

Physique/Solides, fluides : structure

Équilibre d'une dislocation dissociée placée dans une lame mince élastiquement anisotrope

Roland Bonnet^{a,*}, Sami Youssef^b

^a *LTPCM(UMR5614)/ENSEEG, INPG/UJF, domaine universitaire, BP 75, 38402 Saint Martin d'Hères, France*

^b *Unité de recherche de physique du solide, faculté des sciences de Monastir, boulevard de l'environnement, 5019 Monastir, Tunisie*

Reçu le 6 avril 2006 ; accepté après révision le 7 juin 2006

Disponible sur Internet le 12 juillet 2006

Présenté par Jacques Villain

Résumé

Une dislocation dissociée dans un cristal mince, élastiquement anisotrope, trouve un équilibre mécanique qui dépend de façon critique de la position des dislocations partielles. Une analyse à deux dimensions est proposée, basée sur la connaissance du champ élastique d'une seule dislocation dans ce milieu confiné. Elle est appliquée à la détermination de la distance de séparation de deux partielles dans un alliage cuivre–aluminium à forte anisotropie. **Pour citer cet article :** R. Bonnet, S. Youssef, C. R. Physique 7 (2006).

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Equilibrium of a dissociated dislocation located in an elastically anisotropic thin foil. The determination of the separation distance S between the two partials of a dissociated dislocation placed in an elastically anisotropic thin crystal is critically dependent on several parameters: the elastic constants, the Burgers vectors of the partials, the orientation of the fault plane in the crystal, the stacking fault energy per unit surface, the thickness h of the foil and the position of one partial in the crystal. The calculation of S is proposed from (i) an equation expressing the mechanical equilibrium of the two partials and (ii), the knowledge of the displacement field \mathbf{u} of an isolated dislocation parallel to the free surfaces of a thin plate-like crystal. Since two theories are available in the literature to express \mathbf{u} , both were tested for the calculation of S . One of them was preferred because of its better numerical efficiency and its fully explicit formulation in function of the space variables. This last property permits an easy derivation to be done and is useful to discuss the stability of the mechanical equilibrium of two partials. Numerical applications are presented for a $\frac{1}{2}(110)$ screw dislocation dissociated into two 30° partials, located in a thin face cubic centred Cu-13.43 at.%Al crystal (anisotropy ratio = 3.85). Assuming a fixed partial lying in the mid plane of the foil, around which turns a close-packed fault plane, the locus of the other partial is described by polar graphs. These graphs are quite different in the isotropic approximation. **To cite this article:** R. Bonnet, S. Youssef, C. R. Physique 7 (2006).

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Films minces ; Dislocations ; Dissociation ; Élasticité anisotrope

Keywords : Thin film ; Dislocation ; Dissociation ; Anisotropic elasticity

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : roland.bonnet@ltpcm.inpg.fr (R. Bonnet).

1. Introduction

En Science des Matériaux, la mesure de la distance de séparation S entre deux dislocations partielles est généralement réalisée en microscopie électronique à transmission (MET) [1,2]. Cependant, à cause des effets notoires de relaxation élastique due aux surfaces libres des échantillons minces, e.g., [2–7], cette distance d'équilibre S peut varier beaucoup si l'épaisseur h de la lame devient inférieure à la dizaine de nanomètres, épaisseur d'élection en MET à haute résolution [2,8]. Or, ces variations n'ont pas encore fait l'objet d'une étude précise.

L'objectif de cette Note est d'évaluer les variations de S , dans le cadre simplifié d'une déformation plane de la lame mince, en tenant compte des effets de surface et de l'élasticité anisotrope du cristal. La grandeur S est obtenue en résolvant une équation qui traduit l'équilibre mécanique des deux partielles. Or, ceci suppose la connaissance du champ des contraintes d'une dislocation placée dans une lame mince élastiquement anisotrope. Deux théories ont été proposées dans la littérature pour répondre à cette question [10,11]. L'une d'elles, qui a l'intérêt d'être entièrement explicite avec les variables d'espace, a été choisie pour décrire l'évolution de S avec l'orientation du plan de faute d'empilement dans une lame mince d'alliage Cu–Al. Des graphes illustrent quelques effets remarquables spécifiques à l'épaisseur de la lame mince, à l'orientation du plan de faute d'empilement et à l'anisotropie cristalline.

