Ceci permet à chaque instant de définir le rapport de dureté $\delta^{(i)}$ entre la phase (i) et le MHE. Alors la pression moyenne dans la phase (i) sera donnée au même instant par :

$$p_{(i)} = P \times \left(1 + \eta(\delta^{(i)}) \right) \quad (\text{A-4.2})$$

et alors il ne reste plus qu'à paramétrer correctement la fonction $\eta(\delta)$.

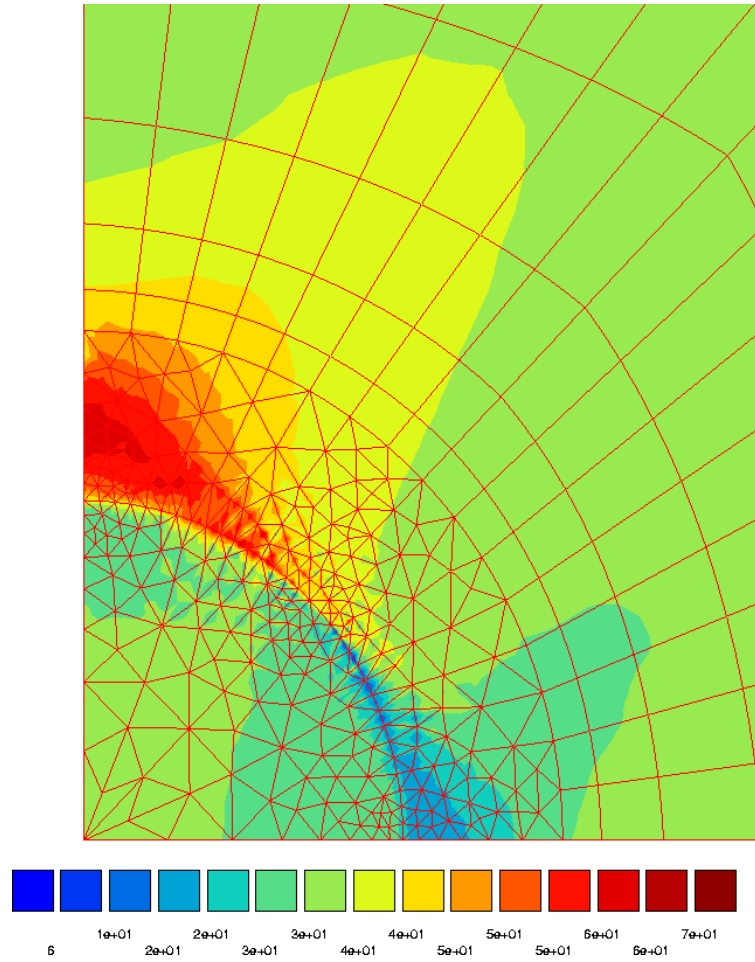


FIG. A-IV.4 – Isovaleurs de la pression dans la matrice et dans l'inclusion (en MPa). Les variations de pression à l'interface sont importantes. Calcul effectué pour $\delta = 0.3$.

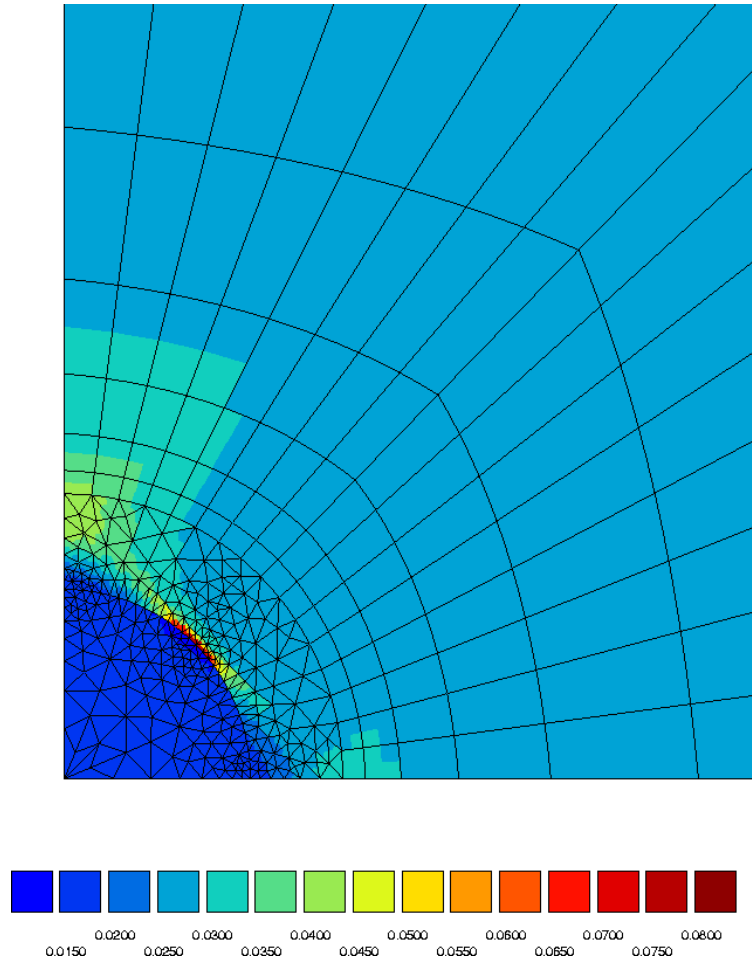


FIG. A-IV.5 – Isovaleurs aux points de Gauss de la déformation plastique équivalente à l'interface MHE-inclusion. Les zones à fort gradient de déformation plastique correspondent à celles à fort gradient de pression. Calcul effectué pour $\delta = 0.3$.

A-IV.2 Déformation plastique de la ferrite

La déformation plastique de la ferrite est fortement localisée en bandes de glissement, comme nous l'avons vu dans la partie II.1.3. Nous assimilerons les macles, autre mode de déformation de cette phase, à des bandes de glissement. Il va s'agir de justifier dans cette annexe l'utilisation de lois de comportement homogènes pour la déformation de la ferrite, via un processus d'homogénéisation.

Pour cela, nous considérons un monocristal de ferrite soumis à un cisaillement τ homogène au contour, tel que représenté sur la figure A-IV.6. Nous supposons que ce monocristal est en glissement simple. Ce monocristal se déforme élastiquement, et plastiquement dans des bandes d'épaisseur h et espacées de la distance Λ .

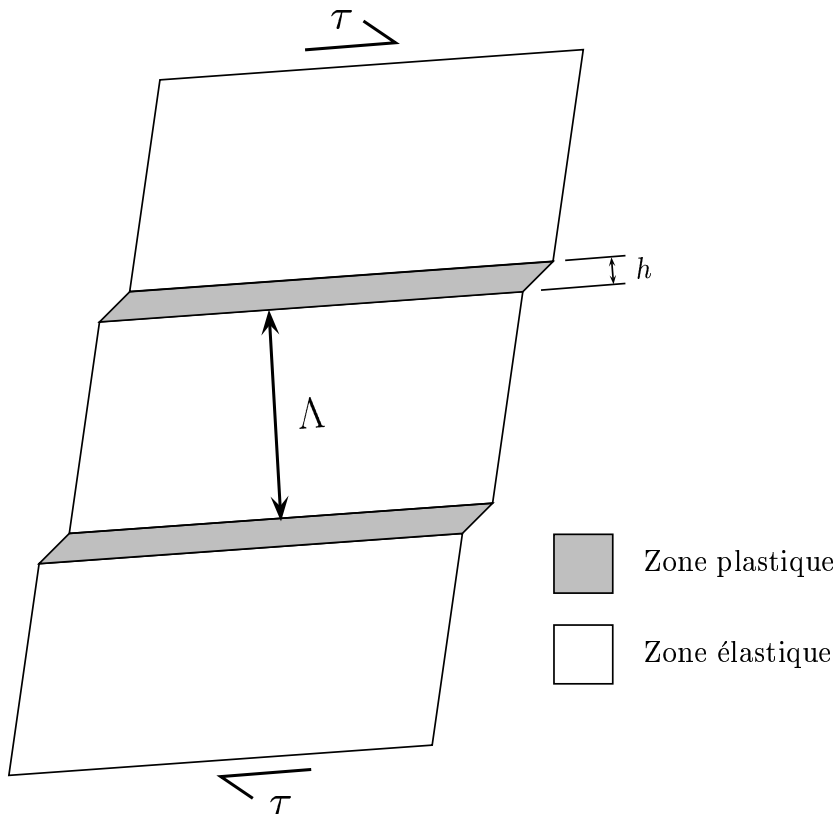


FIG. A-IV.6 – Monocristal de ferrite vieillie soumis à un chargement en cisaillement homogène au contour.

Si l'on considère un champ de cisaillement homogène dans le monocristal de ferrite, égal à τ , les équations de compatibilité de la contrainte normale à l'interface sont vérifiées entre les zones plastiques et élastiques. De plus, la moyenne du champ de contrainte est bien égale à la contrainte macroscopique appliquée : ce champ est donc bien solution du problème posé.

