

Influence des hétérogénéités intragranulaires sur le comportement d'un acier inoxydable sous sollicitations mécaniques : diffraction des neutrons et modèles de transition d'échelles

G. OUM^a, D. GLOAGUEN^a, V. LEGRAND^a, J. FAJOUT^b, S. BRANCHU^a, J. KELLEHER^c, W. KOCKELMANN^c

a. GeM, Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique, Université de Nantes, Ecole Centrale de Nantes, UMR CNRS 6183, 37 Boulevard de l'Université, BP 406, 44602 Saint-Nazaire Cedex

b. IFSTTAR, LCPC Nantes, Route de Bouaye CS 44341 Bouguenais Cedex

c. ISIS, STFC Rutherford Appleton Laboratory, Chilton Didcot, Oxfordshire OX11 0QX, UK

Résumé :

Le comportement mécanique en plasticité d'un acier inoxydable a été étudié durant des essais Bauschinger (traction/compression) au travers d'un couplage entre des mesures in situ de déformations intergranulaires et un modèle à double transition d'échelles. L'effet Bauschinger a été caractérisé expérimentalement par l'analyse des différentes courbes de chargement et de l'évolution des déformations intergranulaires suivant les directions longitudinale et transversale pour différents plans cristallographiques. Les premières comparaisons avec le modèle utilisé suggèrent que celui-ci arrive à reproduire un certain nombre de phénomènes observés.

Abstract:

In this study, the deformation behaviour of polycrystalline austenitic stainless steel during Bauschinger experiments is investigated by means of in-situ neutron diffraction measurement and a two-level homogenization approach. Data have been obtained for the macroscopic stress-strain response and the lattice strain evolution in the longitudinal and transverse direction relative to the loading axis. The first comparisons between the model predictions and the experimental results suggest that in most cases the model can predict the lattice strain evolution at the microscale and capture the general trends observed in the experiments.

Mots clefs : diffraction des neutrons, acier, plasticité, microstructure de dislocations, effet Bauschinger

1 Introduction

Du fait de l'optimisation des structures, la mise en forme des matériaux nécessite des trajets de chargements dits complexes avec une sollicitation pouvant évoluer continûment lors du chargement. Ces processus, très contraignants pour le matériau, sont limités par l'apparition et le développement d'instabilités plastiques et/ou d'endommagement. Les approches mécaniques déductives basées sur des transitions d'échelles constituent des outils de compréhension pertinents. Nous avons développé un modèle à double transition d'échelles (de la cellule au grain et du grain au polycristal) qui permet de mieux rendre compte du comportement réel des matériaux lors de chargements complexes (effet Bauschinger). La microstructure de dislocations est considérée comme un matériau biphasé. Les murs, aussi appelés parois, à forte densité de dislocations et de fraction volumique f_w (w pour «walls»), constituent une phase dure. L'intérieur des cellules, à faible densité de dislocations et de fraction volumique $f_c = 1 - f_w$ (c pour «cells»), constitue une phase molle du point de vue mécanique. Dans un premier temps, la loi de comportement pour le milieu composite tient compte des différents phénomènes intragranulaires. Ensuite, pour la détermination du comportement global du grain, il est nécessaire d'effectuer une transition d'échelle (micro-mésoscopique). A cet effet, un modèle autocohérent est utilisé. La transition d'échelle du grain au polycristal (mésomacroscopique) est ensuite mise en oeuvre par l'intermédiaire du modèle classique autocohérent. Dans le cas

de l'élastoplasticité, l'état de contrainte dépend de toute l'histoire de chargement du matériau. En effet, les contraintes internes (ou les déformations élastiques associées) sont le résultat de l'ensemble des mécanismes de déformation ayant généré des incompatibilités de déformation. Le déplacement de la raie de diffraction va non seulement dépendre de la contrainte macroscopique mais également de la distribution des contraintes résiduelles inter et intragranulaire. La diffraction peut donc nous renseigner sur les sollicitations subies par le matériau et sur le comportement de celui-ci au travers d'informations à une échelle intermédiaire entre les échelles macroscopique et mésoscopique (ou microscopique). Pour la plasticité, on peut alors avoir des informations (indirectes) sur les mécanismes de déformations activés lors d'une sollicitation au niveau du volume diffractant et de mieux appréhender la complexité des mécanismes pouvant générer ces contraintes internes. Cette technique constitue donc un outil pertinent pour valider et alimenter les modèles basés sur une démarche micromécanique par changement d'échelles. En retour, ces approches sont nécessaires pour interpréter correctement les données expérimentales obtenues [1,2]. Dans le cadre de ce travail, nous avons opté pour ce type de méthodologie pour mieux appréhender le rôle et l'influence de ces hétérogénéités sur le comportement global d'échantillons d'acier inoxydable soumis à des essais Bauschinger.