2. Evaluation de la distance d'équilibre entre les partielles

L'une des partielles (notée 1) est supposée fixée dans la lame mince, tandis que l'autre (notée 2) trouve un équilibre entre une force de rappel qui tend à diminuer l'énergie liée à l'extension de la faute d'empilement et une force contraire, spécifique à la relaxation élastique, appelée aussi « force image ». L'énergie totale stockée dans la lame mince est donc une fonction des positions des deux partielles. Cependant, pour déterminer l'équilibre mécanique des deux partielles, il n'est pas obligatoire de connaître cette fonction. Il suffit en effet d'appliquer le théorème du minimum de l'énergie potentielle [9] au système « lame mince/dislocations/faute d'empilement » : à l'équilibre, la variation dW de cette énergie doit être nulle si l'une des partielles se déplace de dS . Un terme γdS est dû à la présence de la faute d'empilement et un autre terme, d'origine élastique, est calculée en appliquant le théorème des travaux virtuels [9] qui s'applique à tous les systèmes élastiques dans le cadre des petites déformations. Il permet de déterminer le travail fourni pour déplacer l'une des dislocations partielles dans le champ des contraintes exercé par l'autre partielle. Si c'est la dislocation 2 qui se déplace, il suffit donc de pouvoir connaître le champ des contraintes $\sigma_{ij}^{(1)}$ de la dislocation 1 dans le déplacement virtuel de la dislocation 2. La force image qui s'exerce sur la dislocation 2 n'a donc aucun rôle dans le calcul de ce travail.

La géométrie du problème est illustrée sur la Fig. 1. Le repère cartésien $Ox_1x_2x_3$, fixe dans l'espace, limite les plans supérieur ($x_2 = h^+$) et inférieur ($x_2 = -h^-$) d'un cristal qui tourne autour de l'axe Ox_3 . La partielle 1 est localisée et orientée par $U \parallel Ox_3$. Le plan de faute (normal \mathbf{t}) est repéré par son angle polaire θ autour de Ox_3 . Les indices de la normale $n \parallel Ox_2$ varient donc avec θ . Il s'ensuit que dans $Ox_1x_2x_3$ les constantes élastiques C_{ijkl} changent avec la rotation rigide θ du cristal, ainsi que les composantes des vecteurs $\mathbf{b}^{(1)}$, $\mathbf{b}^{(2)}$, \mathbf{t} et \mathbf{n} .

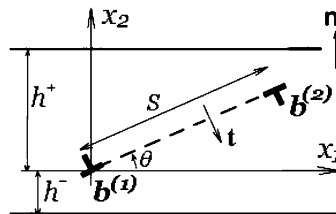


Fig. 1. Conventions et repère cartésien $Ox_1x_2x_3$ attachés à une dislocation dissociée, placée dans une lame mince de normale \mathbf{n} . Le plan de faute d'empilement, représenté en pointillés, est repéré par son angle polaire θ et sa normale \mathbf{t} . Les deux partielles 1 et 2, séparées par la distance d'équilibre S , ont les vecteurs de Burgers $\mathbf{b}^{(1)}$ et $\mathbf{b}^{(2)}$.

Fig. 1. Conventions and Cartesian frame $Ox_1x_2x_3$ attached to a dissociated dislocation placed in a thin foil with normal \mathbf{n} . The stacking fault plane, in dotted lines, is oriented by its polar angle θ and its normal \mathbf{t} . The two partials 1 and 2, separated by the equilibrium distance S , have the Burgers vectors $\mathbf{b}^{(1)}$ and $\mathbf{b}^{(2)}$.

