

Physique/Surfaces, interfaces, films

Relaxation plastique d'un film mince par émission de dislocations filantes vis

Roland Bonnet^{a,*}, Sami Youssef^b, Salem Neily^b, A.K. Gutakowskii^c

^a Science et ingénierie des matériaux et procédés, INPGrenoble-CNRS-UJF, domaine universitaire, BP 75, 38402 Saint Martin d'Hères, France

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

^c Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk 630090, Russie

Reçu le 20 août 2007 ; accepté après révision le 31 janvier 2008

Disponible sur Internet le 5 mars 2008

Présenté par Jacques Villain

Résumé

Le système formé par un film mince cohérent avec un substrat cristallin peut relaxer plastiquement son énergie interne par un recuit. Les dislocations filantes émises dans les dix premières minutes du recuit à 350 °C de l'hétérostructure $\text{Si}_{0,68}\text{Ge}_{0,32}/\text{Si}(001)$ sont observées en microscopie électronique à transmission, puis identifiées par comparaison avec des images simulées de dislocations anguleuses supposées en milieu semi-infini. Elles sont de nature vis, ce qui explique la couverture rapide de l'interface par des dislocations à 60° orientées $\langle 110 \rangle$. **Pour citer cet article :** R. Bonnet et al., *C. R. Physique 9 (2008)*.

© 2008 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Plastic relaxation of a film/substrate heterostructure by emission of screw threading dislocations. The system formed by a thin film coherent with a crystalline substrate can relax its internal energy by annealing. Threading dislocations emitted after ten minutes annealing at 350 °C of the $\text{Si}_{0,68}\text{Ge}_{0,32}/\text{Si}(001)$ heterostructure are observed in transmission electron microscopy, and then identified by comparison to simulated images of angular dislocations placed in a semi infinite medium. They are of screw character, which explains the rapid coverage of the interface by 60° dislocations oriented $\langle 110 \rangle$. **To cite this article:** R. Bonnet et al., *C. R. Physique 9 (2008)*.

© 2008 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Film mince ; Dislocations ; Microscopie électronique à transmission

Keywords: Thin film; Dislocations; Transmission electron microscopy

Abridged English version

The new materials formed by ultra thin films deposited on a single crystalline substrate pose difficult questions relatively to the origin of their plastic deformation during their fabrication or annealing at high temperature (e.g.,

* Auteur correspondant.

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

Politi et al. [3]). In the present work, the beginning of the plastic relaxation of an annealed $\text{Si}_{0.68}\text{Ge}_{0.32}$ film deposited on a Si(001) substrate (annealing at 350 °C, 10 mn), initially coherent, is observed by two-beam transmission electron microscopy (TEM, 200 kV). Evidence is shown that dislocation sources, located at the free surface of the film, are responsible for the emission of threading dislocations (TDs) gliding on the four close-packed planes. The Burgers vectors of these TDs are investigated with the aid of a new contrast simulation programme able to account for the elastic field of an angular dislocation, which has an emerging leg and a semi-infinite, straight, interfacial leg. The contrast calculation assumes the framework of an isotropic, semi-infinite medium and uses displacement fields derived by Yoffe [8] and Comninou and Dundurs [7]. However, since typographical errors in these references were found, yet not revealed in the literature, some of these expressions should be corrected to obtain reliable simulated images (see Appendix A). As a result, over a population of about 75 TDs, all but one of the emerging legs are unambiguously identified as screw dislocation segments, the contrasts of which are sensitive to the vicinity of the free surface. It is also shown that all interfacial traces left by the glides of the TDs are 60° dislocations, which accommodate the 1.4% lattice parameter misfit. It is then concluded: (i) that multiple cross glides of the screw segments occur very likely in the further step of the plastic relaxation of the film; and (ii), that the simulation programme can be developed to treat more complex dislocation geometries, such as S or Z type dislocations interacting with a nearby free surface.

