

CONTRIBUTION DU GLISSEMENT NON OCTAEDRIQUE A L'EVOLUTION DE TEXTURE DES POLYCRISTAUX CFC SOUS CISAILLEMENT SIMPLE

M. Arzaghi, B. Beausir, L.S. Tóth

LPMM, Université Paul Verlaine de Metz, Ile du Saulcy, 57045 Metz, France

Résumé :

La contribution du glissement non octaédrique (NOC) à l'évolution de la texture sous cisaillement simple pour les métaux à structure cubique à faces centrées a été étudiée. Les orientations idéales produites par la famille octaédrique $\{111\}\langle 110\rangle$ ne changent pas après l'ajout de glissement NOC. Toutefois, la stabilité des orientations idéales, le champ de rotation et la vitesse d'évolution de la fonction de densité des orientations ont été affectés. L'impact du glissement NOC sur la forme des équipotentiels, l'état de contrainte ainsi que la distribution de glissement ont été examinés.

Abstract:

Examining the texture evolution during simple shear of FCC polycrystals showed that the ideal orientations remain the same even when non-octahedral slip is added to the usual octahedral slip. Instead, the stability of the ideal orientations, the rotation field and the rate of change of the ODF, were influenced by the non-octahedral slip activity. The stress state, the slip distribution and the form of the equipotential functions were also studied along the ideal fibres.

Mots clefs : Orientations idéales, Glissement non octaédrique, Textures, Cisaillement simple, Polycristaux c.f.c., Aluminium

1 Introduction

L'aluminium et ses alliages sont fréquemment utilisés dans l'industrie notamment pour le faible poids. Afin d'améliorer leurs propriétés mécaniques, une grande déformation plastique (hyper déformation) peut être appliquée au matériau. Il existe dans la littérature plusieurs procédés permettant d'obtenir des hyperdéformations : Equal Channel Angular Extrusion (ECAE), High Pressure Torsion (HPT), Accumulated Roll Bonding (ARB), High Pressure Tube Twisting (HPTT).

Les expériences montrent que le glissement non-octaédrique (NOC) peut accompagner le glissement usuel $\{111\}\langle 110\rangle$ (OC) [1]. Plusieurs familles de système de glissement NOC sont identifiés: $\{100\}\langle 110\rangle$, $\{112\}\langle 110\rangle$ et $\{110\}\langle 110\rangle$. Parmi ces systèmes, la contribution la plus significative est donnée par la famille $\{100\}\langle 110\rangle$, car les plans $\{100\}$ sont ceux qui ont les distances inter-planaires les plus petites après les plans $\{111\}$. Bacroix et Jonas [2] ont effectué une étude similaire sans considérer la sensibilité à la vitesse de déformation, notée m . Dans ce travail, il est montré que m joue un rôle très important.

L'augmentation de la température mène à l'activation de plusieurs mécanismes de déformation [3-6]: montée de dislocation, processus de diffusion, recristallisation, glissement dévié, etc. Maurice et Driver [7] ont étudié expérimentalement et numériquement la texture dans l'aluminium suite à un laminage à chaud. Ils ont prouvé que l'on obtient de meilleurs résultats de simulations en incorporant plusieurs familles de système de glissement NOC avec la même contrainte de référence, que le système de glissement usuel $\{111\}\langle 110\rangle$ seul. Il est important de noter que dans leurs travaux, ils ont défini m relativement grand. Ce qui est en accord avec les résultats de modélisations du présent travail.

2 Equations de base

Le tenseur du gradient de vitesse de déformation $\underline{\underline{L}}$ associé à un cisaillement simple a été appliqué sur les cristaux c.f.c.:

$$\underline{\underline{L}} = \begin{pmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Ici $\dot{\gamma} = \sqrt{3}s^{-1}$ donnant ainsi la vitesse de déformation équivalente de von Mises $\bar{\dot{\epsilon}} = 1.0 s^{-1}$, pour les polycristaux l'hypothèse de Taylor est utilisée supposant le même $\underline{\underline{L}}$ dans chaque grain. Le glissement cristallographique est supposé viscoplastique et donné par [8] :

$$\tau^{s,f} = \tau_0^f \operatorname{sgn}(\dot{\gamma}^{s,f}) \left| \frac{\dot{\gamma}^{s,f}}{\dot{\gamma}_0} \right|^m = \tau_0^f \left(\frac{\dot{\gamma}^{s,f}}{\dot{\gamma}_0} \right) \left| \frac{\dot{\gamma}^{s,f}}{\dot{\gamma}_0} \right|^{m-1}. \quad (2)$$