Nous supposons donc connu le champ élastique de la partielle 1 dans le repère cartésien. Il faut ensuite écrire la variation d'énergie potentielle dW dans un déplacement dS de la partielle 2 :

$$dW = (\gamma + C_{ijkl}u_{k,j}^{(1)}t_j b_i^{(2)}) dS \quad (1)$$

expression dans laquelle u_k est le champ des déplacements de la partielle 1. La fonction dW/dS est ensuite annulée pour obtenir la distance d'équilibre S . La stabilité de l'équilibre peut être ensuite discutée en calculant le signe de la dérivée d^2W/dS^2 . A ce propos, il est facile de démontrer que la nullité simultanée de dW/dS et d^2W/dS^2 impose que le plan de faute soit tangent à la courbe représentant le lieu géométrique de la partielle 2 en équilibre mécanique.

La difficulté du problème revient donc à déterminer le champ \mathbf{u} de la seule partielle 1. La partielle 1 (resp. 2) est placée à une distance h^+ (resp. h^-) de la surface supérieure (resp. inférieure). À la connaissance des auteurs, deux théories ont été proposées jusqu'à présent dans le cadre de l'élasticité anisotrope, l'une utilise les séries de Fourier dans l'espace direct [10] et l'autre une transformée de Fourier suivie d'une quadrature [11]. Comme ni l'une ni l'autre ne semblent avoir été testée numériquement à ce jour, ces deux approches ont été testées numériquement pour les valider éventuellement et, dans le cas positif, pour déterminer laquelle est la plus avantageuse pour résoudre le problème posé.

Pour les tests en élasticité anisotrope, les données et les programmes utilisés sont ceux décrits à la Section 3. D'autres calculs de champs des déplacements et contraintes autour d'une dislocation, effectués dans l'hypothèse d'un cristal mince fictif quasi-isotrope (pour lequel les constantes C_{ijkl} diffèrent des constantes « isotropes » de 10^{-3} GPa), ont également validé les deux approches. Dans tous les cas étudiés, après correction de quelques erreurs d'imprimerie indiquées dans l'annexe 1, les expressions mentionnées dans [10,11] conduisent bien aux mêmes résultats graphiques. Cependant, du point de vue purement numérique, l'utilisation de la Réf. [11] s'est avérée beaucoup plus longue, inconvénient dû au fait que la variable muette d'intégration doit varier entre deux limites inaccessibles : la valeur zéro (à cause d'une divergence de l'intégrale) et l'infini. La convergence des intégrales définies est longue dans deux situations : l'une près du coeur de la dislocation et l'autre près des surfaces libres lorsqu'on s'éloigne du coeur de la dislocation à des distances de l'ordre de l'épaisseur de la lame mince $h = h^+ + h^-$.

La Réf. [10] fournit le champ élastique (déplacement \mathbf{u} , contraintes) d'une répartition périodique, plane, de dislocations de désaccord. Le champ \mathbf{u} s'écrit

$$u_k^{(1)} = \sum_{n \neq 0} \sum_{\alpha=1}^3 \left\{ \frac{\lambda_{\alpha k} X_{\alpha}^{(n)}}{2i\pi n} \text{Exp}[in\omega(x_1 + p_{\alpha}x_2)] + \frac{\bar{\lambda}_{\alpha k} Y_{\alpha}^{(n)}}{2i\pi n} \text{Exp}[in\omega(x_1 + \bar{p}_{\alpha}x_2)] \right\} \quad (2)$$

avec $\omega = 2\pi/\Lambda$. Les constantes complexes p_{α} et $\lambda_{\alpha k}$ sont calculées comme pour une dislocation isolée dans un milieu infini élastiquement anisotrope, tandis que les 12 termes complexes $X_{\alpha}^{(n)}$ et $Y_{\alpha}^{(n)}$ sont calculés pour chaque harmonique d'ordre n à partir de la résolution d'un système d'équations linéaires 12×12 (voir Annexe A). Ces termes dépendent linéairement des composantes de $\mathbf{b}^{(1)}$.