1. Introduction

La compréhension de la déformation irréversible des cristaux par glissement plan sur plan a commencé à partir du moment où Frenkel et Kontorova [1] ont tenté de décrire la dynamique d'une dislocation dont le coeur atomique se déplace dans un champ de potentiel périodique. Cette idée de périodicité du potentiel cristallin a été reprise dix ans plus tard par Frank et Van der Merwe et Van der Merwe (pour une revue, voir, par exemple [2]) en l'appliquant notamment au calcul du champ élastique d'une famille périodique de dislocations placées à l'interface entre deux cristaux. Dans ces travaux de pionniers, destinés à expliquer les propriétés mécaniques des dislocations en volume, les effets de surface liés aux extrémités des lignes de dislocations n'étaient évidemment pas considérés. Or actuellement, avec la technologie des films minces de matériaux semi-conducteurs déposés sur un substrat monocristallin (par exemple, [3,4]), les effets spécifiques aux surfaces et interfaces sont devenus prépondérants à inclure dans les modèles de déformation plastique car les dislocations sont parfois confinées dans des épaisseurs de matière inférieures à quelques dizaines de nanomètres. Parmi les questions posées à l'élaborateur de ces films minces, se pose l'origine même des dislocations interfaciales et le moteur interne de leurs déplacements au cours du temps.

Le présent travail décrit, à partir d'observations effectuées en microscopie électronique en transmission (MET) à deux ondes, le mécanisme de plasticité qui régit le tout premier stade de la relaxation d'un film mince de $\text{Si}_{0.68}\text{Ge}_{0.32}$ déposé de façon cohérente sur un substrat (001)Si [5]. L'échantillon est recuit après déposition et les observations sont effectuées dans l'orientation dite en « vue plane ».

Dans le film mince, les courts brins des dislocations qui émergent à la surface libre sont appelées dislocations filantes (DF) ou « threading dislocations » en anglais. Puisqu'une DF est raccordée à la terminaison d'un autre brin souvent rectiligne et placée à l'interface film/substrat, l'ensemble des deux brins forme une dislocation anguleuse avec son sommet à l'interface. Lorsque l'épaisseur h est très petite, les deux brins d'une DF interagissent élastiquement entre eux et avec la surface libre, ce qui rend leur identification très délicate en MET vue l'absence, actuellement, d'une méthode adaptée permettant de rendre compte des contrastes observés. C'est cette carence qui a motivé le présent travail.

Le texte est divisé en deux parties. La première donne brièvement l'outil que les auteurs se sont forgés pour parvenir à déterminer sans ambiguïté l'identité d'une DF à partir de son contraste, notamment son vecteur de Burgers. La deuxième tire la conséquence d'une analyse d'environ 75 DFs visibles sur une même micrographie.

2. Calcul du contraste d'une dislocation filante (DF)

La Fig. 1 schématise une DF avec un brin interfacial semi-infini TO et un brin émergent OD, orientée selon TOD et de vecteur de Burgers \mathbf{b} . Le milieu est supposé semi-infini, élastiquement isotrope. La normale à la surface libre, dirigée vers l'extérieur du matériau est notée \mathbf{N} . Les vecteurs \mathbf{TO} , \mathbf{OD} et \mathbf{N} ne sont pas en général coplanaires. En vertu du théorème d'additivité en élasticité classique, le champ \mathbf{u} de la dislocation anguleuse TOD peut être décrit comme la somme de trois dislocations : l'une, orientée FOD, est rectiligne et émergente au point D ; son vecteur de

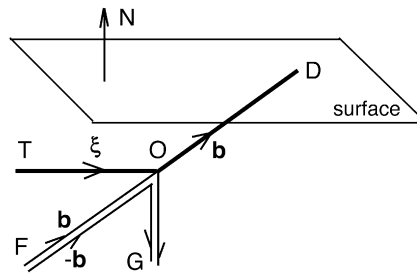


Fig. 1. Représentation schématique d'un milieu semi-infini qui contient une dislocation anguleuse TOD. Le brin TO est orienté par le vecteur unitaire ξ . Les orientations des brins de dislocations FO et OG (en traits minces) sont indiquées par des demi-flèches.

Fig. 1. Schematic representation of a semi-infinite medium that contains an angular dislocation TOD. The leg TO is oriented by the unit vector ξ . The orientations of the dislocation legs FO and OG (thin straight lines) are indicated by half arrows.