2 Modélisation du comportement du grain

Le grain est considéré comme un milieu biphasé, constitué d'une phase molle et d'une autre phase dure, traduisant les hétérogénéités intragranulaires (structures de dislocations). Lors d'une déformation plastique, les dislocations se déplacent vers les parois et par conséquent leur densité augmente. Les parois deviennent, ainsi, de plus en plus rigides et leur limite élastique sera plus élevée que celle des cellules. Si on considère le grain comme un milieu homogène, le phénomène de durcissement d'une région provoqué par la déformation plastique d'une autre région peut être pris en compte au travers de l'évolution du taux de scission critique de chaque phase sur un système g par [3] :

$$\dot{\tau}_{cc}^g = \sum_h H_{cc}^{gh} \dot{\gamma}_c^h + \sum_h H_{cw}^{gh} \dot{\gamma}_w^h \quad \text{et} \quad \dot{\tau}_{cw}^g = \sum_h H_{wc}^{gh} \dot{\gamma}_c^h + \sum_h H_{ww}^{gh} \dot{\gamma}_w^h \quad (1)$$

H_{cc}^{gh} et H_{ww}^{gh} traduisent l'influence du système h sur le système g de la même phase. H_{wc}^{gh} et H_{cw}^{gh} décrit l'influence d'une phase sur l'autre. L'évolution et la quantité des dislocations à l'intérieur des cellules sont très faibles par rapport à celle des dislocations présentes dans les parois. Le taux de dislocations dans les parois peut être donné par :

$$\dot{\rho}_w^g = \frac{1}{bL^g} \dot{\gamma}_c^g - \frac{2y_c}{b} \rho_w^g \dot{\gamma}_w^g \quad (2)$$

où b représente la norme du vecteur de Burgers du matériau. L^g désigne le libre parcours moyen des dislocations dans les cellules sur le système g . La scission critique pour chaque système et pour chaque phase ($\tau_{c\alpha}^g$) est obtenue à l'aide de la densité de dislocations et de la matrice décrivant l'anisotropie des interactions entre les systèmes de glissement g et h (a^{gh}) par :

$$\tau_{c\alpha}^g = \tau_{c0\alpha}^g + \xi \mu b \sqrt{\sum_h a^{gh} \rho_w^h} \quad (3)$$

où $\tau_{c0\alpha}^g$ est la scission critique initiale de la phase, ξ est une constante qui dépend des interactions élastiques entre dislocations, et, μ représente le module de cisaillement du matériau. En développant l'équation (3), on en déduit la relation suivante :

$$\dot{\tau}_{c\alpha}^g = \frac{\xi \mu}{2 \sqrt{\sum_h a^{gh} \rho_w^h}} \frac{a^{gh}}{L^h} \dot{\gamma}_c^h - \frac{y_c \xi \mu}{\sqrt{\sum_h a^{gh} \rho_w^h}} a^{gh} \rho_w^h \dot{\gamma}_w^h \quad (4)$$

En comparant les équations 1 et 4, on déduit ainsi les expressions des H_{wc}^{gh} et H_{ww}^{gh} sous les formes :

$$H_{wc}^{gh} = \frac{\xi^2 \mu^2 b}{2(\tau_{c\alpha}^g - \tau_{c0\alpha}^g)} \frac{a^{gh}}{L^h} \quad \text{et} \quad H_{ww}^{gh} = -\frac{y_c \xi^2 \mu^2 b}{(\tau_{c\alpha}^g - \tau_{c0\alpha}^g)} \rho_w^h a^{gh} \quad (5)$$

Dans le cadre de l'approche autocohérente, la mise en place de cette description de l'érouissage va induire

également une nouvelle formulation pour les modules tangents élastoplastiques du milieu biphasé étudié [3]. On doit alors avoir :

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}^c = \mathbf{l}^{cc} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^c + \mathbf{l}^{cw} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^w \quad \text{et} \quad \dot{\boldsymbol{\sigma}}^w = \mathbf{l}^{wc} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^c + \mathbf{l}^{ww} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^w \quad (6)$$

où \mathbf{l}^{cc} , \mathbf{l}^{cw} , \mathbf{l}^{wc} et \mathbf{l}^{ww} sont les modules tangents microscopiques.