Les calculs numériques sont plus simples en opérant sur une série réelle, ce qui réduit la sommation aux termes harmoniques $n > 0$. Ils indiquent que le champ autour de Ox_3 devient identique à celui d'une dislocation de translation isolée dès que la période Λ dépasse quelques dizaines de fois h . En pratique, $\Lambda/h = 100$ a été utilisé car pour $\Lambda/h < 10$, l'interaction élastique des dislocations de désaccord devient facile à observer sur les graphes des faibles isocontraintes. Pour éviter une convergence lente de la série (phénomène de battement de Gibbs), notamment près du coeur de la dislocation, la sommation est effectuée en deux étapes. La première de $n = 1$ à $N \gg 1$, et la seconde de $n = N$ à l'infini en réduisant chaque harmonique à son terme principal. En effet, il est facile de montrer que cette réduction donne la possibilité de sommer analytiquement les harmoniques d'ordre $n > N$ jusqu'à l'infini, en constatant que le système linéaire complexe 12×12 se réduit alors en un système 6×6 identique à celui qu'on obtiendrait pour un bicristal illimité, déformé par une série périodique de dislocations de désaccord [12]. A partir de $N = 350$ les graphes des isocontraintes n'évoluent plus, ce qui confirme le majorant N choisi.

3. Application à un cristal anisotrope

Pour les applications numériques, un alliage Cu–Al avec 13,43% d'atomes d'aluminium (Cu-13,43 at.%Al), cubique à faces centrées, a été adopté parce que les données sur les constantes C_{ijkl} et γ paraissent fiables [13]. Cette composition est d'ailleurs très voisine de celle utilisée dans la Réf. [1]. Avec ces données, des effets importants de

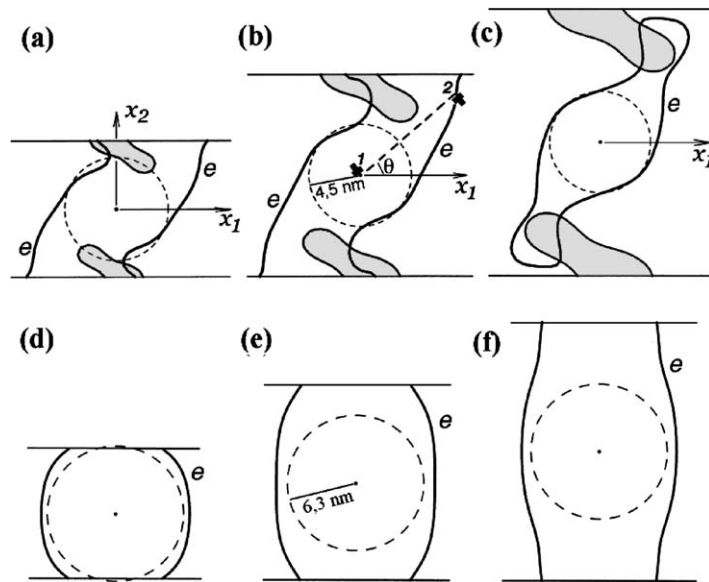


Fig. 2. Représentation des lieux géométriques (courbes e) de la partielle 2 lorsque la partielle 1 est fixée au centre de la lame mince du cristal Cu-13,43 at.%Al et que l'angle polaire θ varie. Le cristal est supposé élastiquement anisotrope en (a)–(c) et isotrope en (d)–(f) : Les épaisseurs sont respectivement $h = 12, 18$ et 24 nm dans les schémas (a)–(c) et (d)–(f). Les zones ombrées délimitent les portions des courbes e correspondant à des équilibres métastables de la partielle 2.