Burgers est \mathbf{b} ; les deux autres, orientées TOG et FOG, sont anguleuses. Elles ont un brin commun orienté selon \mathbf{OG} , opposé à \mathbf{N} , et ont pour vecteur de Burgers respectif \mathbf{b} et $-\mathbf{b}$. Le champ élastique de la dislocation FOD est donné par la solution de Yoffe [6]. Celui de chacune des dislocations FOG et TOG est fourni par la solution analytique de Comninou et Dundurs [7]. Rappelons que cette dernière solution est elle-même obtenue en sommant (a) les champs de deux dislocations anguleuses placées en milieu infini [8], avec des lignes placées symétriquement par rapport au plan fictif de la surface libre, et (b) des termes complémentaires calculés à partir de plusieurs fonctions harmoniques et spécifiques à chaque composante du vecteur de Burgers. L'application directe des champs des déplacements donnés dans [6,7] n'ayant pas donné satisfaction, nous avons cherché et trouvé des erreurs typographiques dans [7,8] (cf. Annexe A). Les calculs de contraste ont été ensuite exécutés en déterminant explicitement la fonction $\beta' = d(\mathbf{g} \cdot \mathbf{u})/dZ$ à insérer dans les équations de Howie–Whelan [9], expression dans laquelle \mathbf{u} est le champ des déplacements de la DF et \mathbf{g} est le vecteur de diffraction. Z est une variable d'intégration prise le long du faisceau électronique. La simplification et la vérification numérique de la fonction β' finale ont été particulièrement fastidieuses. L'image simulée d'une DF est construite comme dans la référence [10], excepté qu'ici le périmètre de l'image simulée a la forme d'un parallélogramme dont les côtés sont parallèles aux projections sur l'écran des deux brins de la dislocation anguleuse TOD.

3. Déformation plastique du film $\text{Si}_{0,68}\text{Ge}_{0,32}$ par émission de DFs

L'observation en MET (200 kV) indique qu'après élaboration par épitaxie et jet moléculaire à 350°C , un film d'épaisseur $h = 200$ nm reste cohérent avec le substrat monocristallin (001)Si [5,11], bien que le désaccord paramétrique à accommoder soit voisin de 1,4 % [11]. Après un recuit ultérieur de 10 mn environ à 350°C , un début de relaxation plastique du film est observé [12] : le système film/substrat diminue son énergie élastique interne en générant des DFs raccordées à des brins interfaciaux qui tendent à accommoder le désaccord paramétrique interfacial. La Fig. 2 illustre, pour $\mathbf{g}(2\ 2\ 0)$ et un faisceau d'électrons de direction \mathbf{B} dirigée vers la source d'électrons et proche de $\mathbf{N} = [001]$, l'une des sources de dislocations en surface (région notée S). Cette source a généré une demi-boucle de dislocation formée de trois segments dans le plan $(\bar{1}\bar{1}1)$. Cette demi-boucle est notamment formée de deux brins rectilignes émergents : le brin noté u , qui se déplace dans la direction $[110]$, et le brin v qui se déplace en sens opposé. Les topologies du contraste de ces deux brins sont différentes : au contraire du brin u qui présente deux lobes noirs prononcés, le brin v (de vecteur de Burgers opposé) a un contraste plutôt linéaire. Les deux flèches noires en haut à droite indiquent les sens de propagation de DFs qui glissent dans les plans $(1\bar{1}1)$ et $(\bar{1}\bar{1}1)$, selon deux directions $\langle 110 \rangle$ représentées en projection sur l'image. Il est intéressant de noter que les points d'émergence des DFs 1, 2, 3 et 4 sont bien alignés sur une même droite, ce qui n'est pas tout à fait le cas des traces laissées au voisinage immédiat de l'interface.