Il reste à déterminer les expressions de ces tenseurs. Pour cela, il est alors nécessaire d'introduire de manière explicite, cette formulation dans l'expression donnant le taux de glissement (cf. [4] pour plus de détail). Ainsi, le taux d'activité pour un système de glissement g donné peut se réécrire formellement sous la forme :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_c^g = \mathbf{K}_{cc}^g \dot{\boldsymbol{\tau}}_c^g + \mathbf{K}_{cw}^g \dot{\boldsymbol{\tau}}_w^g \\ \dot{\gamma}_w^g = \mathbf{K}_{wc}^g \dot{\boldsymbol{\tau}}_c^g + \mathbf{K}_{ww}^g \dot{\boldsymbol{\tau}}_w^g \end{cases} \quad (7)$$

Pour pouvoir obtenir des résultats numériques avec des temps raisonnables tout en ayant un polycristal modèle représenté par un nombre suffisant de grains, nous avons opté pour une nouvelle formulation pour décrire l'évolution de la plasticité. Elle est *inspirée* des lois développées pour la viscoplasticité en éliminant la notion de temps. Cette approche a été proposée initialement par Ben Zineb & al. [5] et étendue à un milieu biphasé. Les fonctions $\mathbf{K}_{\alpha\alpha}^g$ peuvent se mettre sous la forme :

$$\mathbf{K}_{\alpha\alpha}^g = \frac{1}{\mathbf{H}_{\alpha\alpha}^{gg}} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \tanh\left(\tau_{\alpha}^g\right) \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(1 + \tanh\left(k \left(\frac{\tau_{\alpha}^g}{\tau_{c\alpha}^g} - 1 \right) \right) \right) \right] \left[\frac{1}{2} \left(1 + \tanh\left(\tau_{\alpha}^g\right) \right) \right] \quad (8)$$

Le problème consiste à déterminer les expressions de $\mathbf{K}_{\alpha\beta}^g$ traduisant l'interaction entre phases de l'activité plastique pour chaque phase. Les parois n'influençant quasiment pas les propriétés des cellules. Nous avons donc choisi les expressions des fonctions $\mathbf{K}_{\alpha\beta}^g$ ($\alpha \neq \beta$) sous la forme :

$$\mathbf{K}_{cw}^g = 0 \quad \text{et} \quad \mathbf{K}_{wc}^g = \kappa \mathbf{K}_{cc}^g \quad (9)$$

où κ est une constante traduisant, empiriquement, l'importance de l'influence des cellules sur les parois de manière simplifiée. En introduisant les taux de contraintes pour chaque phase, les taux d'activité s'expriment par :

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_c^g = \mathbf{K}_{cc}^g \mathbf{R}_{ij}^{cg} \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{ij}^c + \mathbf{K}_{cw}^g \mathbf{R}_{ij}^{wg} \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{ij}^w \\ \dot{\gamma}_w^g = \mathbf{K}_{wc}^g \mathbf{R}_{ij}^{cg} \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{ij}^c + \mathbf{K}_{ww}^g \mathbf{R}_{ij}^{wg} \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{ij}^w \end{cases} \quad (10)$$

Les expressions des taux de contrainte dans chaque phase sont données par :

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{ij}^c = \mathbf{c}_{ijkl} \left(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^c - \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^{pc} \right) \\ \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{ij}^w = \mathbf{c}_{ijkl} \left(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^w - \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^{pw} \right) \end{cases} \quad (11)$$