Par conséquent, la déformation élastique sera homogène dans tout le monocristal, égale à $\tau/(2\mu)$. Le glissement plastique γ_L est homogène dans chaque bande, puisque la contrainte l'est. La loi de comportement *locale* s'écrira alors, pour chaque bande de glissement :

$$\tau = \tau_0 + f(\gamma_L) - \Delta\tau_0 \left(1 - e^{-\gamma_L/\gamma_s}\right) \quad (\text{A-4.3})$$

où τ_0 désigne la cission critique initiale de la ferrite vieillie, $f(\gamma_L)$ la fonction d'écroissage du système. Le troisième terme correspond à l'adoucissement qui apparaît à cause du cisaillement des précipités de phase α' , et l'on pourra trouver une modélisation de ce phénomène par exemple dans [Canova et Kubin, 1993]. On estime ainsi que $\Delta\tau_0$ est égal à la différence entre la cission critique de la ferrite non-vieillie et de la ferrite vieillie, et que γ_s correspond à une vitesse de destruction de ces précipités.

Pour qu'il y ait localisation en bandes de glissement de la déformation plastique, il est nécessaire que cette loi soit adoucissante en début de déformation [Bréchet et al., 1993], c'est-à-dire que :

$$f'(0) - \frac{\Delta\tau_0}{\gamma_s} \leq 0 \quad (\text{A-4.4})$$

Concrètement, ceci signifie que l'adoucissement est un phénomène qui sature plus vite que l'écroissage. D'après Bréchet [Bréchet et al., 1993], γ_s est de l'ordre de 0.1 alors que l'écroissage f sature pour des déformations 10 à 100 fois plus importantes dans notre cas, ce qui peut expliquer la localisation observée pour la ferrite vieillie.

Nous définissons maintenant γ_L^c le glissement local à saturation, c'est-à-dire pour lequel $\tau = \tau_0$ à nouveau. En supposant que f est linéaire et en notant \mathbf{h} la pente initiale de l'écroissage, et que l'adoucissement est saturé, nous obtenons :

$$\gamma_L^c = \frac{\Delta\tau_0}{\mathbf{h}} \quad (\text{A-4.5})$$

Lorsque la saturation est atteinte sur une bande de glissement, il y a activation d'une autre bande, et ainsi de suite jusqu'à ce que toutes les bandes possibles soient saturées. Par la suite, il est vraisemblable que la déformation se poursuive par écroissage des bandes saturées et élargissement également de l'épaisseur h de ces bandes [Verhaeghe et al., 1997].

Ce dernier stade est atteint pour un glissement macroscopique γ^c . Pour des glissements inférieurs à γ^c , la contrainte appliquée τ reste égale à τ_0 puisque les bandes de glissement s'activent à la suite les unes des autres. Pour les glissements supérieurs, τ croît puisque toutes les bandes ont été activées et s'écroissent. Pour estimer γ^c , c'est-à-dire la déformation pour laquelle on a un palier de contrainte, on peut calculer la pente d'écroissage macroscopique \mathbf{H} :

$$\mathbf{H} = \frac{\partial\tau}{\partial\gamma}(\gamma^c) = \frac{\Lambda}{h} \frac{\partial f}{\partial\gamma} \simeq \frac{\Lambda}{h} \mathbf{h} \quad \Longrightarrow \quad \gamma^c = \frac{\Delta\tau_0}{\mathbf{H}} \quad (\text{A-4.6})$$

En application numérique pour le Y4331, on obtient en gros :

$$\begin{cases} \Delta\tau_0 \simeq 50 \text{ MPa} \\ \mathbf{H} \simeq 10 \text{ GPa} \end{cases} \quad \Longrightarrow \quad \gamma^c \simeq 5.10^{-4} \quad (\text{A-4.7})$$

Le plateau plastique est donc complètement négligeable pour la ferrite. Les lois d'écroissage sans palier peuvent donc être utilisées. On peut également considérer que dès le début de la déformation plastique, la distance entre bandes de glissement n'évolue plus.

A-IV.3 Modèle de Mori–Tanaka sécant

Nous nous proposons dans cette annexe de comparer des simulations E.F. sur motif représentatif et les prédictions du modèle de Mori–Tanaka afin de cerner le domaine de validité de ce dernier. Le tenseur de dommage est défini selon (cf partie V.2) :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \left(\underline{\underline{\mathbf{I}}} - \underline{\underline{\mathbf{D}}} \right) : \underline{\underline{\Sigma}}^* \quad (\text{A-4.8})$$

Nous rappelons brièvement l'expression du tenseur de dommage $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ (pour son obtention, se référer à la partie V.2) :

$$\begin{cases} D_{1133} = D_{2233} = \frac{2\nu(1-\nu)\rho}{3-6\nu+2(1-\nu)^2\rho} \\ D_{3333} = \frac{2(1-\nu)^2\rho}{3-6\nu+2(1-\nu)^2\rho} \\ D_{1313} = D_{2323} = \frac{2(1-\nu)\rho}{6-3\nu+2(1-\nu)\rho} \end{cases} \quad (\text{A-4.9})$$

A-IV.3.1 Cas de la traction

En élastoplastique sécant, le cas même de la traction n'est pas simple. En effet, lorsque l'on postule la forme du tenseur des contraintes du matériau endommagé lorsqu'il est sollicité dans la direction 3 :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Sigma \end{bmatrix} \quad (\text{A-4.10})$$

La relation (A-4.8) donne alors un tenseur $\underline{\underline{\Sigma}}^*$ *multiaxié* :

$$\begin{cases} \Sigma_{11}^* = \Sigma_{22}^* = \frac{\alpha}{1-\beta}\Sigma \\ \Sigma_{33}^* = \frac{1}{1-\beta}\Sigma \end{cases} \quad (\text{A-4.11})$$

avec $\alpha = D_{13} = D_{23}$ et $\beta = D_{33}$ fonctions de ρ . Certaines relations particulières peuvent alors être déduites :

$$\text{tr} \left(\underline{\underline{\Sigma}}^* \right) = \frac{1+2\alpha}{1-\beta} \Sigma = \left[1 + \frac{2(1-\nu^2)}{3(1-2\nu)}\rho \right] \Sigma \quad (\text{A-4.12})$$

$$\text{dev} \left(\underline{\underline{\Sigma}}^* \right) = \frac{1-\alpha}{1-\beta} \text{dev} \left(\underline{\underline{\Sigma}} \right) = \left[1 + \frac{2}{3}(1-\nu)\rho \right] \text{dev} (\Sigma) \quad (\text{A-4.13})$$

La relation (A-4.13) est *a fortiori* vérifiée pour les contraintes équivalentes au sens de von Mises. Ceci permet automatiquement de déduire les solutions dans le cas d'une matrice parfaitement plastique, de contrainte d'écoulement σ_Y :

$$\Sigma = \frac{\sigma_Y}{1 + \frac{2}{3}(1 - \nu) \rho} \quad (\text{A-4.14})$$

Ceci permet par exemple de voir s'il faut prendre en compte le coefficient de Poisson sécant ou élastique. Par ailleurs, la chute de module sécant est directement calculable :

$$\frac{\Sigma_{33}}{E_{33}} = \frac{1}{1 - \beta} \frac{\Sigma_{33}^*}{E_{33}} \quad (\text{A-4.15})$$

A-IV.3.2 Validation sur simulations E.F.

La figure A-IV.7 présente une suite de maillages axisymétriques de cellules élémentaires endommagées. Pour des raisons de symétrie, seul un quart de la cellule est maillé en 2D. L'axe 3 correspond à l'axe de révolution et à ce titre les déplacements U_1 selon cet axe sont imposés nuls. Les déplacements U_1 sur le contour extérieur sont imposés égaux. La sollicitation se fait à déplacement U_3 imposé sur la face supérieure de la cellule. Les déplacements U_3 sur la base de la cellule (ligament) sont alors nuls par raison de symétrie. Afin de ne pas tenir compte de la croissance de cavité, les simulations sur cellule sont effectuées en petites déformations.

a) Matériau élastique

Dans ce cas particulier où la matrice est élastique linéaire isotrope ($E = 195$ GPa, $\nu = 0.3$), la comparaison du modèle à la simulation est immédiate via la relation (A-4.15). Les résultats comparatifs pour un essai de traction sont présentés sur le graphe de la figure A-IV.8.

Les prédictions sont excellentes, et ce même aux fortes densités, même si l'on tend alors à sous-estimer le module obtenu sur cellules. Ceci reste cohérent avec l'utilisation d'un modèle de MT qui constitue une borne supérieure.

b) Matériau parfaitement plastique

La matrice est désormais choisie élastique-parfaitement plastique. Notons que ce type de validation est très discriminante, car les matériaux parfaitement plastiques permettent de localiser facilement la déformation. Cette localisation ne peut être représentée par les modèles d'homogénéisation habituels. La matrice est choisie avec une limite d'élasticité de 300 MPa, les paramètres élastiques étant inchangés par rapport au cas précédent.

Les contraintes stabilisées obtenues par simulation E.F. sur la cellule seront comparées avec celles prédites par l'équation (A-4.14). Nous nous intéressons également à l'effet du choix du coefficient de Poisson. Les comparaisons seront effectuées avec un modèle où ν reste constant égal à 0.3, et avec un modèle où ce coefficient sera calculé à partir des paramètres sécants :

$$\begin{cases} 3\kappa_{\text{eff}} = \text{tr}(\underline{\Sigma}^*) / \text{tr}(\underline{\mathbf{E}}) \\ 3\mu_{\text{eff}} = \Sigma_{\text{eq}} / E_{\text{eq}} \\ \nu_{\text{eff}} = \frac{3\kappa_{\text{eff}} - 2\mu_{\text{eff}}}{6\kappa_{\text{eff}} + 2\mu_{\text{eff}}} \end{cases} \quad (\text{A-4.16})$$

Les résultats en termes de contrainte sont présentés sur le tableau A-IV.1. Le modèle avec ν constant semble donc le plus apte à prédire les bonnes contraintes. L'ordre de grandeur de l'erreur relative est de $\rho/10$, et pour le modèle avec ν sécant elle est de $\rho/5$.

