

Calibration du modèle de Teodosiu par approche multiéchelle

R. MADEC^a, C. DENOUAL^a, J.-L. DEQUIEDT^a, A. MASSON^a

a. CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

Résumé :

En généralisant le modèle de Kocks par système de glissement, le modèle de Teodosiu est devenu le modèle à variables internes physiques de référence pour la plasticité cristalline. Nous faisons le point sur sa calibration par approche multiéchelle.

Abstract :

The Teodosiu model is the generalized version for each slip system of the Kocks scalar model. It became the reference model for crystal plasticity using dislocation densities. Here we propose a review of the multiscale effort to calibrate the model.

Mots clés : CFC, CC, monocristal, plasticité cristalline, lois de comportement, Dynamique des Dislocations

1 Introduction

Pour être en mesure de suivre l'évolution de la texture d'un polycristal, il faut utiliser un modèle de plasticité cristalline capable de distinguer l'orientation des grains, prenant donc en compte les différents systèmes de glissement du grain. La loi de plasticité cristalline doit donc être matricielle. Le modèle de Teodosiu [1], qui généralise le modèle scalaire de Kocks [2], introduit une loi de comportement matricielle et présente, comme le modèle qui l'inspire, l'avantage de considérer les bonnes variables internes pour la plasticité, à savoir les densités de dislocations.

Nous ne chercherons pas ici à recenser les multiples utilisations du modèle de Teodosiu [1] ni les pistes de perfectionnement de sa formulation pour l'adapter à différents matériaux ou régimes, mais nous tenons à faire un point assez exhaustif sur sa calibration multiéchelle, c'est-à-dire l'obtention d'un maximum de paramètres du modèle, essentiellement par simulation de la dynamique des dislocations.

2 Modèle de Teodosiu

On présente ici succinctement le modèle de Teodosiu. Cette loi de comportement cristalline décrit l'écrouissage et relie la variation de contrainte critique par système de glissement s , τ_c^s à la variation de cisaillement plastique sur les différents systèmes de glissement $\dot{\gamma}^s$.

Dans ce modèle, la prise en compte de l'écrouissage s'effectue via les densités de dislocations par système de glissement et leurs évolutions, elles-mêmes reliées aux cisaillements. Le modèle est valable pour les cubiques à faces centrées et les cubiques centrés à haute température (c'est-à-dire quand la contrainte de Peierls est négligeable) et peut être, a priori, adapté à d'autres cristallographies comme les hexagonaux à condition que la mobilité des dislocations soit suffisamment aisée pour que la contribution des effets de Peierls soit négligeable.

Nous utiliserons une version du modèle de Teodosiu modifiée récemment par Kubin et coauteurs [3] (voir aussi [6]) dont nous utiliserons la forme la plus simple et la plus proche du modèle de Teodosiu d'origine, forme qui correspond au cas particulier de l'activation symétrique d'un certain nombre de systèmes de glissement.

Modèle de la forêt généralisé

Le modèle de la forêt relie la contrainte d'écoulement τ_f à la densité des dislocations des systèmes de glissement sécants ρ_f [4]. Sa généralisation par Franciosi et Zaoui [5] relie la contrainte critique τ_c^s de chaque système de glissement s aux densités de dislocations des systèmes de glissement u , ρ^u :

$$\tau_c^s = \mu b \sqrt{\sum a^{su} \rho^u} \quad (1)$$

avec μ le module de cisaillement, b la norme du vecteur de Burgers ; le coefficient α du modèle de la forêt est remplacé par une matrice d'interaction a dont chaque coefficient a^{su} traduit la force moyenne des interactions entre dislocations pour des systèmes de glissement pris deux à deux.

Grâce aux symétries de la cristallographie considérée, on peut réduire la matrice à quelques coefficients correspondant aux différentes interactions possibles ; notons cependant que certaines interactions sont asymétriques et que dans ce cas le coefficient varie quand on échange les systèmes de glissement, autrement dit $a^{us} \neq a^{su}$ [12].

Évolution des densités de dislocations

Pour avoir une description complète de l'écrouissage, il faut compléter le modèle de la forêt généralisé par une loi d'évolution des densités de dislocations de manière à relier, via l'équation précédente, l'évolution des contraintes critiques $\dot{\tau}_c^s$, à celle des cisaillements plastiques $\dot{\gamma}^s$.