Une combinaison et un développement des équations précédentes nous permettent de trouver les expressions des taux de glissement :

$$\begin{pmatrix} \dot{\gamma}_c^g \\ \dot{\gamma}_w^g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{cc}^{gh} & \mathbf{M}_{cw}^{gh} \\ \mathbf{M}_{wc}^{gh} & \mathbf{M}_{ww}^{gh} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{cc}^h \mathbf{R}_{ij}^{ch} \mathbf{c}_{ijkl} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^c + \mathbf{K}_{cw}^h \mathbf{R}_{ij}^{wh} \mathbf{c}_{ijkl} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^w \\ \mathbf{K}_{wc}^h \mathbf{R}_{ij}^{ch} \mathbf{c}_{ijkl} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^c + \mathbf{K}_{ww}^h \mathbf{R}_{ij}^{wh} \mathbf{c}_{ijkl} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_{kl}^w \end{pmatrix} \quad (12)$$

avec :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{M}_{cc}^{gh} & \mathbf{M}_{cw}^{gh} \\ \mathbf{M}_{wc}^{gh} & \mathbf{M}_{ww}^{gh} \end{pmatrix} = \left[\begin{array}{cc} \boldsymbol{\delta}_{gh} + \mathbf{K}_{cc}^g \mathbf{R}_{ij}^{cg} \mathbf{c}_{ijkl} \mathbf{R}_{kl}^{ch} & \mathbf{K}_{cw}^g \mathbf{R}_{ij}^{wg} \mathbf{c}_{ijkl} \mathbf{R}_{kl}^{wh} \\ \mathbf{K}_{wc}^g \mathbf{R}_{ij}^{cg} \mathbf{c}_{ijkl} \mathbf{R}_{kl}^{ch} & \boldsymbol{\delta}_{gh} + \mathbf{K}_{ww}^g \mathbf{R}_{ij}^{wg} \mathbf{c}_{ijkl} \mathbf{R}_{kl}^{wh} \end{array} \right]^{-1} \quad (13)$$

A partir des hypothèses faites sur la matrice $\mathbf{H}_{cw}^g = 0$ et sur la fonction $\mathbf{K}_{cw}^g = 0$ (l'influence des cellules sur les parois est négligeable), la matrice \mathbf{M}^{gh} est triangulaire inférieure par blocs et de blocs diagonaux carrés. Le terme \mathbf{M}_{cw}^{gh} est nul et ceci simplifiera l'équation 12. Les contraintes de chaque phase sont alors données sous la forme :

$$\begin{cases}
\dot{\sigma}_{ij}^c = \left(c_{ijkl} - c_{ijmn} R_{mn}^{cg} M_{cc}^{gh} K_{cc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} - c_{ijmn} R_{mn}^{cg} M_{cw}^{gh} K_{wc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} \right) \dot{\epsilon}_{kl}^c + \\
\left(-c_{ijmn} R_{mn}^{cg} M_{cc}^{gh} K_{cw}^h R_{tu}^{wh} c_{tukl} - c_{ijmn} R_{mn}^{cg} M_{cw}^{gh} K_{ww}^h R_{tu}^{wh} c_{tukl} \right) \dot{\epsilon}_{kl}^w \\
\dot{\sigma}_{ij}^w = \left(-c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{wc}^{gh} K_{cc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} - c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{ww}^{gh} K_{wc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} \right) \dot{\epsilon}_{kl}^c + \\
\left(c_{ijkl} - c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{wc}^{gh} K_{cw}^h R_{tu}^{wh} c_{tukl} - c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{ww}^{gh} K_{ww}^h R_{tu}^{wh} c_{tukl} \right) \dot{\epsilon}_{kl}^w
\end{cases} \quad (14)$$

En comparant les relations 14, 6 et en sachant que $H_{cw}^{gh} = 0$, $K_{cw}^{gh} = 0$ et $M_{cw}^{gh} = 0$, nous trouvons les expressions des modules tangents microscopiques sous la forme :

$$\begin{cases}
I_{ijkl}^{cc} = c_{ijkl} - c_{ijmn} R_{mn}^{cg} M_{cc}^{gh} K_{cc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} \\
I_{ijkl}^{cw} = 0 \\
I_{ijkl}^{wc} = -c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{wc}^{gh} K_{cc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} - c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{ww}^{gh} K_{wc}^h R_{tu}^{ch} c_{tukl} \\
I_{ijkl}^{ww} = c_{ijkl} - c_{ijmn} R_{mn}^{wg} M_{ww}^{gh} K_{ww}^h R_{tu}^{wh} c_{tukl}
\end{cases} \quad (15)$$

Ces modules tangents microscopiques permettent d'exprimer l'érouissage induit par la déformation plastique à l'intérieur des cellules qui entraîne un durcissement des parois. Ils dépendent des matrices d'érouissages définies précédemment. Ces matrices sont exprimées en fonction de paramètres physiques (cf. Relations 5) définis à l'échelle de la microstructure.