	Σ_{33}			
	$\rho = 3.4 \%$	$\rho = 8.1 \%$	$\rho = 15.9 \%$	$\rho = 27.5 \%$
Cellule	294.0	286.5	275.2	259.5
Modèle $\nu = 0.3$	295.3	289.0	279.2	265.9
Modèle ν_{eff}	296.5	292.0	284.7	274.5

TAB. A-IV.1 – Prévisions comparées des calculs sur cellule et des modèles pour une matrice parfaitement plastique.

Cependant, les prévisions en terme de contrainte ne sont pas suffisantes pour vérifier la validité du modèle : les déformations latérales constituent elles aussi un critère. La figure A-IV.9 compare donc les prédictions des modèles avec ou sans ν sécant et les simulations sur cellule, dans le cas $\rho = 8.1 \%$. Le modèle avec ν sécant représente mieux les contractions latérales de la cellule. Cet effet est important, car la coalescence intervient en traction lorsque la vitesse de déformation latérale devient nulle : une bonne prédiction de ces vitesses est donc nécessaire si l'on désire obtenir la déformation plastique à coalescence.

c) Matériau à écrouissage linéaire

Le cas des matériaux à écrouissage linéaire convient mieux aux méthodes d'homogénéisation en général, car l'hypothèse champs moyens est mieux vérifiée. La matrice est donc choisie avec une limite d'élasticité de 300 MPa et une pente d'écrouissage isotrope de 20 GPa.

Dans ce cas, aucune différence en terme de contrainte n'est observé entre les modèles avec ou sans ν sécant. Qui plus est, leur prédiction correspond exactement avec les simulations sur cellule, comme le montre le graphe de la figure A-IV.10. En revanche, le modèle sécant conduit à d'excellentes prédictions des déformations latérales (figure A-IV.11).

d) Matériau à écrouissage non-linéaire

Le comportement de la matrice est ici choisi avec écrouissage non-linéaire saturant : $R_0 = 300$ MPa, $Q = 500$ MPa, $b = 20$. Les résultats en contraintes sont présentés sur le graphe de la figure A-IV.12, et ceux en déformation latérale sur le graphe de la figure A-IV.13.

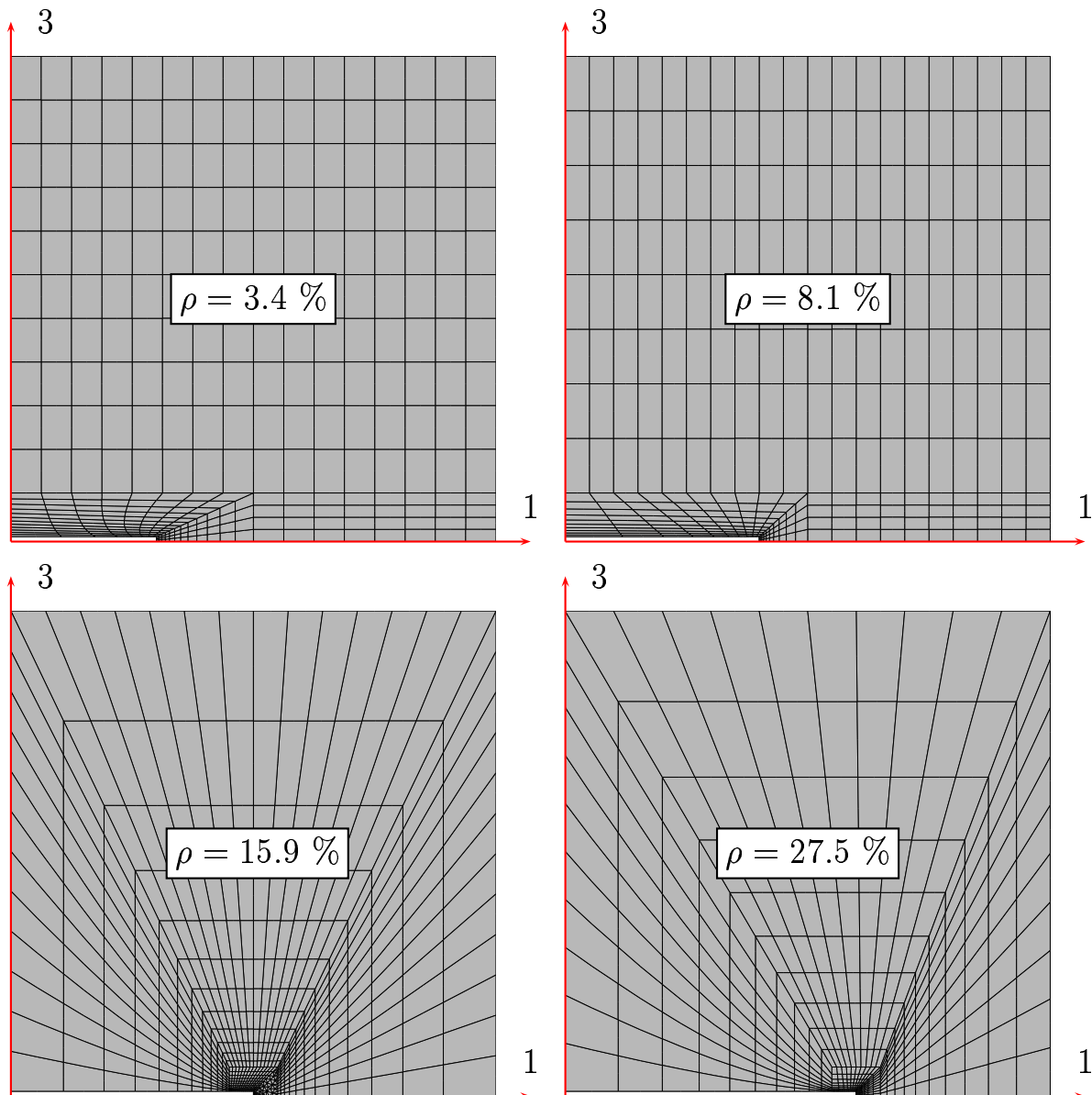


FIG. A-IV.7 – Divers maillages axisymétriques utilisés. L'axe de révolution, qui correspond à l'axe de sollicitation et à la normale aux fissures de clivage, est l'axe 3.

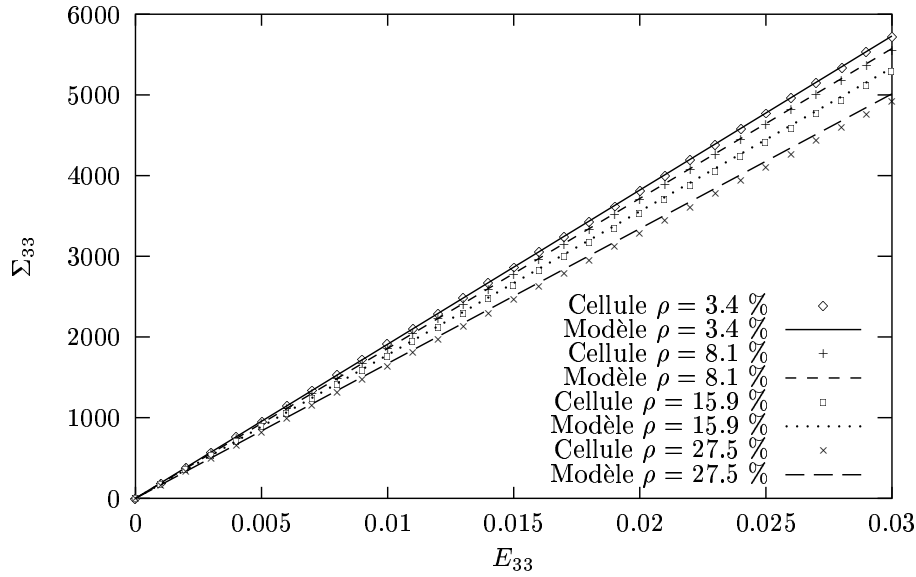


FIG. A-IV.8 – Comparaison entre les prévisions du modèle et les simulations *E.F.* sur cellule pour une matrice élastique. La prédiction du modèle est d'autant meilleure que la densité de fissure ρ est faible, ce qui est cohérent avec l'utilisation d'un modèle de MT.

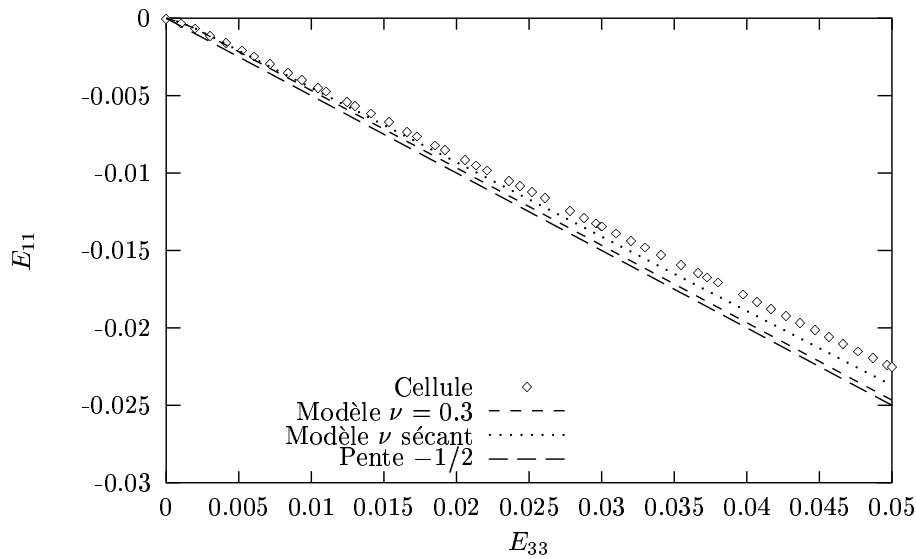


FIG. A-IV.9 – Comparaison des déformations latérales en traction en fonction de la déformation imposée. Le modèle ν sécant permet de mieux représenter l'écart par rapport à la solution plastique de pente $-1/2$.