Une forme simplifiée de l'évolution des densités de dislocations en fonction des cisaillements est donnée par :

$$\frac{\dot{\rho}^s}{\dot{\gamma}^s} = \frac{1}{b} \left[\frac{1}{KL^s} - 2y_s \rho^s \right] \quad (2)$$

Le second terme de cette équation traduit l'annihilation des dislocations par glissement dévié, y_s étant la distance d'annihilation. Cette distance d'annihilation diffère des distances critiques d'annihilation expérimentales car y_s intègre un effet statistique qui traduit notamment que seules les dislocations suffisamment proches de l'orientation vis peuvent s'annihiler. Ce terme constitue une amélioration importante par rapport au modèle de Kocks dans la mesure où l'aspect matriciel du modèle permet d'intervenir sur les dislocations d'un système précis pour bien décrire le phénomène d'annihilation par glissement dévié.

Le premier terme traduit, quant à lui, l'ancrage des lignes de dislocations sur les obstacles avec KL^s , un libre parcours moyen entre obstacles, où :

$$L^s = \frac{1}{\sqrt{\sum_u a^{su} \rho^u}} \quad (3)$$

Dans la version originale du modèle de Teodosiu une autre matrice d^{su} intervient pour les libres parcours moyens, avec les mêmes symétries que la matrice a^{su} . Dans la version que nous présentons ici, le lien entre les deux matrices a été établi et la matrice d^{su} est directement exprimée via a^{su} .

K dépend du détail de l'activation des systèmes de glissement et s'exprime de façon relativement simple uniquement dans le cas des chargements symétriques :

$$K = \frac{\sqrt{\bar{a}}(1 + \kappa)^{3/2}n}{p_0 k_0 (n - 1 - \kappa)} \quad (4)$$

avec n le nombre de systèmes de glissement activés, κ le ratio de densité de jonctions, $p_0 \sqrt{\bar{a}}$ la stabilité des jonctions (\bar{a} étant la valeur moyenne des coefficients d'interaction a^{su} pondérée par l'activation des systèmes), k_0 étant enfin relié à la longueur moyenne de dislocations stockées par les jonctions.

Cette formulation ne s'applique qu'aux systèmes conduisant à des réactions entre dislocations (jonctions ou interactions/annihilations colinéaires) ; dans le cas des interactions dipolaires la valeur de K est une constante typiquement comprise entre 50 et 200 qui traduit que les libres parcours moyens des dislocations sont beaucoup moins affectés par les interactions à distance.

Loi d'écoulement

On sait comment évoluent les contraintes critiques τ_c^s en fonction des cisaillements γ^s . Mais pour que le modèle soit complet, il faut aussi préciser l'évolution des vitesses de glissement $\dot{\gamma}^s$ en fonction des contraintes projetées τ^s . On utilise couramment une loi d'écoulement, de type loi de puissance :

$$\dot{\gamma}^s = \dot{\gamma}_0^s \left(\frac{\tau^s}{\tau_c^s} \right)^{1/m} \quad (5)$$

Cette loi est très phénoménologique. Cependant son préfacteur $\dot{\gamma}_0$ et son exposant $1/m$ peuvent être exprimés sur la base de considérations microscopiques par identification avec une loi d'Arrhenius [8]. La sensibilité à la vitesse de déformation que ces paramètres traduisent est naturellement faible pour les cubiques à faces centrées même si elle peut varier d'un matériau à un autre et est, par contre, forte pour les cubiques centrés au début du plateau athermique.

3 Calibration par Dynamique des Dislocations

La Dynamique des Dislocations [13] utilise la théorie élastique des dislocations pour intégrer le comportement collectif d'un volume contenant un grand nombre de dislocations, ce qui permet d'accéder à des grandeurs statistiques utiles pour calibrer les lois de comportement. C'est une alternative à l'ajustement des modèles sur les expériences qui présente l'avantage de donner accès à beaucoup plus de données que l'on peut en obtenir directement expérimentalement. Elle permet aussi d'effectuer des simulations dédiées pour extraire des paramètres difficiles à isoler autrement. D'abord utilisée pour calibrer le modèle

de la forêt pour le cuivre [9], la méthode a très vite été appliquée au modèle de la forêt généralisé [10] (citons aussi le travail de pionnier de Fivel en la matière [8]) et s'est depuis perfectionnée et a été utilisée pour de nombreux matériaux de différentes cristallographies [15, 16, 17, 18, 19, 12]. Une autre étape importante fut l'identification des libres parcours moyens [11] intervenant dans la deuxième équation du modèle de Teodosiu qui ne conserve alors qu'un paramètre libre important : la distance d'annihilation par glissement dévié y_s ¹. Nous passons rapidement en revue ces différentes étapes de calibrations.