Il reste maintenant à effectuer la transition d'échelles vers le grain pour obtenir la loi de comportement mésoscopique correspondante résultant des propriétés de la microstructure. Celle-ci s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{\sigma}^{\Pi} = \left((f I^{cc} + (1-f) I^{wc}) : a^c + (f I^{cw} + (1-f) I^{ww}) : a^w \right) : \dot{\epsilon}^{\Pi} = \ell : \dot{\epsilon}^{\Pi} \quad (16)$$

avec a^c et a^w les tenseurs de localisation au niveau de la cellule et de la paroi. Ces deux tenseurs dans le cas de la nouvelle description de l'érouissage du grain peuvent, si on tient compte de la nullité de I^{cw} , s'exprimer sous la forme simplifiée :

$$\begin{cases}
a^c = [I + s^{esh} : \ell^{-1} : (I^{cc} - \ell)]^{-1} \\
a^w = (I + s^{esh} : \ell^{-1} : (I^{ww} - \ell))^{-1} : (I - s^{esh} : \ell^{-1} : I^{wc} : a^c)
\end{cases} \quad (17)$$

s^{esh} , le tenseur d'Eshelby permet de prendre explicitement en compte l'influence de la forme et de l'orientation de l'inclusion au niveau de chaque grain.

Une autre transition vers l'échelle macroscopique permettra d'analyser l'influence des hétérogénéités intragranulaires sur le comportement global du matériau. Un schéma autocohérent classique est alors utilisé pour effectuer la transition depuis l'échelle mésoscopique (grain) jusqu'au niveau du polycristal (macroscopique). Ce modèle a été développé avec le logiciel Mathematica.

3 Diffraction des neutrons

Quand un matériau est sous contrainte appliquée, un changement dans les distances interréticulaires d a lieu en raison des déformations élastiques résultantes. Cette distance interréticulaire est utilisée comme jauge de déformation par les techniques de diffraction des neutrons. Cette déformation $\langle \epsilon(hkl) \rangle_{v_d}$ du volume diffractant dans la direction de mesure, peut être déterminée à partir de la distance interréticulaire moyenne $\langle d(hkl) \rangle_{v_d}$ pour les cristallites ayant contribué à la diffraction pour un plan cristallographique (hkl) :

$$\langle \epsilon(hkl) \rangle_{v_d} = \frac{\langle d(hkl) \rangle_{v_d} - d_0(hkl)}{d_0(hkl)} = 1 - \frac{\sin \langle \theta(hkl) \rangle_{v_d}}{\sin \theta_0(hkl)} \quad (18)$$

où $\theta_0(hkl)$ et $d_0(hkl)$ représentent, respectivement, l'angle de diffraction et la distance interréticulaire du matériau non contraint et $\langle \theta(hkl) \rangle_{v_d}$ est la position angulaire du pic de diffraction après déformation. $\langle \rangle_{v_d}$

correspond à une opération de moyenne sur le volume diffractant V_d . Pour mieux comprendre l'influence de la texture et de l'anisotropie plastique sur le comportement mécanique de notre matériau, nous avons effectué des mesures in situ de déformations intergranulaires par diffraction des neutrons lors d'essais Bauschinger à température ambiante. Ces analyses ont été réalisées sur la ligne ENGIN-X à ISIS au Rutherford Appleton Laboratory [6]. Cet instrument comporte deux détecteurs placés de part et d'autre du faisceau incident faisant un angle de diffraction de 90° (FIG. 1). L'axe de chargement est orienté horizontalement avec un angle de 45° par rapport au faisceau incident, permettant une mesure simultanée de la déformation élastique dans deux directions perpendiculaires. Les mesures sont exécutées en utilisant la méthode de diffraction par temps-de-voil. Une fente de dimensions $4 \times 4 \text{ mm}^2$ est utilisée afin de définir le faisceau de neutrons incident. Les collimateurs radiaux devant chaque détecteur définissent une ouverture de sortie des neutrons de 4 mm de largeur. Ainsi le volume étudié par la diffraction des neutrons est un cube de dimensions $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$. Les différents plans analysés sont : (111), (200), (220), (311). Les courbes de chargement obtenues lors des essais de diffraction sont présentées sur la figure 2.a. En raison de l'effet de la viscosité dans la gamme de déformation élastoplastique, la charge appliquée diminue lors d'un maintien de la déformation.