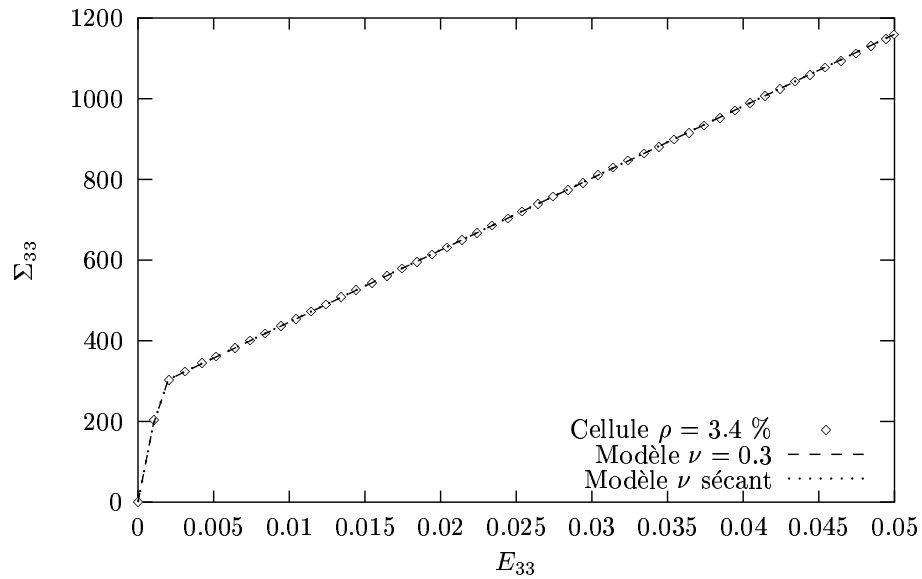


FIG. A-IV.10 – Comparaison dans le cas de l'écroissage linéaire des prédictions des deux modèles avec les simulations sur cellule.

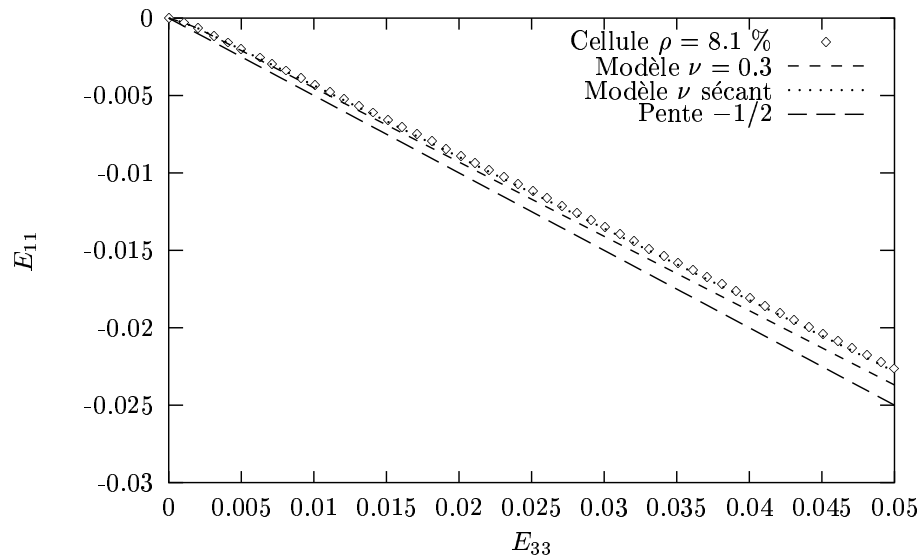


FIG. A-IV.11 – Comparaison des déformations latérales dans le cas de l'écroissage linéaire. Le modèle sécant aboutit à de meilleures prédictions.

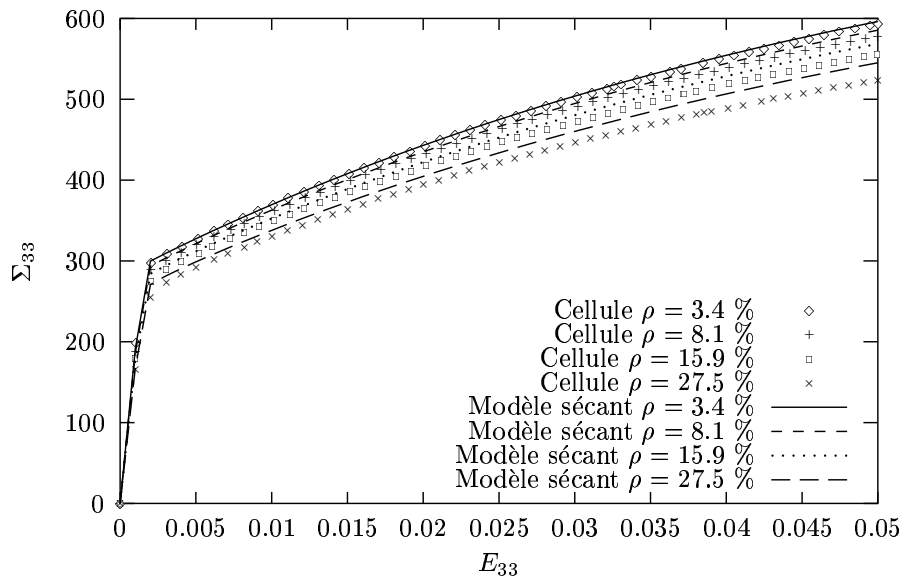


FIG. A-IV.12 – Comparaison des contraintes de traction dans le cas d'un écouissage isotrope non-linéaire.

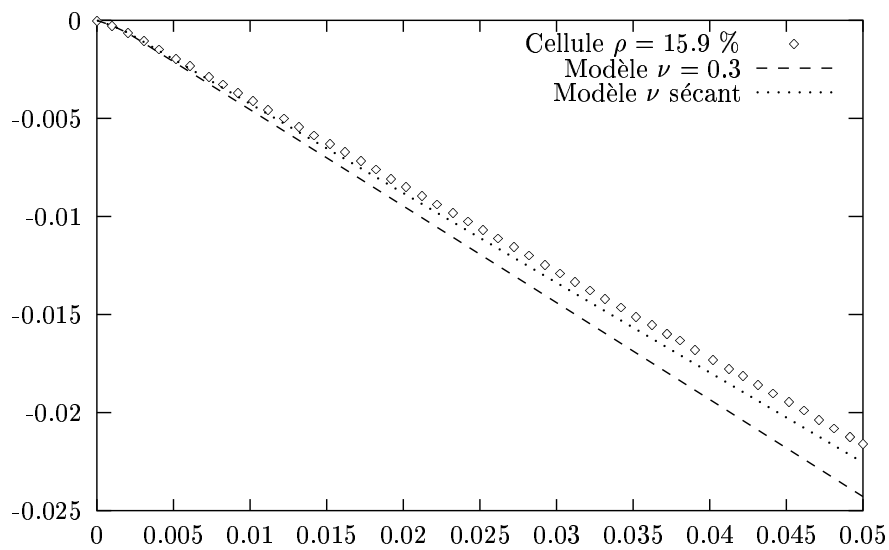


FIG. A-IV.13 – Comparaison des déformations latérales dans le cas d'un écouissage isotrope non-linéaire.

A-IV.4 Approche variationnelle pour monocristal poreux

A-IV.4.1 Introduction

La mécanique des milieux poreux anisotropes constitue l'un des domaines peu explorés mais pourtant d'un intérêt industriel croissant. La rupture ductile des matériaux au comportement anisotrope [Benzerga et al., 1999], ou la croissance de cavités dans des monocristaux [Crepin et Bretheau, 1996, Quinn et al., 1996], en sont des exemples variés.

D'un point de vue théorique, des solutions exactes et approchées sur la croissance de cavités dans des matrices isotropes peuvent être trouvées [Gologanu et al., 1994, Leblond et al., 1994, Briottet et al., 1996]. Les approches variationnelles sont en développement rapide dans ce domaine, car elles permettent d'intégrer les solutions classiques obtenues pour les matériaux poreux de comportement linéaire. Ainsi, G. Li [Li, 1994] a pu adapter l'approche variationnelle développée par P. Ponte Castañeda [Ponte Castañeda, 1991] au cas de microfissures penny–shape dans une matrice élasto–plastique.

En revanche, le cas général d'une matrice très anisotrope (c'est-à-dire pas isotrope, ni isotrope transverse) et de cavités non–sphériques n'a pas encore été traité. Nous nous proposons donc ici de donner quelques clés de développements ultérieurs.