Fig. 2. Representation of the loci (curves e) of partial 2 when partial 1 is fixed at the centre of a thin Cu-13.43 at.%Al foil and when the polar angle θ changes. The crystal is assumed to be elastically anisotropic in (a)–(c) and isotropic in (d)–(f). The thicknesses are respectively $h = 12, 18$ and 24 nm in the schemes (a)–(c) and (d)–(f). The shaded regions mark the portions of curves e corresponding to instable equilibria of partial 2.

relaxation élastique sur la fonction $S = S(\theta)$ sont attendus car l'anisotropie de cet alliage est relativement forte et son énergie de faute d'empilement par unité de surface est faible : $\gamma = 8,5$ mJ/m². Les constantes élastiques sont, en GPa, $C_{11} = 160$; $C_{12} = 120$; $C_{44} = 77$. Le coefficient d'anisotropie [14] est $2C_{44}/(C_{11} - C_{12}) = 3,85$. Le paramètre cristallin est $0,363$ nm [13]. Les épaisseurs choisies pour le calcul sont d'ordre nanométrique : $h = 12, 18$ et 24 nm. La dislocation est dissociée dans le plan $(1\bar{1}1)$ en deux partielle à 30° [14] : $\mathbf{b}^{(1)} = (1/6)[\bar{1}12]$ et $\mathbf{b}^{(2)} = (1/6)[121]$. La partielle 1 est placée au milieu de la lame mince : $h^+ = h/2$. Les portions de courbes notées e dans les Figs. 2(a)–(c) représentent le lieu géométrique des positions d'équilibre de la partielle 2 lorsque θ varie. Pour la Fig. 2(c), la courbe e est différente des Figs. 2(a), (b) puisqu'elle est fermée sur elle-même, en forme d'hélice d'avion. A titre de comparaison, pour un cristal illimité, les courbes e sont des cercles de rayon $S_\infty = 4,5$ nm, représentés en pointillés sur ces figures. Les petites régions légèrement ombrées et inclinées près des surfaces libres correspondent à des dérivées d^2W/dS^2 négatives. Les portions de courbes e qui s'y trouvent correspondent donc à des équilibres métastables. Ces courbes respectent la symétrie axiale $[011]$ du cristal mince. Les rayons polaires qui ne coupent pas les courbes e correspondent à l'échappement de la partielle 2 à la surface, Figs. 2(a), (b). Les formes complexes des courbes e illustrent la grande variation de S qui passe d'un minimum S_{\min} à un maximum S_{\max} . A titre d'exemple, pour $h = 4$ nm, $S_{\min} = S_\infty/2$. Pour des valeurs croissantes de h , e.g., $4, 12, 18$ et 24 nm, les rapports S_{\max}/S_∞ sont respectivement $1,1$; $2,2$; $2,8$ et $2,8$.

Pour les très petites épaisseurs, par exemple $h = S_\infty/2$, les deux portions inclinées de la courbe e ressemblent beaucoup à celles de la courbe Fig. 2(a), mais elles sont plus rapprochées. Il n'y a plus de régions instables sur les deux portions de courbes e . Pour de plus grandes épaisseurs, lorsque h croît au-dessus de $5 * S_\infty$, la courbe e se transforme graduellement en une forme ovoïde tendant vers le cercle en pointillés, avec un grand axe incliné dans la direction générale de l'hélice Fig. 2(c). Pour $h = 10 * S_\infty$, la courbe e est presque confondue visuellement avec le cercle en pointillés, excepté dans la direction du grand axe où la différence avec S_∞ est encore de 11%. Il n'y a plus de régions instables sur la courbe e .

L'effet d'un changement de partielle sur la forme des courbes e a aussi été testé. Par exemple, pour une dislocation mixte à 60° dissociée deux partielle à 30° et 90° , les courbes e apparaissent très différentes de celles des

Figs. 2(a)–(c). Pour les épaisseurs $h = 12, 18$ et 24 nm, ces courbes sont des ovoïdes dont les grands axes sont verticaux, voisins de \mathbf{n} .