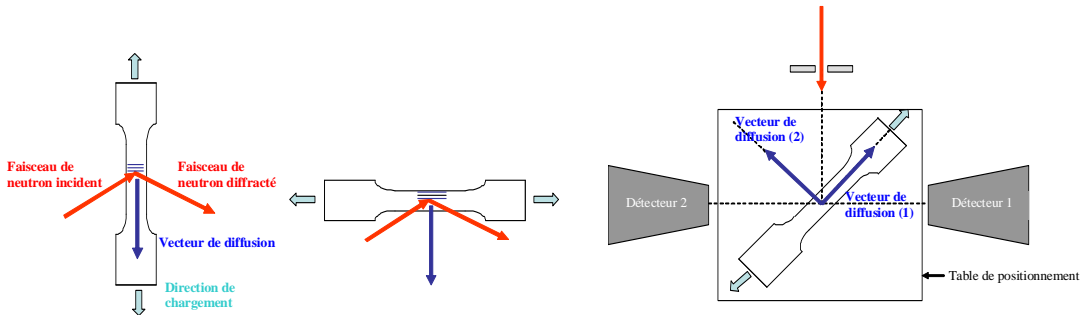


FIG. 1 - Schémas du principe de ENGIN-X

La texture cristallographique initiale du matériau a été déterminée par diffraction des neutrons sur la ligne GEM à ISIS [7] (FIG. 3). Celle-ci alimentera nos modèles en paramètres d'entrée (orientations) de sorte à approcher le plus possible les conditions expérimentales de départ.

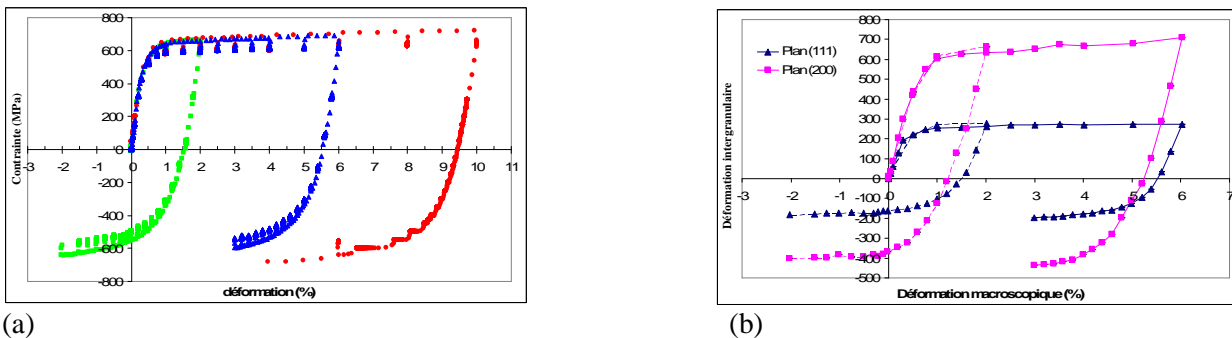


FIG. 2 – (a) Courbes contrainte-déformation macroscopiques expérimentales pour un trajet Bauschinger avec différents taux de prédéformation, (b) Evolution des déformations intergranulaires pour les plans (111) et (200) en fonction de la déformation macroscopique pour 2 prédéformations en traction