A-IV.4.2 Cas d'un monocristal visqueux

On considère un monocristal visqueux non–linéaire. Φ_s désignera le potentiel visqueux, \mathbf{d}_s la déformation visqueuse associée, et $\dot{\gamma}_s$ la vitesse de glissement associés au système s . Ces grandeurs sont reliées par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \Phi_s = \frac{1}{n+1} \frac{|\tau_s|^{n+1}}{K^n} \\ \mathbf{d}_s = \frac{\partial \Phi_s}{\partial \underline{\sigma}} = \dot{\gamma}_s \mathbf{R}^s \quad \text{avec} \quad \dot{\gamma}_s = \left(\frac{\tau_s}{K}\right)^n \end{cases} \quad (\text{A-4.17})$$

avec \mathbf{R}^s produit tensoriel symétrisé de la normale au plan de glissement et de la direction de glissement, et τ_s cission résolue sur le système s ($\tau_s = \underline{\sigma} : \mathbf{R}^s$). Le potentiel visqueux du monocristal, tout systèmes confondus, sera donné par la somme des potentiels sur chaque système: $\Phi = \sum_s \Phi_s$.

On considère que des cavités sphériques, de fraction volumique totale f , existent dans ce monocristal et l'on notera Ω le domaine constitué par le monocristal et les cavités. Pour homogénéiser ce matériau poreux, nous allons adapter une approche variationnelle du type de celle développée par Ponte Castañeda [Ponte Castañeda, 1991, Ponte Castañeda, 1992]. Elle consiste à encadrer ou approximer le potentiel du monocristal poreux, $\bar{\Phi}$, qui est défini par :

$$\bar{\Phi}(\underline{\Sigma}) = \min_{\underline{\sigma}(\underline{\mathbf{x}}) \text{ S.A.}} \int_{\Omega} \Phi(\underline{\sigma}(\underline{\mathbf{x}})) d\Omega \quad (\text{A-4.18})$$

avec $\underline{\sigma}(\underline{\mathbf{x}})$ S.A. désignant l'ensemble des champs de contraintes vérifiant $\langle \underline{\sigma}(\underline{\mathbf{x}}) \rangle_{\underline{\mathbf{x}} \in \Omega} = \underline{\Sigma}$.

À l'instar de ce qu'a fait deBotton [deBotton et Ponte-Castañeda, 1995], nous considérons un monocristal visqueux *linéaire* de comparaison. Il est défini par un potentiel Φ_L tel que :

$$\Phi_L(\underline{\mathcal{G}}) = \frac{1}{2} \underline{\mathcal{G}} : \underline{\mathbf{M}} : \underline{\mathcal{G}} = \sum_s \alpha_s \tau_s^2 \quad (\text{A-4.19})$$

où $\underline{\mathbf{M}}$ désigne la matrice tangente du comportement : $\underline{\mathbf{M}} = 2 \sum_s \alpha_s \mathbf{R}^s \otimes \mathbf{R}^s$, et les α_s sont les modules de viscosité pour chaque système. L'introduction du potentiel Φ_L dans la relation A-4.18 se fait grâce à la remarque de deBotton [deBotton et Ponte-Castañeda, 1995] :

$$\begin{aligned} \Phi_s(\tau_s) &= \max_{\alpha_s \geq 0} \{ \alpha_s \tau_s^2 - V_s(\alpha_s) \} \\ V_s(\alpha_s) &= \max_{\tau_s \geq 0} \{ \alpha_s \tau_s^2 - \Phi_s(\tau_s) \} \end{aligned} \quad (\text{A-4.20})$$

Alors le potentiel $\bar{\Phi}$ peut se formuler comme suit :

$$\bar{\Phi}(\underline{\Sigma}) = \max_{\alpha_s(\mathbf{x}) \geq 0} \left\{ \bar{\Phi}_L(\underline{\Sigma}) - (1-f) \sum_s \langle V_s(\alpha_s) \rangle \right\} \quad (\text{A-4.21})$$

où $\langle x \rangle$ correspond à l'opération de moyennation de la variable x sur le volume du monocristal dense, et $\bar{\Phi}_L$ le potentiel du monocristal linéaire *poreux* de comparaison. En considérant un jeu de fonctions α_s constantes sur le volume dense, on obtient alors une borne inférieure pour le potentiel :

$$\bar{\Phi}(\underline{\Sigma}) = \max_{\alpha_s \geq 0} \left\{ \bar{\Phi}_L(\underline{\Sigma}) - (1-f) \sum_s V_s(\alpha_s) \right\} \quad (\text{A-4.22})$$

Les fonctions $V_s(\alpha_s)$ sont calculables en remarquant que la fonction dérivable de l'équation A-4.20 possède un maximum :

$$2\alpha_s \tau_s - \left(\frac{|\tau_s|}{K} \right)^n \text{signe}(\tau_s) = 0 \quad \implies \quad V_s(\alpha_s) = \frac{n-1}{n+1} (2K^n)^{\frac{2}{n-1}} \alpha_s^{\frac{n+1}{n-1}} \quad (\text{A-4.23})$$

Il faut maintenant estimer le potentiel du monocristal linéaire poreux de comparaison, $\bar{\Phi}_L$. Pour cela, on utilise une approche variationnelle de type Hashin-Shtrickman : la matrice tangente du comportement va être approchée par comparaison avec le cas d'une cavité sphérique plongée dans un matériau isotrope de comparaison \mathcal{M}_0 , de caractéristiques (κ_0, μ_0) (κ_0 module de compressibilité et μ_0 module de cisaillement). Toute la finesse de la solution obtenue résidera alors dans le choix de ces deux paramètres. Le modèle donne alors une solution approchée pour le tenseur tangent du comportement, $\underline{\mathbf{M}}^{\text{HS}}$. En notant $\underline{\mathbf{M}}^*$ le tenseur de Hashin-Shtrickman associé aux cavités sphériques plongées dans le milieu \mathcal{M}_0 :

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{M}}^{\text{HS}} &= \left\langle \left(\underline{\mathbf{M}}^i + \underline{\mathbf{M}}^* \right)^{-1} \right\rangle^{-1} - \underline{\mathbf{M}}^* \\ &= \frac{1}{1-f} \underline{\mathbf{M}} + \frac{f}{1-f} \underline{\mathbf{M}}^* \end{aligned} \quad (\text{A-4.24})$$

Le tenseur \mathbf{M}_{\approx}^* prend une expression simple dans le cas de cavités sphériques plongées dans un matériau isotrope :

$$\mathbf{M}_{\approx}^* = \frac{1}{4\mu_0} \mathbf{K}_{\approx} + \frac{3}{\mu_0} \frac{2\mu_0 + \kappa_0}{8\mu_0 + 9\kappa_0} \mathbf{J}_{\approx} \quad (\text{A-4.25})$$

Afin de conserver le caractère borne inférieure de l'estimation, l'idéal serait de choisir un milieu \mathcal{M}_0 tel que sa dissipation reste inférieure à celle du monocristal linéaire dense :

$$\forall \mathcal{G}, \quad \frac{1}{2} \mathcal{G} : \mathbf{M}_0 : \mathcal{G} \leq \frac{1}{2} \mathcal{G} : \mathbf{M}_{\approx} : \mathcal{G} \quad \Longrightarrow \quad \begin{cases} \kappa_0 = \infty \\ \forall \mathcal{G}, \quad \frac{1}{6\mu_0} \sigma_{\text{eq}}^2 \leq \sum_s \alpha_s \tau_s^2 \end{cases} \quad (\text{A-4.26})$$

Une solution consisterait alors à introduire le minimum des α_s pour pouvoir obtenir une borne de μ_0 . Elle ne conduit pas cependant à des résultats satisfaisants, car l'effet de la pression hydrostatique serait reporté uniquement sur le système le moins "chargé", et de plus ce minimum pourrait être atteint par plusieurs α_s .

Par conséquent, nous avons choisi de perdre le caractère borne de l'approche pour déterminer plutôt un estimateur. Pour cela, le milieu de référence est choisi de telle sorte à ce que son invariant déviatorique corresponde exactement à celui du monocristal linéaire de comparaison :

$$\frac{1}{2\mu_0} J_{ijij} = 2 \sum_s \alpha_s R_{ij}^s R_{ij}^s \quad (\text{A-4.27})$$

Après calcul, $J_{ijij} = 5$ et $R_{ij}^s R_{ij}^s = 1/2$, donc finalement :

$$\mu_0 = \frac{5}{2 \sum_s \alpha_s} \quad (\text{A-4.28})$$

Le calcul du potentiel de monocristal linéaire poreux ainsi approché donne :

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_L(\underline{\Sigma}) &\simeq \frac{1}{2} \underline{\Sigma} : \mathbf{M}^{\text{HS}} : \underline{\Sigma} \\ &\simeq \frac{1}{1-f} \sum_s \alpha_s \left[T_s^2 + f \left(\frac{1}{15} \Sigma_{\text{eq}}^2 + \frac{2}{5} \Sigma_{\text{m}}^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A-4.29})$$

avec $T_s = \underline{\Sigma} : \mathbf{R}^s$ cission résolue sur le système s pour le chargement macroscopique.