Coefficients d'interaction

On ne va pas redonner ici la valeur des coefficients d'interaction, mais plutôt discuter leur valeurs moyennes par type d'interaction et cristallographie et préciser ce qui influence cette valeur. On commence par les coefficients d'interaction associés à des réactions entre dislocations pour lesquels on a le plus de données, puis on évoquera quelques pistes concernant les interactions dipolaires et autodipolaire.

Termes associés aux réactions entre dislocations

Pour les derniers résultats disponibles pour les coefficients d'interactions associés à des réactions pour les CFC et les CC voir [12] et pour les hexagonaux, on pourra consulter [18, 19].

La force des coefficients d'interaction provient avant tout de l'efficacité de la minimisation d'énergie élastique induite par la réaction en jeu (voir les valeurs moyennes de coefficient $\bar{\alpha} = (\bar{a})^{1/2}$ par réaction et cristallographie du Tableau 1) :

- De ce point de vue la réaction de loin la plus efficace est l'interaction dite colinéaire qui correspond à l'annihilation de deux dislocations de vecteurs de Burgers de signes opposés glissant sur des plans de glissement différents, donc laissant après réaction des points d'ancrage entre plans de glissement déviés astreints à se trouver sur l'axe de réaction à l'intersection des deux plans de glissement. Les segments résiduels après réaction ont un angle moyen d'équilibre de $\pi/2$ par rapport à l'axe et sont en conséquence courts et difficiles à remobiliser en raison de leur tension de ligne élevée.
- Un autre type de réaction qui n'est pas directement présent dans le modèle de Teodosiu (qui ne considère que les interactions de paires), mais qui peut également minimiser assez drastiquement l'énergie de ligne, correspond à la fusion de trois dislocations pour former une jonction ternaire [20, 21]. D'une façon générale ces réactions tendent au moins à minimiser l'énergie aussi bien que les réactions binaires et parfois nettement mieux comme c'est le cas pour les CC. La question de leur poids statistique et de leur rôle dans l'écroutissage reste l'objet d'un débat : certains les voyant majoritaires après une certaine déformation car plus stables [20, 22] tandis que d'autres rappellent qu'elles ne peuvent se former que dans un second temps et donc sur une fraction réduite de la densité de dislocations [21] et estiment alors leur effet comme étant moindre, typiquement induisant seulement une augmentation de la densité stockée d'environ 10%. Dans tous les cas ce rôle est nécessairement plus grand pour les CC que pour les CFC même si elles pourraient également expliquer dans le cas des CFC un déficit d'écroutissage pour certaines orientations entre modèles sans réaction ternaire et résultats expérimentaux.
- Enfin les jonctions binaires (c'est-à-dire celles seulement entre 2 dislocations) conduisent en général à une minimisation plus modérée de l'énergie de ligne et à un angle d'équilibre entre les portions résiduelles de dislocation et l'intersection des plans de glissement de $\pi/3$, donc à des segments à remobiliser plus longs que pour l'annihilation et donc des coefficients d'interactions plus faibles.

1. Ce dernier paramètre n'est pas identifié par DD mais on pourra lire [14] sur sa dépendance en orientation pour un chargement uniaxial pour les CFC.

Malgré leur résistance sous contrainte plus faible les jonctions ont le plus souvent un rôle dominant car leur poids statistique est écrasant, d'une part, et aussi car la plasticité se développe via des chemins de moindre énergie qui évitent l'activation simultanée de systèmes conduisant à de fortes interactions de paires [23].