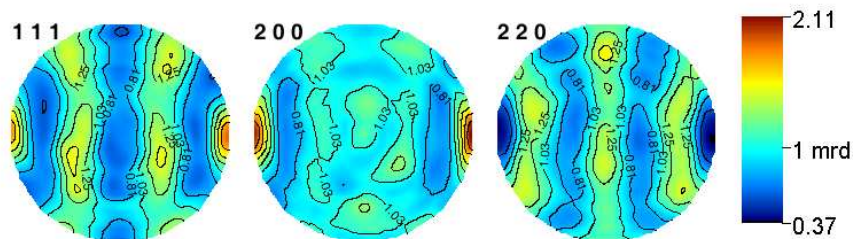


FIG. 3 - Figures de pôles expérimentales initiales de l'acier inoxydable

On retrouve un comportement typique de l'effet Bauschinger. Les parties transitoires des courbes de premier chargement ont des rayons de courbure plus faibles que ceux des courbes obtenues lors du second chargement. Lors du second chargement, la partie transitoire possède un rayon de courbure d'autant plus important que la prédéformation est élevée. Lors du second chargement, les niveaux de contrainte (en valeurs absolues) sont plus élevés que ceux en chargement initial, à même valeur absolue de prédéformation. Globalement, on observe une diminution, en valeur absolue, de la limite d'élasticité lorsque la prédéformation en traction est plus importante. Les évolutions des déformations intergranulaires longitudinales (calculées avec la relation 18) sont présentées sur la figure 2.b. Par soucis de clarté, seuls quelques exemples de résultats obtenus ont été tracés. La famille de plans réticulaires (200) étant la moins rigide parmi les familles de plans considérées, manifeste les plus grandes déformations élastiques durant le chargement. Les autres familles, étant plus rigides, sont moins déformées durant le chargement de traction. Les plus grandes déformations de traction sont observées, dans ce cas, pour le plan (200). Ainsi, ces familles encaissent plus de contraintes quand les autres familles se plastifient et ont donc les limites d'élasticité les plus élevées. D'autre part, la famille (111) encaisse le moins de contraintes. Elle représente un groupe de cristallites plus ductile car plus favorablement orienté. On retrouve également à cette échelle d'analyse l'effet Bauschinger en terme de limite d'élasticité et de transition élastoplastique.

4 Résultats expérimentaux

Pour valider les modèles présentés dans ce travail, nous avons comparé nos simulations avec les résultats expérimentaux. La comparaison est basée sur le comportement mécanique global de l'acier inoxydable (FIG. 1) et sur les déformations intergranulaires obtenues par diffraction (FIG. 2). Pour la détermination des paramètres des modèles nous avons utilisé les essais mécaniques en chargement monotone (traction et compression) comme essais de référence. Ensuite, pour les autres essais (chargements complexes et résultats de diffraction), le jeu de paramètres reste évidemment identique.

A partir de la FDO expérimentale, nous avons sélectionné 1000 orientations représentatives de la texture effective du matériau. Les courbes de traction-compression simulées avec le modèle sont présentées sur la figure 4. Celle-ci montre clairement que les modèles arrivent à prédire d'une façon correcte les résultats expérimentaux.

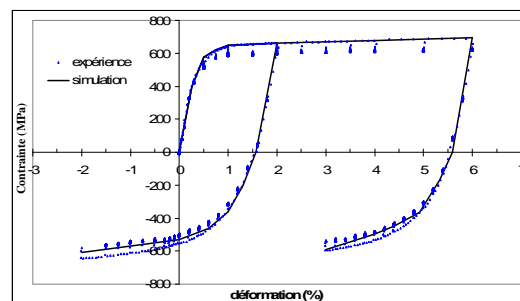


FIG. 4 : Courbes contrainte-déformation macroscopiques expérimentales et simulées pour un trajet Bauschinger

Des premières simulations à l'échelle du volume diffractant ont été également faites. Celles-ci montrent que le modèle arrive également à reproduire correctement le comportement observé à cette échelle plus fine d'analyse. Ceci confirme la cohérence de l'approche mise en place.

Références

- [1] Cho J.R., Dye D., Conlon K.T., Daymond M.R., Reed C.R., Acta Mater., Vol. 50, pp. 4847-4864, 2002.
- [2] Xu F., Holt R.A., Daymond M.R., Acta Mater., Vol. 56, pp. 3672-3687, 2008.
- [3] Muller D., Lemoine X., M. Berveiller M., J. Eng. Mat. Tech., Vol. 116, pp. 378-383, 1994.
- [4] Fajoui J. Gloaguen D., Courant B., Guillén R., Comp. Mech., Vol. 44, pp. 285-296, 2009.
- [5] Ben Zineb T., Arbab Chirani S., Berveiller M., 15^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, 2001.
- [6] Santisteban J.R., Daymond M.R., James J.A., Edwards L., J.Appl. Cryst., Vol. 39, pp. 812-825, 2002.
- [7] Kockelmann W., Chapon L.C., Radaelli P.G., Physica B, Vol. 385-386, pp. 639-643, 2006.