Pour calculer le potentiel $\bar{\Phi}$, il faut par la suite rechercher le maximum de la fonctionnelle définie par l'équation A-4.22. Par dérivation, on obtient ainsi les valeurs des α_s réalisant ce maximum :

$$2K^n \alpha_s = \left[\frac{1}{(1-f)^2} \left(T_s^2 + \frac{f}{15} \Sigma_{\text{eq}}^2 + \frac{2f}{5} \Sigma_{\text{m}}^2 \right) \right]^{\frac{n-1}{2}} \quad (\text{A-4.30})$$

En réinjectant dans A-4.22, on obtient après calcul :

$$\bar{\Phi}(\underline{\Sigma}) = \frac{1-f}{n+1} \sum_s \frac{\Theta_s^{n+1}}{K^n} = (1-f) \sum_s \Phi_s(\Theta_s) \quad (\text{A-4.31})$$

avec Θ_s variable homogène à une contrainte et valant :

$$\Theta_s = \frac{1}{1-f} \left(T_s^2 + \frac{f}{15} \Sigma_{\text{eq}}^2 + \frac{2f}{5} \Sigma_{\text{m}}^2 \right)^{1/2} \quad (\text{A-4.32})$$

Le potentiel obtenu possède donc la même forme que le potentiel du monocristal initial, mais les cissions résolues sur chaque système ont été remplacées par les variables Θ_s , de forme quadratique. Ces variables font intervenir non seulement les cissions T_s , mais également la contrainte équivalente au sens de von Mises et la pression. Pour chaque système, on peut définir un potentiel $\bar{\Phi}_s$ tel que $\bar{\Phi}_s = (1-f)\Phi_s(\Theta_s)$. La déformation associée à chaque système, $\underline{\mathbf{D}}_s$, sera alors calculée selon :

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{D}}_s &= \frac{\partial \bar{\Phi}_s}{\partial \underline{\Sigma}} \\ &= \frac{1}{1-f} \frac{\Theta_s^{n-1}}{K^n} \left[T_s \underline{\mathbf{R}}_s + \frac{f}{10} \underline{\Sigma}' + \frac{2f}{15} \Sigma_{\text{m}} \underline{\mathbf{I}} \right] \end{aligned} \quad (\text{A-4.33})$$

Le glissement sur chaque système $\dot{\Gamma}_s$ peut alors être défini de telle sorte à ce que $\dot{\Gamma}_s \Theta_s = \underline{\Sigma} : \underline{\mathbf{D}}_s$, et on obtient alors :

$$\underline{\mathbf{D}}_s = \dot{\Gamma}_s \underline{\mathbf{N}}_s \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \dot{\Gamma}_s = (1-f) \left(\frac{\Theta_s}{K} \right)^n \\ \underline{\mathbf{N}}_s = \frac{1}{\Theta_s} \left[T_s \underline{\mathbf{R}}_s + \frac{f}{10} \underline{\Sigma}' + \frac{2f}{15} \Sigma_{\text{m}} \underline{\mathbf{I}} \right] \end{cases} \quad (\text{A-4.34})$$

La déformation relative à chaque système fait donc intervenir un terme de glissement selon $\underline{\mathbf{R}}_s$ mais aussi un terme déviatorique et un terme hydrostatique. On conçoit que ceci “brise” quelque peu la symétrie du monocristal poreux : il aurait mieux valu obtenir une déformation par système ayant une composante selon $\underline{\mathbf{R}}_s$ et une composante hydrostatique. Pour cela, il faudrait pouvoir introduire un milieu \mathcal{M}_0 anisotrope, de même symétrie que le monocristal linéaire de comparaison. Cette perspective reste donc à étudier.

Annexe -A-V-

Mises en œuvre numériques

Sommaire

A-V.1	Multimat	282
A-V.2	Modèle de germination	286
A-V.3	Couplage comportement–endommagement	287
	Bibliographie	289

A-V.1 Multimat

Dans cette partie, nous allons préciser comment les modèles d'homogénéisation ont été introduits sous forme de loi de comportement dans le code de calcul ZéBuLon. Le diagramme de la figure A-V.1 présente l'architecture des classes définies. Seules les fonctions membres ainsi que les variables nécessaires à la compréhension sont présentées.

La classe mère est BEHAVIOR, qui regroupe l'ensemble des objets du type loi de comportement. La classe BASE_MULTI_MAT reçoit en héritage toutes les propriétés de BEHAVIOR, et en plus plusieurs variables protégées lui sont adjointes, correspondant au nombre de phases considérées, à leur fraction volumique respective, à leur nom et à leur orientation. A ce niveau, deux fonctions importantes peuvent être définies : ce sont celles qui font passer un tenseur du repère "macroscopique" au repère de la phase et inversement.

La classe MECA_MULTI_MAT, qui dérive de BASE_MULTI_MAT, définit toutes les fonctions nécessaires à l'homogénéisation du comportement :

- `do_integrate_mechanical` intègre la loi de comportement macroscopique, calcule le tenseur des contraintes macroscopique en moyennant ceux obtenus par phase, et enfin évalue la matrice tangente macroscopique du comportement.
- `compute_dep` calcule pour chaque phase la vitesse de déformation plastique $\dot{\xi}_p$ à partir de la contrainte moyenne dans la phase \mathcal{G} et de la loi de comportement de la phase.
- `compute_dEp` est une fonction virtuelle de calcul du tenseur vitesse de déformation plastique macroscopique.
- `apply_localization` est une fonction virtuelle permet de calculer la vitesse de déformation totale de chaque phase via la règle de localisation.
- `compute_actual_rates` fait appel à `apply_localization` pour chaque phase puis calcule la vitesse de déformation élastique de chaque phase en utilisant la partition des déformations.
- `compute_Ep` calcule de même la déformation plastique macroscopique en utilisant la partition des déformations.

Deux classes héritent de MECA_MULTI_MAT : MECA_MULTI_MAT_HOMO et MECA_MULTI_MAT_HETERO, représentant respectivement les cas où l'élasticité est homogène (identique pour toutes les phases) et hétérogène. Seul le cas de l'élasticité homogène sera commenté. En effet, dans ce cas, la fonction virtuelle `compute_dEp` peut être précisée : $\dot{\mathbf{E}}_p = \langle \dot{\xi}_p \rangle$. Qui plus est, tout les modèles présentés dans ce travail entrent dans ce cadre.

La fonction `compute_dEp` étant précisée, seule la fonction `apply_localization` reste virtuelle et c'est elle qui va varier en fonction des modèles. Chaque modèle (par exemple BERVEILLER_ZAOUI, VOIGT, REUSS, ou CP) est une classe héritant de MECA_MULTI_MAT_HOMO et donc la règle de localisation sera exprimée sous la forme :

$$\dot{\xi}^{(i)} = f \left(\dot{\xi}_p^{(i)}, \dot{\xi}_p^{(i)}, \dot{\mathbf{E}}_p, \dot{\mathbf{E}}_p, \dot{\mathbf{E}}, \dot{\mathbf{E}} \right) \quad (\text{A-5.1})$$

Par exemple, nous aurons les règles de localisation suivantes :

$$\begin{aligned} \text{VOIGT} \quad \dot{\xi}^{(i)} &= \dot{\mathbf{E}} \\ \text{REUSS} \quad \dot{\xi}^{(i)} &= \dot{\mathbf{E}} + \dot{\xi}_p - \dot{\mathbf{E}}_p \end{aligned} \quad (\text{A-5.2})$$

Dans le modèle de CP, les déformations plastiques sont remplacées par les variables interphases \mathbf{B} et $\beta^{(i)}$ qui sont intégrées grâce à une fonction membre spéciale. Il en est de même pour le tenseur de localisation $\mathbf{L}^{(i)}$. La fonction `derivative` procède elle au calcul des variables macroscopiques $\mathbf{E}_p, \mathbf{E}_e$.

Le schéma de résolution générale de ce type de comportement est présenté sur la figure A-V.2.