Ici $\tau^{s,f}$ est la contrainte de cisaillement résolue du système de glissement 's' de la famille 'f', $\dot{\gamma}^{s,f}$ est la vitesse de cisaillement, τ_0^f est la résistance d'une famille (à la vitesse de cisaillement de référence $\dot{\gamma}_0$). La contrainte de référence τ_0^f est considérée constante dans une famille de système de glissement mais peut varier d'une famille à l'autre. Par ailleurs, le rapport r entre les deux contraintes de référence τ_0^{NOC} et τ_0^{OC} est très important car il caractérise la puissance relative des deux familles de système de glissement : $r = \tau_0^{\text{NOC}}/\tau_0^{\text{OC}}$.

3 Influence du glissement non octaédrique sur la rotation du réseau cristallographique

3.1 Stabilité des orientations

Le paramètre de stabilité, P (variant entre 0 et 1), qu'on utilise dans cet article est totalement différent de celui proposé par Toth et al. [9]. Ce paramètre a été défini comme suit :

$$P(\underline{g}, \underline{\dot{\epsilon}}) = 1 - \left(\left\| \underline{\Omega}(\underline{g}, \underline{\dot{\epsilon}}) \right\| / \Omega_{\max} \right)^{1/3} \quad (3)$$

où, Ω_{\max} est la valeur maximale de $\left\| \underline{\Omega} \right\|$ dans l'espace d'Euler entier et $\underline{\dot{\epsilon}}$ est le tenseur des vitesses de déformation. Après avoir calculé ce paramètre dans tout l'espace d'Euler pour deux cas : lorsque seule la famille octaédrique est active et quand les deux familles sont actives avec $\tau_0^{\text{OC}} = \tau_0^{\text{NOC}}$, c'est-à-dire $r=1$. On peut constater qu'il n'y a pas de changement dans les positions des orientations idéales, ni apparition des nouvelles orientations idéales. Seul le paramètre de stabilité change entre ces deux cas. Ceci a été évalué à l'aide de d donné par :

$$d = 100 \times (P^{\text{OC+NOC}} - P^{\text{OC}}) / P^{\text{OC+NOC}} \quad (4)$$

d est tracé dans deux sections $\varphi_2=0^\circ$ et $\varphi_2=45^\circ$ de l'espace d'Euler (figure 1). d atteint 30% dans certains zones de la section $\varphi_2=0^\circ$ et 100% dans la section $\varphi_2=45^\circ$. Néanmoins, les zones où d est significativement important sont situées loin des positions idéales, donc le glissement NOC affecte la rotation du réseau cristallographique des orientations qui ne sont pas proches des positions idéales. Une autre observation montre que le paramètre de stabilité augmente d'une façon globale lorsqu'on ajoute le système de glissement NOC. Ce qui veut dire que la rotation du réseau décroît si on active les systèmes du glissement NOC (en même temps la rotation plastique augmente). L'activité du glissement NOC entraîne la décélération de la rotation du réseau quand les grains sont orientés loin des orientations idéales, par conséquent, lorsque l'on augmente la déformation plastique les grains optent plus lentement pour l'orientation idéale. Une évolution de texture globalement plus lente en présence de glissement NOC est attendue.