Pour mieux mettre les effets d'anisotropie en évidence, l'approximation d'une élasticité isotrope a aussi été appliquée en utilisant le champ \mathbf{u} donné dans [15] et les mêmes données géométriques que pour les Figs. 2(a)–(c). Le module de cisaillement et le coefficient de Poisson adoptés pour les calculs sont respectivement $\mu = 43,46$ GPa et $\nu = 0,38$. Ces valeurs sont calculées par le modèle proposé dans la Réf. [16], à partir des constantes C_{ijkl} . Les graphes figures 2(d)–(f) montrent que les courbes e sont très différentes de celles obtenues en élasticité anisotrope. Les valeurs S_∞ passent notamment de 4,5 à 6,3 nm. Pour les valeurs de h utilisés, les courbes e ont des formes « en tonneaux » symétriques par rapport aux deux plans $x_1 = x_2 = 0$, ce qui n'est absolument pas vérifié dans les Figs. 2(a)–(c). Il n'y a pas de régions instables sur les courbes e .

4. Conclusion

L'intuition de Cockayne et al. [1] est confirmée par les calculs que nous avons entrepris, à savoir que dans une lame mince la relaxation élastique d'une dislocation dissociée a des effets qui peuvent être importants. Dans les Figs. 2(a)–(c) qui illustrent le cas d'une dislocation vis dissociée dans un cristal anisotrope, (a) les variations du rapport S/S_∞ sont supérieures à 200%, (b) les effets d'asymétrie de ces variations, par exemple par rapport au plan moyen de la lame mince, sont particulièrement nets et révèlent un effet d'anisotropie important. Ignorer de telles variations en MET à haute résolution peut donc conduire à des incertitudes considérables entre la distance mesurée S et celle qui existe dans un cristal illimité S_∞ . L'évaluation des énergies de faute d'empilement d'un cristal par la mesure de S peut donc s'avérer très délicate sauf si la géométrie de la lame mince observée est bien relevée.

Un intérêt complémentaire de ce travail est de montrer que le calcul d'interaction élastique proposée ici en déformation plane peut être généralisé facilement pour traiter d'autres types de problèmes semblables : équilibre de partielles ou de dipôles dans un multicouche formé de plusieurs cristaux minces et anisotropes, partielles qui peuvent être éventuellement non coplanaires ; équilibre d'un empilement de dislocations de vecteur de Burgers quelconque glissant dans un plan parallèle aux surfaces libres d'une lame mince ; possibilité d'apprécier spécifiquement l'effet d'anisotropie sur ces équilibres en comparant avec l'approximation isotrope.

Annexe A

Des incorrections typographiques ont été relevées dans deux références.

Réf. [10] : les conditions aux limites qui sont exprimées par les 24 équations réelles (13) à (20) de cette référence peuvent aussi être écrites sous la forme de 12 équations linéaires complexes. Les quatre équations réelles (17) à (20) sont mal écrites. Il faut les remplacer par deux autres équations. En posant

$$D_{\alpha 2j}(n, x_2) = X_\alpha^{(n)} L_{\alpha 2j} \cdot \exp(-n\omega s_\alpha x_2) + Y_\alpha^{(n)} \overline{L_{\alpha 2j}} \cdot \exp(n\omega s_\alpha x_2) \quad (\text{A.1})$$

les Éqs. (17)–(20) de la Réf. [9] doivent être remplacées par les deux équations

$$\sum_{\alpha=1}^3 D_{\alpha 2j}^+(n, h^+) \cdot \exp(in\omega r_\alpha^+ h^+) = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\sum_{\alpha=1}^3 D_{\alpha 2j}^-(n, -h^-) \cdot \exp(-in\omega r_\alpha^- h^-) = 0 \quad (\text{A.3})$$

pour lesquelles x_2 prend la valeur h^+ dans (A.2) et $-h^-$ dans (A.3).