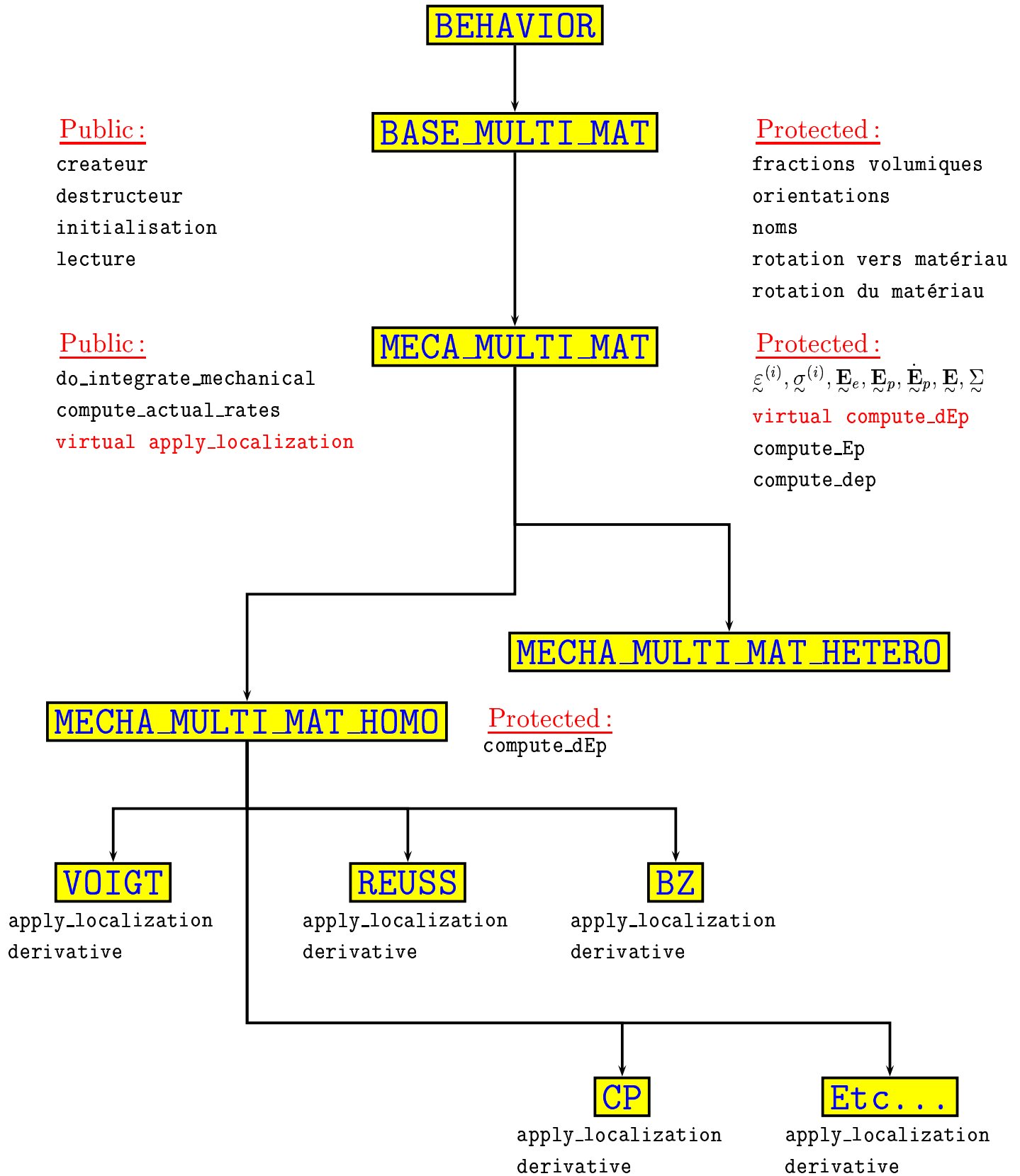


FIG. A-V.1 – Diagramme des objets définis pour le multimatériau.

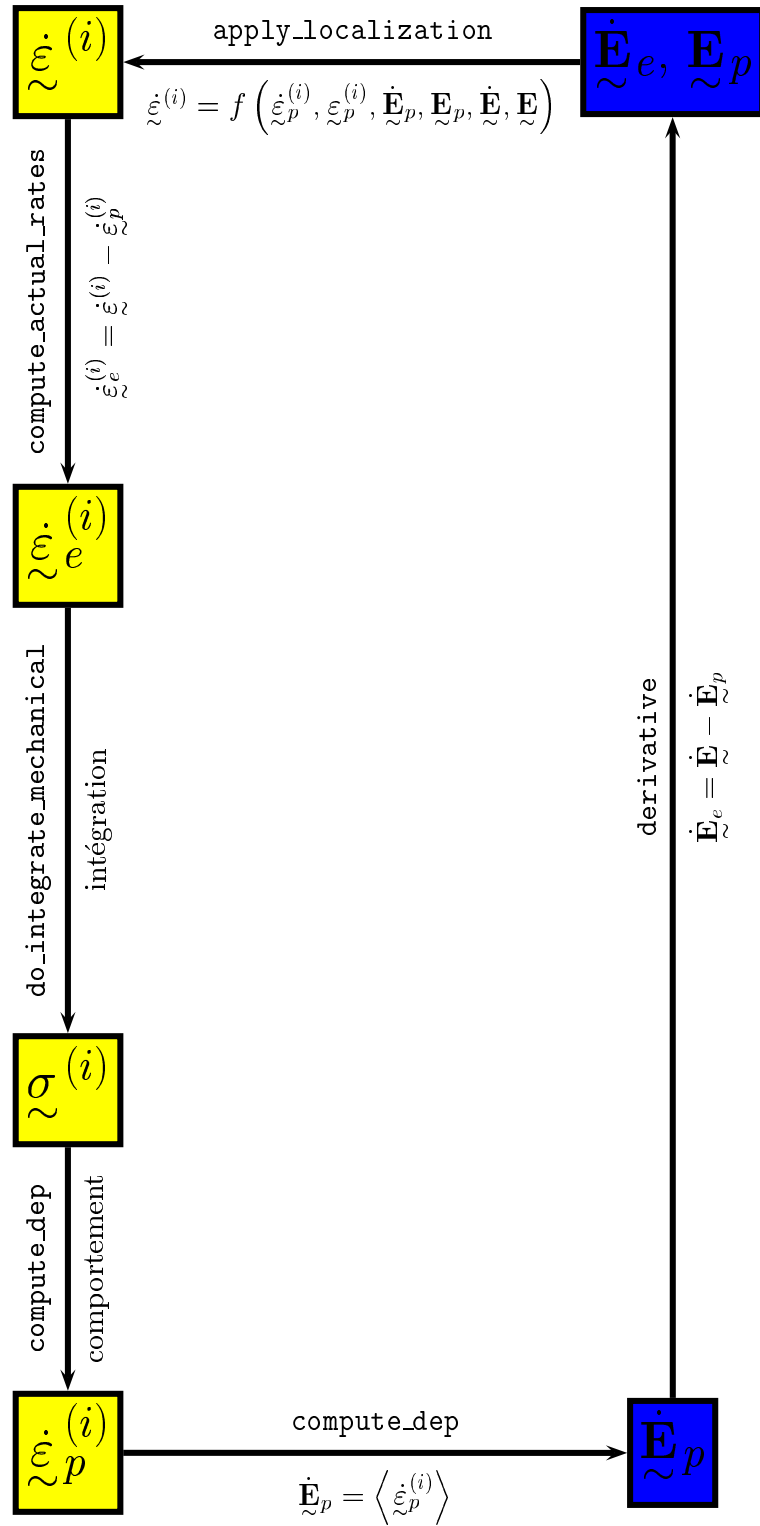


FIG. A-V.2 – Schéma de principe de la résolution des lois de comportement de type multimatérial dans le cas de l'élasticité homogène.

A-V.2 Modèle de germination

La loi de germination s'applique à la ferrite, donc à l'échelle 1 de comportement, celles des lattes. Cette loi, décrite au V.1, a fait l'objet d'une mise en œuvre particulière dans le code de calcul ZéBuLon. Pour ce faire, la classe spécifique au comportement de la ferrite a été modifiée : les γ_{ij} et les ω_{ij} ont été ajoutés comme variables, ce qui fait $2 \times 12^2 = 288$ variables supplémentaires, et une fonction membre spécifique a été ajoutée afin de calculer les ρ_n pour chaque plan de clivage.

Le calcul de ces derniers se fait grâce à la donnée des paramètres ζ , ω_0 et m dans le fichier de mise en donnée du matériau.

Dans le calcul des ω_{ij} , σ_n est accessible directement dans le repère de la ferrite par la loi de comportement du matériau. Les $\cos\theta_{ij}$ sont entrés sous forme de matrice, semblable à la matrice d'écroissage latent existant pour le monocristal. Les γ_{ij} sont évalués directement par $\sqrt{\nu_i\nu_j}$ dans le cas de la loi $\mathcal{L}2$, et en fin d'incrément dans le cas de la loi $\mathcal{L}1$ via la formule :

$$\gamma_{ij}(t + \Delta t) = \gamma_{ij}(t) + \min(\Delta\nu_i, \Delta\nu_j) \quad (\text{A-5.3})$$

Les ω_{ij} devant être strictement croissants, un test est également effectué pour vérifier que sa valeur en fin d'incrément est supérieure à la valeur initiale, car il se peut que σ_n décroisse.

Le calcul de ρ_n , pour chaque plan de clivage, se fait finalement via l'équation 5.22.

Ainsi implanté, la loi de germination peut être utilisée dans le cas de chargements non-radiaux et non-monotones.

A-V.3 Couplage comportement–endommagement

Le modèle de couplage intervient comme nous l'avons vu à l'échelle 2, celle du bicristal, traitée dans le modèle micromécanique par le MCM. Au vu des choix effectués pour le modèle de couplage, ce MCM va être modifié de façon très simple afin de prendre en compte l'endommagement. La coalescence sera également prise en compte à *cette échelle*, puisqu'elle donne accès aux paramètres mécaniques du bicristal comme la triaxialité et la déformation plastique.

Pour un incrément de résolution, le MCM est conservé tel quel. Il donne accès aux variables internes pour chaque phase. Une fonction membre, `compute_damage`, permet de récupérer, pour chaque sous-matériau (trois branches de ferrite), les trois densités de fissures ρ_n . Ces densités de fissures sont alors pondérées par la fraction volumique de la phase considérée, et on obtient alors ainsi trois densités moyennes, une par normale à chaque plan de clivage de la ferrite.

Une autre fonction membre, `check_coalescence`, teste, pour une direction et la densité correspondante, si l'on a atteint la coalescence en utilisant le critère de l'équation 5.49 en T^* . Pour cela, le paramètre χ est calculé à l'aide de la densité et de la déformation plastique dans la direction considérée.

Si tel est le cas, une densité à coalescence ρ_c est introduite pour la direction considérée : elle prend la valeur de ρ à cet incrément précis. Dès lors, l'évolution de la densité ρ est calculée dans une autre fonction membre, `calcul_rho_star`, selon le graphe de la figure V.24.

Puis, 3 tenseurs \mathbf{D}_{\approx}^i (un par normale i) sont calculés à l'aide de ces densités moyennes. Le tenseur de dommage total sera égal à la somme des trois tenseurs de dommage. Notons que, même si une densité particulière tend vers $+\infty$, le tenseur \mathbf{D}_{\approx} correspondant converge vers une valeur finie en vertu des relations de l'équation 5.35.