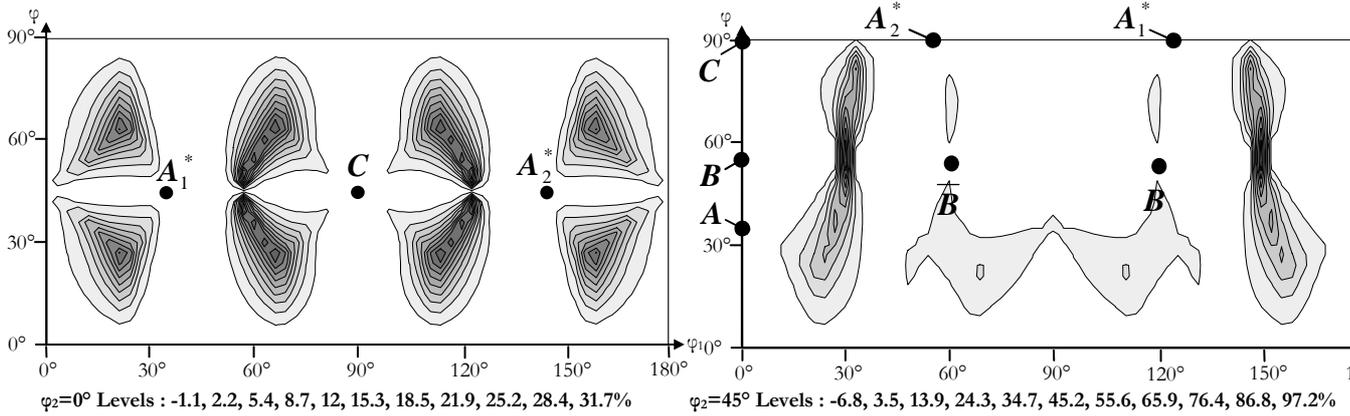


FIG. 1 – Carte de variations du paramètre de stabilité après l’addition du glissement NOC.

3.2 Champs de rotation

Afin de comprendre les changements qui se produisent lors de la déformation plastique, on doit étudier non seulement les champs de rotation $\underline{\dot{g}} = (\dot{\varphi}_1, \dot{\varphi}, \dot{\varphi}_2)$ mais aussi le taux de changement de la fonction de densité des orientations $f(g)$.