A l'intérieur d'une grande catégorie de réactions, d'autres facteurs jouent sur la force des coefficients. Le premier tient toujours à des considérations d'énergie de ligne ; les jonctions ne minimisent pas toutes l'énergie de ligne aussi efficacement. De ce point de vue et dans le cas des CFC, la jonction de Hirth est particulièrement faible tandis que les jonctions glissiles et de Lomer sont de très fortes jonctions binaires. Les jonctions des CC et des hexagonaux présentent, quant à elles, une force intermédiaire. Le second tient aux segments de dislocation à remobiliser qui n'ont pas une orientation isotrope mais qui dépend des intersections des plans de glissement des systèmes activés. De ce point de vue le glissement double constitue un cas extrême pour lequel il n'y a qu'une direction d'intersection selon laquelle se forme un seul type de jonctions. Les boucles de dislocations ont alors tendance à s'allonger selon cette direction privilégiée qui va conditionner la tension de ligne des segments à remobiliser pour déformer davantage. Quand plusieurs systèmes sont simultanément activés, l'effet résulte de la composition de plusieurs orientations privilégiées. Cet effet est à l'origine de l'asymétrie de la jonction glissile des CFC (et de beaucoup de jonctions aussi asymétriques pour les CC). Selon le système sous contrainte les dislocations sont vis ou mixtes, et dans le cas vis la tension de ligne s'opposant à la remobilisation des segments est maximale.

Tout ce qui peut modifier l'efficacité de la minimisation d'énergie induite par les jonctions et la tension de ligne des dislocations à remobiliser a nécessairement une influence sur les coefficients. De ce point de vue l'anisotropie élastique (prise en compte dans [12] via un coefficient de Poisson effectif) modifie notablement la valeur moyenne des coefficients (voir Tableau 2). D'une manière générale, l'anisotropie augmente la valeur des coefficients d'interactions.

Le dernier effet important ne porte pas sur l'énergétique de la réaction mais sur sa probabilité de réaction. Plus l'angle entre les plans de glissement des systèmes de glissement en interaction est grand, plus la probabilité de croisement est grande et le nombre de recombinaisons important. Cet effet est moins perceptible pour les jonctions car dans leur cas les considérations énergétiques et de tension de ligne l'emportent le plus souvent mais l'effet est particulièrement important sur l'interaction colinéaire comme on peut le vérifier sur le Tableau 3.

Termes associés aux interactions dipolaires

Les coefficients d'interactions associés aux interactions dipolaires pour les systèmes de vecteurs de Burgers différents mais de plans de glissement parallèles et que l'on nommera par la suite coplanaires (comme c'est l'usage même si les jonctions coplanaires dans le cas où les plans sont confondus ont un poids statistique marginal) ne sont en général pas calculés par DD car on considère que les libres parcours moyens associés sont trop grands au regard des petits volumes simulés. Ils peuvent, en effet, atteindre le millimètre pendant le stade I qui est associé à une interaction proche, l'interaction autodipolaire pour laquelle les plans sont parallèles et les vecteurs de Burgers cette fois identiques. Difficile en ce cas d'imaginer faire une mesure dans une boîte de simulation de 10 μm de côté.

Dans les CFC, la valeur pour les interactions coplanaires pour l'utilisation du modèle dans un code de plasticité cristalline [11] a été fixé, par analogie avec l'interaction autodipolaire proche, à $\alpha_{copla} \approx \alpha_{auto} = 0.35$.

Cette valeur n'est pas vraiment compatible avec les rares mesures de DD directes disponibles pour l'interaction coplanaire et autodipolaire [7, 24, 16] qui conduisent à des valeurs bien plus basses $\alpha_{copla/auto} = 0.08 - 0.095$.

La forte valeur de $\alpha_{auto} = 0.35$ tient compte d'un couplage avec l'interaction colinéaire qui, comme nous allons le voir dans la section suivante, se justifie pour l'auto-interaction dipolaire mais dont il faut souligner qu'il n'a pas de raison d'être pour l'interaction coplanaire.

On doit donc plutôt considérer cette valeur élevée comme une borne supérieure puisque les interactions dipolaires sont plus faibles que les jonctions, comme la DD le confirme, malgré les incertitudes importantes qui pèsent sur la mesure en raison justement de la faiblesse de l'interaction qui nécessiterait une statistique plus grande pour être convenablement estimée. La valeur choisie est inférieure aux coefficients d'interactions des jonctions glissiles et de Lomer des CFC mais elle est bien plus élevée que le coefficient de la jonction de Hirth et que ceux de beaucoup de jonctions des CC et des hexagonaux. Elle est probablement trop forte. Dans [23] on teste une valeur plus faible pour le coefficient dipolaire, fixée en dessous de la valeur du coefficient de la jonction de Hirth, pour obtenir un meilleur accord avec des données expérimentales mises en regard de simulations de déformation en cisaillement simple.