Réf. [11] : dans l'expression (11), A_{33} doit s'écrire $A_{33} = i \text{Sqrt}[S_{44} S_{55} - (S_{45})^2]$. Dans les expressions (15) il y a deux changements :

- (a) la fin de l'élément inverse de $\Pi_{12}(k)$, ligne 7, doit être écrit $-i \text{Im } p_1 p_2 (p_1 - p_2) * \text{ch}(p_2^i k h)$;
- (b) dans l'élément inverse de $\Pi_{21}(k)$, ligne 8, la deuxième exponentielle doit avoir l'argument $-i p_1^r k h$.

Références

- [1] D.J.H. Cockayne, M.L. Jenkins, I.L.F. Ray, Investigations of dislocation strain fields using weak-beams, *Philos. Mag.* 20 (1969) 1265–1270.
- [2] B. William, C. Barry Carter, *Transmission Electron Microscopy III. Imaging*, Plenum Press, New York, 1996.
- [3] M. Hazzledine, H.P. Karnthaler, E. Wintner, Non-parallel dissociation of dislocations in thin foils, *Philos. Mag.* 32 (1975) 81–97.
- [4] A. Korner, P. Svoboda, H.O.K. Kirchner, Finite dislocation elements in finite media, *Phys. Stat. Sol. (b)* 80 (1977) 441–450.
- [5] K. Scheerschmidt, U. Richter, Electron diffraction contrast of slip traces and slip bands, in: *Proc. 10th Hungarian Diffraction Conference, Balatonaliga, 1980*, pp. A33–A34.
- [6] Z. Wang, R.J. McCabe, N.M. Ghoniem, R. Lesar, A. Misra, T.E. Mitchell, Dislocation motion in thin Cu foils: a comparison between computer simulations and experiment, *Acta Mater.* 52 (2004) 1535–1542.
- [7] G. Saada, J. Douin, F. Pettinari-Sturmle, A. Coujou, N. Clément, Pile-ups in thin foils: application to transmission electron microscopy analysis of short-range-order, *Philos. Mag.* 84 (2004) 807–824.
- [8] K. Suzuki, N. Maeda, S. Takeuchi, High resolution electron microscopy of dissociated dislocations in silicon with a normal-incident electron beam, *Philos. Mag.* 73 (1996) 431–441.
- [9] J.-P. Henry, F. Parsy, *Cours d'élasticité*, Dunod Université, Bordas, Paris, 1982, p. 64.
- [10] R. Bonnet, Elasticity theory of a thin bicrystal distorted by an interfacial dislocation array parallel to the free surfaces, *Philos. Mag.* 51 (1985) 51–58.
- [11] A.Y. Belov, Fields of displacements and stresses of rectilinear dislocations in an anisotropic plate, *Sov. Phys. Crystallogr.* 32 (1987) 320–324 (1988 *American of Physics*).
- [12] R. Bonnet, Periodic elastic fields in anisotropic two-phase media. Application to interfacial dislocations, *Acta Metallurg.* 29 (1981) 437–445.
- [13] H. Saka, The dislocation core cut-off parameter estimated from stacking-fault nodes in a Cu–Al alloy, *Philos. Mag. A* 42 (1980) 185–194.
- [14] J.P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocations*, 2^{me} éd., Wiley, New York, 1982, p. 835.
- [15] R. Bonnet, Une lame mince biphasée déformée par une dislocation interfaciale, *C. R. Acad. Sci. Paris série II* 318 (1994) 289–295.
- [16] N. Fribourg-Blanc, M. Dupeux, G. Guénin, R. Bonnet, Détermination par extensométrie et mesures ultrasonores des six constantes élastiques du cristal Al₂Cu (θ). Discussion de l'anisotropie, *J. Appl. Cryst.* 12 (1979) 151–155.