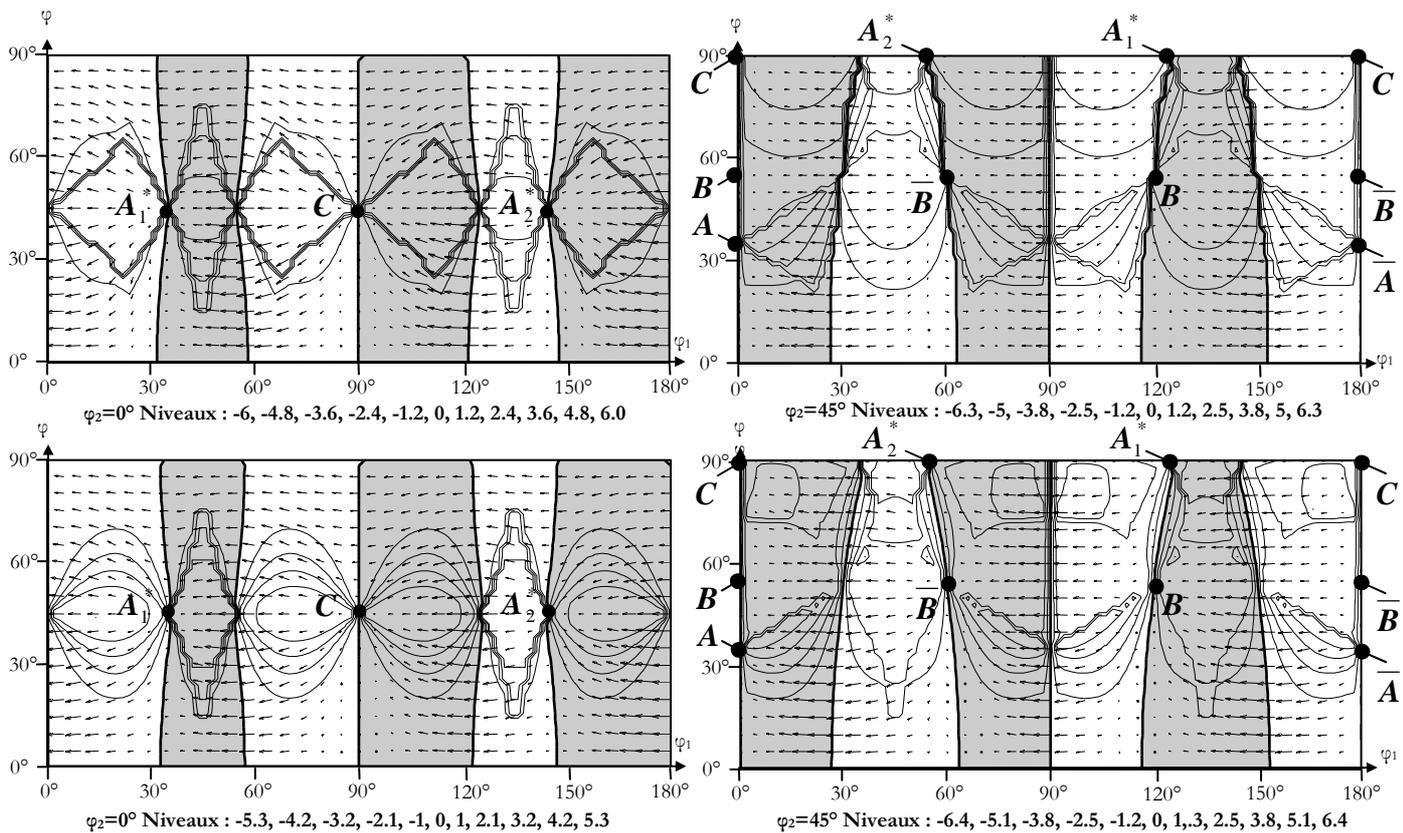


FIG. 2 – Carte des iso-valeurs pour le taux de changement des ODF ($m = 0.05$). Les régions claires et sombres correspondent respectivement à l’accumulation et la migration des grains.

Le taux de changement de l’intensité de $f(g)$ sur une orientation donnée est caractérisé par le terme $\dot{\gamma} \cdot (d \ln f / d\gamma)$ de l’Eq. (5). Pour les textures relativement faibles, $\underline{\dot{g}} \cdot \text{grad}(\ln f)$ peut être négligé car $\underline{\dot{g}}$ et $\text{grad}(\ln f)$, sont tous les deux très petits et proches des orientations idéales.

$$\dot{\gamma} \frac{d \ln f}{d \gamma} + \dot{\phi} \cot \phi + \operatorname{div}(\underline{\dot{g}}) + \underline{\dot{g}} \cdot \operatorname{grad}(\ln f) = 0 . \quad (5)$$

Dans des travaux précédents [10-12], seule la quantité $\operatorname{div}(\underline{\dot{g}})$ a été utilisée afin de caractériser la répartition divergent/convergent des orientations. La figure 2 représente la quantité $\dot{\gamma}(d \ln f / d \gamma)$ (le taux de changement de $f(g)$) pour les deux cas OC et NOC+OC, obtenue à partir de l'équation 5. Les sections $\varphi_2=\text{cst}$ sont sélectionnées car le champ de vitesse est beaucoup plus affecté par l'addition de la famille NOC sur ces sections que les sections φ ou φ_1 . En général, quand le glissement NOC est actif, des grains tournent vers toutes les orientations idéales avec une vitesse réduite et quittent les zones d'accumulation plus lentement. Ainsi, pour un même taux de cisaillement, on prévoit des textures avec des intensités moins élevées quand le glissement NOC est actif. Ce résultat est accord avec les résultats de la section 3.1.

4 Etude des contraintes et analyse du glissement

4.1 Etat de contraintes sur les fibres

La contrainte réelle $\underline{\underline{\sigma}}$ est liée à la contrainte déviatorique $\underline{\underline{S}}$ par la pression hydrostatique p comme suit:

$$\sigma_{ij} = S_{ij} + p \delta_{ij} , \quad (6)$$

où δ_{ij} est le delta de Kronecker. En cisaillement simple, il n'y aucune traction sur les surfaces latérales normales à l'axe 3, ce qui impose une condition limite: $\sigma_{33} = 0$. Donc, la pression hydrostatique peut être évalué à l'aide de l'Eq. (6), $p = -S_{33}$. En le remplaçant dans l'Eq. (6), on obtient la contrainte axiale qui s'applique perpendiculairement au plan de cisaillement:

$$\sigma_{22} = S_{22} - S_{33} \quad (7)$$

La fibre B ne contribue pas à la contrainte axiale en cisaillement simple car toutes les contraintes normales sont nulles tout au long de cette fibre. La figure 3 montre des composantes de cisaillement non-nulles qui ont été calculées numériquement dans le repère de référence de l'échantillon en fonction de l'angle β sur la fibre. Ces deux cas, avec ou sans glissement NOC, sont tracés sur la même figure et pour $m=0.05$. Notez que la fibre B se limite à l'intervalle $0^\circ \leq \beta \leq 109.47^\circ$. La figure 3 montre aussi que les composantes S_{13} et S_{12} sont fortement affectées par l'activité du glissement NOC le long de la partie stable de la fibre B. Au contraire, entre \bar{A} et A , le long de la partie instable de la fibre idéale B ($109.47^\circ \leq \beta \leq 180^\circ$), le glissement NOC ne modifie pas l'état de contrainte.