Terme diagonal

En théorie, le terme diagonal de la matrice α_0 , sur la base de la seule interaction auto-dipolaire, doit avoir une assez faible valeur comme nous venons de le voir. Valeur bien plus faible que celles des termes non diagonaux associés aux jonctions. En pratique cependant, l'usage du modèle de Teodosiu dans un code de plasticité cristalline pour restituer le comportement du monocristal suggère au contraire que le terme diagonal doit être assez fort, quasiment aussi fort que les jonctions fortes des CFC, faute de quoi et quelle que soit la géométrie considérée pour l'éprouvette, le stade I est trop long [24]. Cela a conduit Hoc et co-auteurs [24] à proposer un couplage entre l'interaction auto-dipolaire [10] et l'interaction colinéaire pour une bonne restitution du stade I.

L'idée est que le glissement dévié des dislocations vis ne joue pas un rôle seulement via la distance d'annihilation y_s qui intervient principalement lors de la saturation de l'écroutissage en stade III mais qu'il intervient même pendant le stade I via le transfert de densité, même faible, qu'il induit du système primaire vers le système dévié associé à la forte interaction colinéaire. L'effet est alors de renforcer les interactions lors du stade I. De façon pragmatique le coefficient α_0 est remplacé par $\alpha'_0 = (\alpha_0^2 + k\alpha_{coli}^2)^{1/2}$ et la valeur de k calibrée en partant du principe qu'à la fin du stade I le terme diagonal doit être égal au terme non diagonal dominant le stade II, ce qui conduit à $k \approx 0.05$ en considérant une densité de dislocations typique de $10^{12} m^{-2}$ à la fin du stade I.

Cette hypothèse a, par la suite, été explorée plus en détail et une mesure par DD du coefficient α'_0 conduisant à une valeur proche de celle estimée a été obtenue en mesurant la contrainte d'écoulement d'une microstructure représentative du stade I, constituée de dislocations principalement dans le système primaire, mais passant également partiellement dans le système dévié, donc en mesurant l'interaction moyenne constituée d'effets dipolaires et d'interaction colinéaire pour les crans se trouvant dans le système dévié [25].

Libre parcours moyen

Pour calibrer les libres parcours moyens par DD, Kubin et co-auteurs proposent de comptabiliser le nombre de croisements de dislocations, puis, pour les croisements induisant la formation d'une configu-

ration stable, d'estimer la densité de dislocations immobilisées (que ce soit des jonctions ou des dislocations immobilisées par la formation des jonctions) afin d'estimer le stockage induit pour un incrément de cisaillement $d\gamma^i$ sur un système de glissement i dans un volume V donné [3].

Ce stockage est alors caractérisé par 3 paramètres adimensionnés a priori indépendants de la cristallographie considérée :

Le premier paramètre p_o traduit que tous les croisements entre des dislocations d'un système i avec les systèmes obstacles j tel que i et j conduisent à la formation de jonctions (ensemble noté f^i) n'entraînent pas systématiquement la formation d'une jonction. Il est alors défini par le nombre de jonctions formées par le système i avec les autres systèmes de glissement $dN_{jonc}^{i \rightarrow}$ et pondéré au numérateur par la force moyenne des interactions donnée par la matrice d'interaction :

$$p_o = \frac{b}{V} \frac{1}{\left(\sum_{j \in f^i} \sqrt{a^{ij} \rho_o^j} \right)} \frac{dN_{jonc}^i}{d\gamma^i} \quad (6)$$

On s'intéresse ensuite à la longueur des lignes immobilisées $\bar{\ell}_o^i$, là encore reliée à la matrice d'interaction par un paramètre adimensionné, le deuxième paramètre du modèle k_o :

$$k_o = \frac{\bar{\ell}_o^i \tau_c^i}{\mu b} = \bar{\ell}_o^i \sqrt{\sum_j a_{ij} \rho_o^j} \quad (7)$$

Le dernier paramètre adimensionné du modèle porte sur la densité de jonctions formées rapportée à la densité de dislocations :

$$\kappa = \frac{\rho_{jonc}}{\rho} \quad (8)$$

Ces trois paramètres de l'équation 4 permettent d'obtenir une valeur du paramètre K du terme de stockage de l'équation de stockage-restauration du modèle de Teodosiu si l'activation des systèmes de glissement est symétrique. Ils ont été mesurés en DD par Devincre et al. [11] et ont pour valeur $p_o = 0.117 \pm 0.012$, $k_o = 1.08 \pm 0.005$ et $\kappa = 0.291 \pm 0.015$.