Dans le cas où l'on cherche à calculer le tenseur de dommage en utilisant les paramètres sécants du comportement, une autre fonction membre (`compute_poisson`) permet le calcul du coefficient de Poisson sécant. Comme le comportement élastoplastique n'est pas isotrope à cette échelle, la méthode suivante a été retenue :

$$\begin{cases} \mu_{\text{eff}} = \frac{\Sigma_{\text{eq}}^*}{2E_{\text{eq}}} & \text{et} & \kappa_{\text{eff}} = \frac{\text{tr}(\underline{\Sigma}^*)}{3\text{tr}(\underline{\mathbf{E}})} \\ \nu_{\text{eff}} = \frac{3\kappa_{\text{eff}} - 2\mu_{\text{eff}}}{6\kappa_{\text{eff}} + 2\mu_{\text{eff}}} \end{cases} \quad (\text{A-5.4})$$

Par la suite, en fin de résolution du MCM (fonction `compute_post_step`), la contrainte macroscopique calculée, qui correspond au $\underline{\Sigma}^*$ du modèle, est modifiée en utilisant les relations 5.40 ou 5.41 afin de traiter le cas le plus général du multiclivage. La contrainte ainsi modifiée va être réinjectée jusqu'à temps que l'équilibre soit obtenu, et c'est ce qui permet en réalité de modifier la déformation macroscopique $\underline{\mathbf{E}}$ appliquée au bicristal.

Le schéma de la figure A-V.3 récapitule les étapes de ce couplage lors de sa mise en œuvre numérique.

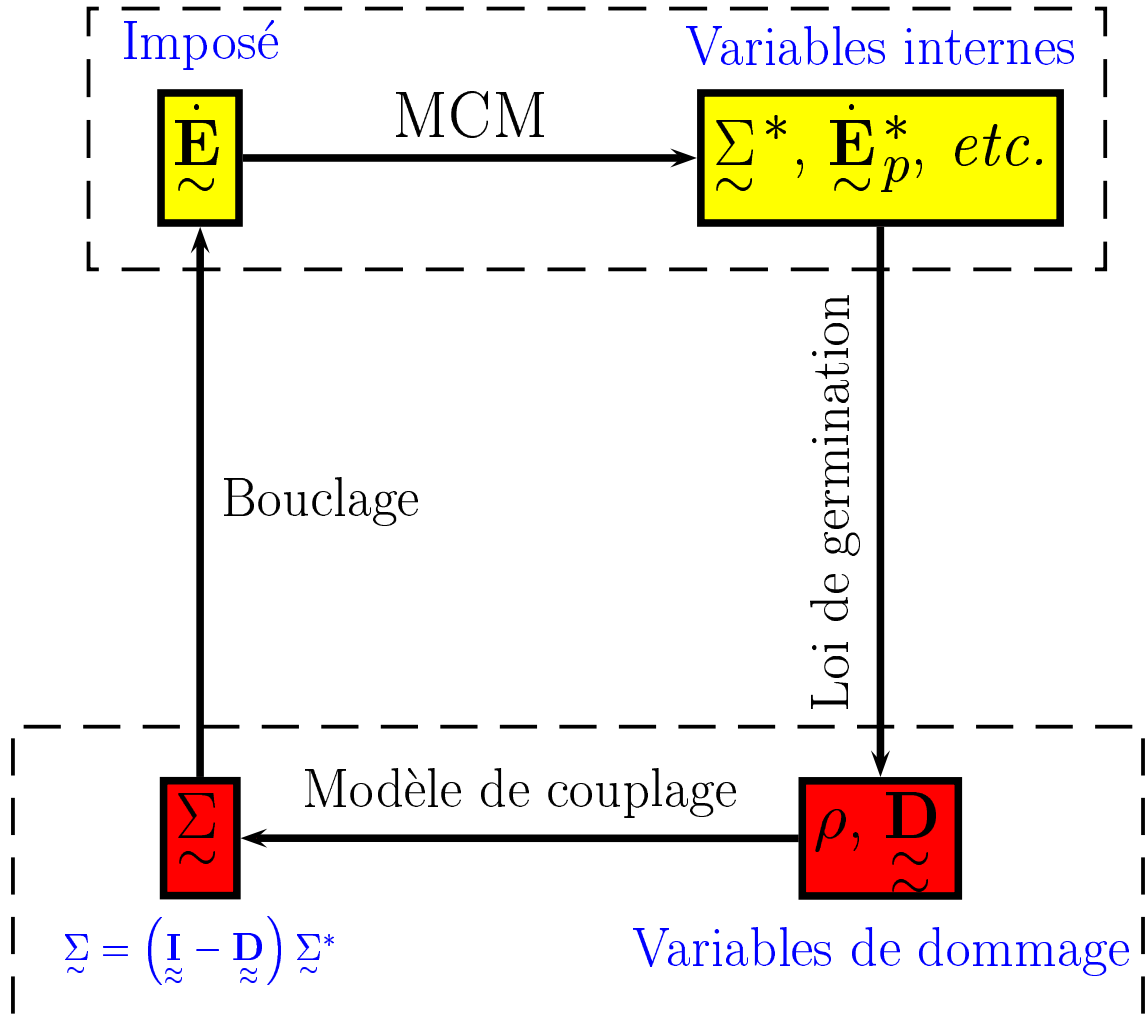


FIG. A-V.3 – Schéma de l'intégration du couplage comportement-endommagement dans le modèle de comportement du bicristal (MCM).

Bibliographie

- BENZERGA A.A., BESSON J., ET PINEAU A. (1999). *Coalescence-Controlled Anisotropic Ductile Fracture*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 121, pp 221–229.
- BERVEILLER M. ET ZAOUI A. (1979). *An extension of the self-consistent scheme to plastically-flowing polycrystals*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 26, pp 325–344.
- BRÉCHET Y.J., CANOVA G.R., ET KUBIN L.P. (1993). *Static versus propagative plastic strain localisations*. Scripta Metallurgica et Materiala, vol. 29, pp 1165–1170.
- BRIOTTET L., KLÖCKER H., ET MONTHEILLET F. (1996). *Damage in a viscoplastic material Part I: cavity growth*. Int. J. of Plasticity, vol. 12 n° 4, pp 481–505.
- BUGAT S., BESSON J., ET PINEAU A. (08/12/97). *Approches micromécaniques pour la germination de l'endommagement dans les matériaux hétérogènes*. Documentation technique, Contrat EDF-DER/ARMINES N°T42L40/7F6469 RNE 621.
- CANOVA G. ET KUBIN L.P. (1993). *Glide softening in alloys: A simulation*. In: MECAMAT'91, éd. Teodosiu Raphanel et Sidoroff, pp 27–38, Rotterdam. Balkema.
- COSTER M. ET CHEMANT J.L. (1989). *Précis d'Analyse d'Images*. Presses du CNRS.
- CREPIN J. ET BRETHEAU T. (1996). *Crystallographic growth of cavities in zirconium*. In: IUTAM symposium on Micromechanics of Plasticity and Damage of Multiphase Materials, éd. Pineau A. et Zaoui A., pp 183–190. Kluwer Academic Publishers.
- DEBOTTON G. ET PONTE-CASTAÑEDA P. (1995). *Variational estimates for the creep behaviour of polycrystals*. Proc. R. Soc. Lond. A, vol. 448, pp 121–142.
- GILORMINI P. ET GERMAIN Y. (1987). *A finite element analysis of the inclusion problem for power law viscous materials*. Int. J. Solids Structures, vol. 23 n° 3, pp 413–437.
- GILORMINI P. ET MICHEL J.C. (1998). *Finite element solution of the problem of a spherical inhomogeneity in an infinite power-law viscous matrix*. Eur. J. Mech. A/Solids, vol. 17, pp 725–740.
- GILORMINI P. ET MONTHEILLET F. (1986). *Deformation of an inclusion in a viscous matrix and induced stress concentrations*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 34 n° 2, pp 97–123.
- GOLOGANU M., LEBLOND J.B., ET DEVAUX J. (1994). *Approximate Models for Ductile Metals Containing Nonspherical Voids – Case of Axisymmetric Oblate Ellipsoidal Cavities*. Transactions of the ASME, vol. 116, pp 290–297.
- JOLY P. (1992). *Etude de la rupture d'aciers inoxydables fragilisés par vieillissement à 400° C*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- LEBLOND J.B., PERRIN G., ET SUQUET P. (1994). *Exact results and approximate models for porous viscoplastic solids*. Int. J. of Plasticity, vol. 10 n° 3, pp 213–235.
- LI G. (1994). *Effective constitutive behavior of nonlinear solids containing penny-shaped cracks*. Int. Journal of Plasticity, vol. 10 n° 4, pp 409–429.
- PONTE CASTAÑEDA P. (1991). *The Effective Mechanical Properties of Nonlinear Isotropic Materials*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 39, pp 45.
- PONTE CASTAÑEDA P. (1992). *New variational principles in plasticity and their application to composite materials*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 40 n° 8, pp 1757–1788.
- QUINN D.F., CONNOLLY P.J., O'REGAN T.L., HOWE M.A., ET MCHUGH P.E. (1996). *Simulation of Co binder failure in WC-Co hardmetals*. In: IUTAM symposium on

Micromechanics of Plasticity and Damage of Multiphase Materials, éd. Pineau A. et Zaoui A., pp 231–238. Kluwer Academic Publishers.

RANDLE V. (1992). *Microtexture determination and its applications*. The Institute of Materials.

VERHAEGHE B., LOUCHET F., DOISNEAU-COTTIGNIES B., ET BRÉCHET Y. (1997). *Micromechanisms of deformation of an austenoferritic duplex stainless steel*. Philosophical Magazine A, vol. 76 n° 5, pp 1079–1091.