L'étude montre que la sélection des systèmes de glissement pour les orientations B , \bar{B} et C est affectée par la présence de glissement NOC. En effet, l'addition de famille NOC fait que le glissement sur l'orientation C passe d'un glissement double à un glissement simple. Dans les orientations B et \bar{B} on a le glissement double et après addition de famille NOC, un système de glissement OC est remplacé par un système NOC. Dans A et \bar{A} , il n'y pas de changement concernant l'activité des systèmes de glissement, et donc l'état de contraintes reste le même. On peut dire que globalement, le glissement NOC diminue la variation de l'état de contrainte le long de la fibre idéale B.

Le long de la fibre A, des composantes déviatoriques de contraintes ainsi que des contraintes axiales et des contraintes de cisaillement (exprimées dans le repère de référence de l'échantillon) sont tracées sur la figure 3. Ces diagrammes montrent qu'en général, toutes les composantes du tenseur sont non nulles et qu'elles peuvent être de l'ordre de S_{12} . Par conséquent, la fibre A contribue aux contraintes axiales qui apparaissent au cours d'un cisaillement simple. Notez que des composantes normales de contrainte (figure 3), sont toutes déviatoriques parce que la déformation élastique n'est pas prise en compte dans ce travail, mais seulement le glissement plastique.

La contrainte axiale sur la fibre A obtenue par l'Eq. (7) est présentée sur la figure 3. Comme on peut le constater, il y a de la compression entre A et \bar{A} ainsi que de la traction sur le reste de la fibre alors que seulement le glissement OC est actif. Cette situation est toutefois inversée lorsque le glissement NOC est

ajouté. Il n'y a pas de changement dans les composantes de cisaillement S_{12} et S_{23} , cependant, S_{13} est fortement influencée par la présence du glissement NOC, elle tend vers zéro tout au long de la fibre A. Pour A_1^* et A_2^* , le système de glissement actif reste celui de OC même après avoir ajouté NOC. Ceci est très intéressant car la contrainte axiale était radicalement changée, voir ci-dessus. Cela signifie qu'il y a seulement un déplacement de l'état des contraintes sur les hyperplans correspondant à des systèmes de glissement actifs en présence de glissement NOC avec OC.