4 Confrontation à des essais de traction uniaxiale

Les comparaisons fines entre le modèle de Teodosiu modifié et calibré par DD et les résultats expérimentaux ont principalement porté sur le cas des CFC [11, 14]. Citons tout de même pour les CC l'intéressante étude de Monnet et al. [26] qui se sont penchés sur la délicate question de la transition entre l'écroissage sur le plateau athermique et dans le régime d'activation thermique. Leur modèle rejoint une formulation proche de celle de celui de Teodosiu sur le plateau athermique et est calibrée par DD pour les systèmes de glissement $\{110\}$. Nous présenterons quelques résultats où l'on tire profit des coefficients d'interaction mesurés pour les systèmes $\{110\}$ et $\{112\}$ des CC pour entamer une comparaison plus complète avec les résultats expérimentaux sur le fer α dans le régime athermique.

Références

- [1] C. Teodosiu, J.L. Raphanel, L. Taboutot, Finite element simulation of the large elastoplastic deformation, *Large Plastic Deformations* 1991
- [2] U.F. Kocks, H. Mecking, Physics, phenomenology of strain hardening : the FCC case, *Progress in Materials Science*, 48 (2003) pp. 171–273.
- [3] L. Kubin, B. Devincere, T. Hoc, Modeling dislocation storage rates, mean free paths in face-centered cubic crystals, *Acta Materialia*, 56 (2008) pp 6040–6049.
- [4] G. Saada, Sur le durcissement dû à la recombinaison des dislocations, *Acta metall*, 8 (1960) pp. 841–847.
- [5] P. Franciosi, A. Zaoui, Multislip tests on copper crystals : a junction hardening effect, *Acta metall*, 30 (1982) pp. 2141-2151.
- [6] L. Kubin, *Dislocations, Mesoscale Simulations, Plastic Flow*, Oxford University Press, Oxford, UK, 2013.
- [7] R. Madec, Des intersections entre dislocations à la plasticité du monocristal CFC ; étude par dynamique des dislocations, Université Paris XI, 2001.
- [8] M. Fivel, Etudes numériques à différentes échelles de la déformation plastique des monocristaux de structure cfc., Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997.
- [9] R. Madec, B. Devincere, L. Kubin, From Dislocation Junctions to Forest Hardening PRL 89 (2002) 255508
- [10] R. Madec, B. Devincere, L. Kubin, T. Hoc, D. Rodney, The Role of Collinear Interaction in Dislocation-Induced Hardening, *Science*, 301 (2003) 5879–1882.
- [11] B. Devincere, L. Kubin, T. Hoc, Dislocation Mean Free Paths, Strain Hardening of Crystals, *Science*, 320 (2003) 1745–1748.
- [12] R. Madec, L. Kubin, Dislocation strengthening in FCC metals, in BCC metals at high temperatures, *Acta Materialia*, 126 (2017) 635–643.
- [13] B. Devincere, R. Madec, G. Monnet, S. Queyreau, R. Gatti, L. Kubin, Modeling crystal plasticity with dislocation dynamics simulations : the 'microMegas' code, in : O. Thomas, A. Ponchet, S. Forest (ed.), *Mechanics of Nano-Objects*, Presses des Mines, Paris, France, 2011, pp. 81–99.
- [14] L. Kubin, T. Hoc, B. Devincere, Dynamic recovery, its orientation dependence in face-centered cubic crystals, *Acta Materialia*, 57 (2009) pp. 2567–2575.
- [15] B. Devincere, L.P. Kubin, T. Hoc, Physical analysis of crystal plasticity by DD simulations, *Scripta Materialia*, 54 (2006) pp. 741–746.
- [16] S. Queyreau, G. Monnet, B. Devincere, Slip systems interactions in alpha-iron determined by dislocation dynamics simulations, *International Journal of Plasticity*, 26 (2009) pp. 361–377.
- [17] A. Alankar, I.N. Mastorakos, H. M. Zbib, Determination of dislocation interaction strengths using discrete dislocations dynamics of curved dislocations, *Journal of Engineering Materials, Technology*, 134 (2012) 021018.
- [18] B. Devincere, Dislocation dynamics simulations of slip systems interactions, forest strengthening in ice single crystal, *Philosophical Magazine*, 93 :1-3 (2013) pp. 235–246.