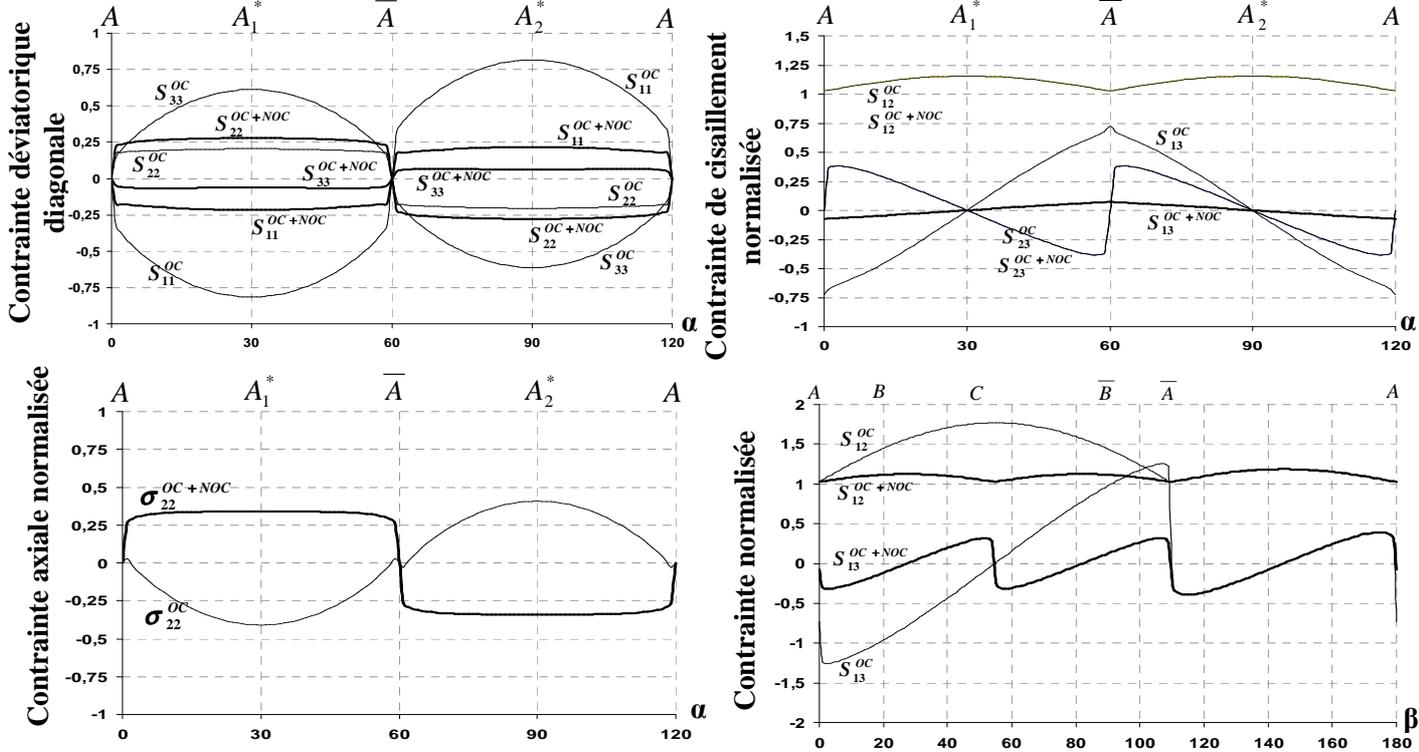


FIG. 3 – Contraintes normalisées par τ_0^{OC} pour $m=0.05$ le long des fibres A et B. Les lignes continues fines et épaisses correspondent à glissement OC et OC+NOC, respectivement.

4.2 Equipotentiels

Les formes des équipotentiels donnent des renseignements directs sur l'anisotropie plastique du cristal. Une telle analyse a été faite pour les monocristaux c.f.c. par Tóth et al. [9] et pour les cristaux h.c.p. par Beausir et al. [12]. Par la suite, une étude similaire est menée afin d'examiner l'effet du glissement NOC sur les équipotentiels des cristaux c.f.c. Un équipotentiel est défini tel que la puissance plastique \dot{W} soit constante sur ses surfaces:

$$\dot{W} = S_i \dot{\epsilon}_i = \sum_{f=1}^{nf} \sum_{s=1}^{ns} \tau^{s,f} \dot{\gamma}^{s,f} = C, \quad (8)$$

avec $C = \tau_0^{OC} \dot{\gamma}_0 m / (m+1)$.

La figure 4 montre les équipotentiels pour toutes les sections de l'espace des contraintes déviatoriques en cinq dimensions. L'ajout de la famille de glissement NOC ne modifie pas les symétries des équipotentiels. Toutefois, si on considère la famille NOC toute seule, l'équipotentiel n'est pas fermé. En effet, le glissement NOC ne contient que trois systèmes de glissement indépendants, cette famille ne pourra pas assurer toutes les déformations imposées au cristal. Lorsque les deux systèmes OC et NOC sont considérés, il y a une valeur limite de rapport entre les contraintes de référence au-dessus de laquelle le glissement NOC devient totalement inactif, sa valeur est indiquée sur la figure 4 ($r = \sqrt{3}$). Au contraire, une telle valeur limite n'existe pas pour éliminer le glissement OC. L'influence du glissement NOC sur les équipotentiels a été

examinée par Bacroix et Jonas [2] pour des cristaux insensibles à la vitesse de déformation et des conclusions similaires ont été faites.

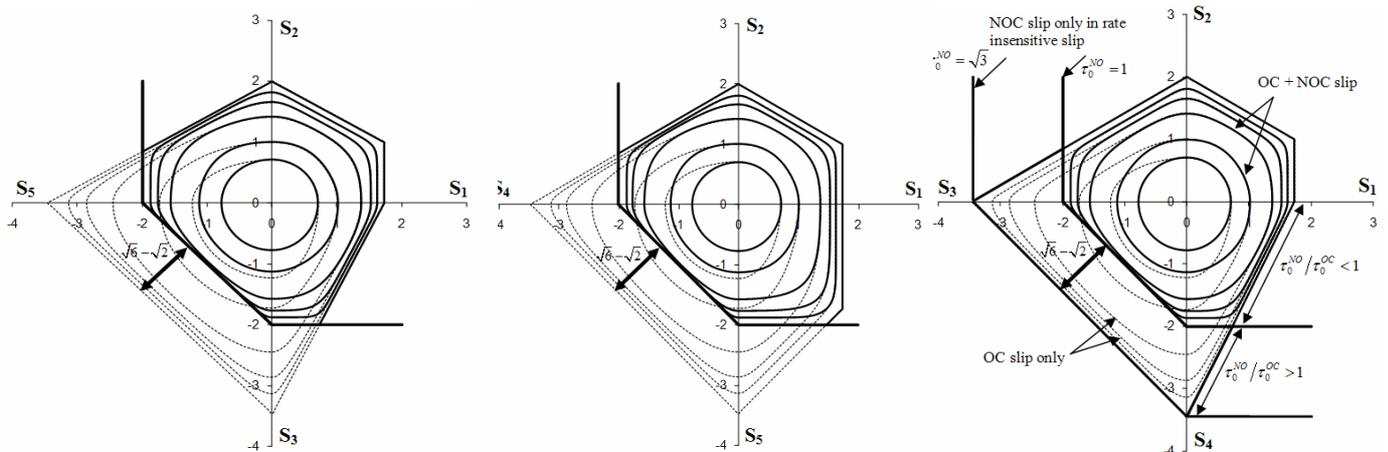


FIG. 4 – Contraintes équipotentielles $f(S)$ des cristaux c.f.c. pour toutes les sections possibles dans l'espace de Lequeu, pour $m=1, 0.5, 0.2, 0.1, 0.05, 0$. (La surface la plus petite correspond à $m=1$). Les lignes pointillées représentent le cas OC, les lignes continues épaisses NOC dans le cas de glissement sans sensibilité à la vitesse et les lignes continues montrent les deux familles avec $\tau_0^{NOC} = \tau_0^{OC} = 1.0 \text{ Mpa}$.

5 Conclusion

Cette étude a mis en évidence qu'en ajoutant la famille de glissement NOC avec la famille usuelle OC dans les structures c.f.c, les orientations idéales ne changent pas leurs positions. Par contre, les grains qui se sont orientés loin des positions idéales vont y arriver plus lentement en présence de famille NOC. Ceci entraîne une évolution de texture plus lente et diminue l'intensité des ODF à proximité des orientations idéales sous la même quantité de déformation.

En examinant l'état des contraintes le long des fibres A et B, il est montré que le changement est beaucoup moins important sur la fibre B quand on ajoute le glissement NOC. Concernant l'activité des systèmes de glissement avec ou sans la famille NOC, les orientations B , \bar{B} et C sont les plus modifiées. Les équipotentiels proposent une valeur limite ($r = \sqrt{3}$) au delà de laquelle la famille NOC devient inactive.

References

- [1] Mecif A., Bacroix B., Franciosi P., Acta Mater, 45, 371-381, 1997.
- [2] Bacroix B., Jonas J.J., 8, 267-311, 1988.
- [3] Argon A.S., Haasen P., Acta Mater, 413, 289-3306, 1993.
- [4] Anongba P., Bonneville J., Martin J.L, Acta Mater, 41, 2907-2922, 1993.
- [5] Carrard M., Martin J.L., Phil Mag A, 58, 491-505, 1988.
- [6] Howe S., Liebmann B., Lüe K., Acta Metall, 9, 625-631, 1961.
- [7] Maurice C.I., Driver J.H., Acta Mater, 45, 4639-4649, 1997.
- [8] Hutchinson J.W., Proceedings of the Royal Society of London, 101-127, 1976.
- [9] Tóth L.S., Gilormini P., Jonas J.J., Acta Metall, 36, 3077-3091, 1988.
- [10] Tóth L.S., Neale K.W., Jonas J.J., Acta Metall, 37, 2197-2210, 1989.
- [11] Baczynski J., Jonas J.J., Acta Mater, 44, 4273-4288, 1996.
- [12] Beausir B., Tóth L.S., Neale K.W., Acta Mater, 55, 2695-2705, 2007.