- [19] N. Bertin, C.N. Tomé, I.J. Beyerlein, M.R. Barnett, L. Capolungo, On the strength of dislocation interactions, their effect on latent hardening in pure magnesium, *International Journal of Plasticity*, 62 (2014) pp. 72–92.
- [20] V.V. Bulatov, L.L. Luke, M. Tang, A. Arsenlis, M. Bartelt, W. Cai, J. N. Florando, M. Hiratani, M. Rhee, G. Hommes, T. G. Pierce, T. Diaz de la rubia, Dislocation multi-junctions, strain hardening, *Nature*, 440 (2006) pp. 1174–1178.
- [21] R. Madec, L.P. Kubin, Second-order junctions, strain hardening in bcc, fcc crystals, *Scripta Materialia*, 58 (2008) pp. 767–770.
- [22] Luis A. Zepeda-Ruiz, Alexander Stukowski, Tomas Opperstrup, Vasily V. Bulatov, Probing the limits of metal plasticity with molecular dynamics simulations, *Nature*, 550 (2017) pp. 492–492.
- [23] J.L. Dequiedt, C. Denoual, R. Madec, Heterogeneous deformation in ductile FCC single crystals in biaxial stretching: the influence of slip system interactions, *JMPS*, 83 (2015) pp. 301–318.
- [24] T. Hoc, B. Devincere, L.P. Kubin, Deformation stage I of FCC crystals : constitutive modelling, in : C. Gundlach et al. (ed.) *Evolution of deformation microstructure in 3D*, RISØ, Denmark 2004
- [25] B. Devincere, T. Hoc, L. Kubin, Collinear superjogs and the low-stress response of fcc crystals, *Scripta Materialia*, 57 (2007) pp. 905–908.
- [26] G. Monnet, L. Vincent, B. Devincere, Dislocation-dynamics based crystal plasticity law for the low- and high-temperature deformation regimes of bcc crystal, *Acta Materialia*, 61 (2013) pp. 6178–6190.

Cristallographie	Colinéaire	Ternaire	Binaire
CFC	0.84	0.375	0.355
CC	0.815	0.545	0.265
Hexagonaux	0.72	-	0.265

FIGURE 1 – Valeur moyenne des coefficients d'interaction $\bar{\alpha} = (\bar{a})^{1/2}$ en fonction du type de réaction et de la cristallographie. Pour les CFC on a laissé de côté la jonction de Hirth qui n'existe qu'en raison des effets d'orientation sur l'énergie de ligne et est nettement plus faible que les autres jonctions ($\bar{\alpha}_{Hirth} = 0.225$ contre $\bar{\alpha}_{G_{60^\circ}} = 0.305$ $\bar{\alpha}_{G_{0^\circ}} = 0.34$ pour la glissile, $\bar{\alpha}_{Lomer} = 0.42$ pour la Lomer).

Cristallographie	Matériau	Colinéaire	Binaire	Hirth
CFC	Al ($\nu_{eff} = 0.257$)	0.81	0.335	0.205
CFC	Au ($\nu_{eff} = 0.510$)	0.875	0.370	0.245
CC	Mo ($\nu_{eff} = 0.221$)	0.755	0.240	-
CC	Fe ($\nu_{eff} = 0.478$)	0.87	0.290	-

FIGURE 2 – Valeur moyenne des coefficients d'interaction $\bar{\alpha} = (\bar{a})^{1/2}$ en fonction du coefficient effectif de Poisson.

Cristallographie - angle β_{12}	CC - 30°	CC - 60°	CFC - 70°53	CC - 90°
Coefficient $\bar{\alpha}$	0.675	0.86	0.84	0.905

FIGURE 3 – Valeur moyenne des coefficients d'interaction colinéaire $\bar{\alpha}_{coli}$ en fonction de l'angle entre les plans de glissement en interaction β_{12} .