L'étude d'autres régions de la micrographie permet de conclure à plusieurs résultats. (a) Les plans de glissement des DFs sont les quatre plans $\{111\}$. (b) A l'exception d'un seul cas sur 75 DFs observés sur la micrographie (brin orienté $[11\bar{2}]$), ces brins sont tous orientés $[011]$, $[101]$, $[0\bar{1}1]$. Les directions de brins $\langle 110 \rangle$ sont bien connues dans le silicium déformé autour de 400°C , e.g. [13]. Pour une raison inexplicée, aucun brin n'a pu être repéré selon la quatrième orientation $[\bar{1}01]$. Il est possible que la rugosité de la surface libre ait une certaine anisotropie de forme, ce

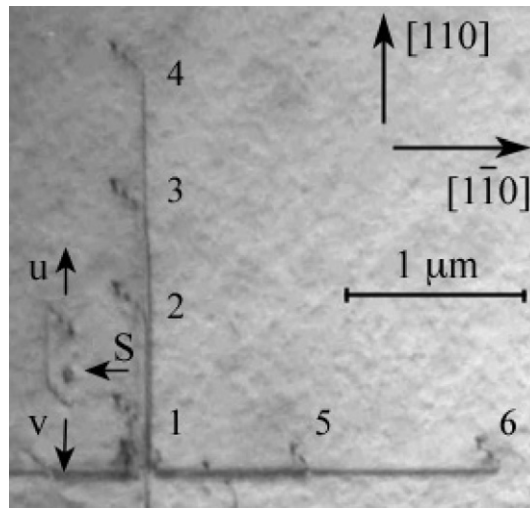


Fig. 2. Image expérimentale à deux ondes prise avec $g(220)$ du système $Si_{0.68}Ge_{0.32}/Si(001)$, après recuit à $350^\circ C$ pendant 10 mn. Source de demi-boucles de dislocations en S. Glissement des dislocations filantes 1, 2, 3, 4, 5, 6 le long des directions u and v .

Fig. 2. Two-beam experimental image taken with $g(220)$ of the $Si_{0.68}Ge_{0.32}/Si(001)$ system after annealing at $350^\circ C$ for 10 mn. Half loop dislocation source in S. Glide of threading dislocations 1, 2, 3, 4, 5, 6 along directions u and v .

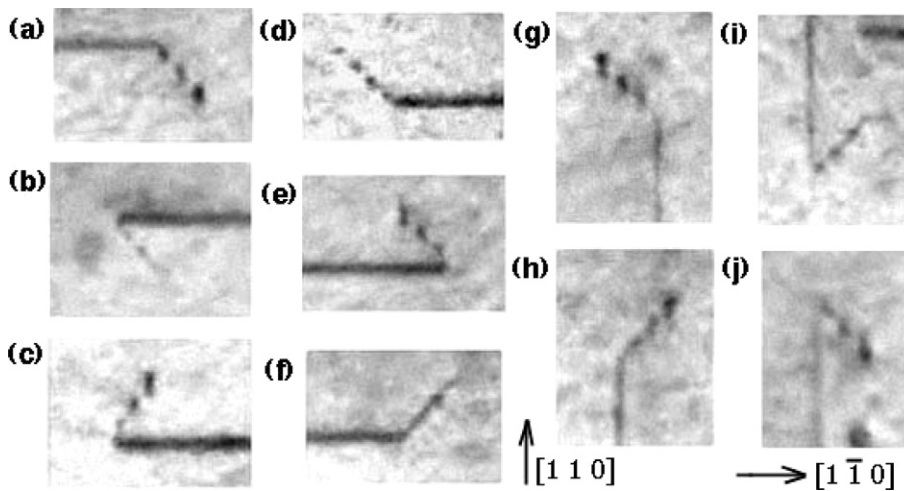


Fig. 3. Images expérimentales à deux ondes prises avec $g(220)$ de 10 dislocations filantes de tête. Elles sont toutes vis avec les vecteurs de Burgers suivants : (a) $1/2[0\bar{1}1]$, (b) $-1/2[0\bar{1}1]$, (c) $1/2[101]$, (d) $1/2[011]$, (e) $-1/2[011]$, (f) $-1/2[101]$, (g) $-1/2[011]$, (h) $1/2[101]$, (i) $-1/2[101]$, (j) $1/2[0\bar{1}1]$. Tous les produits $g \cdot b$ sont égaux à ± 1 .

Fig. 3. Two-beam experimental images taken with $g(220)$ of 10 leading threading dislocations. They are all screw with the following Burgers vectors (a) $1/2[0\bar{1}1]$, (b) $-1/2[0\bar{1}1]$, (c) $1/2[101]$, (d) $1/2[011]$, (e) $-1/2[011]$, (f) $-1/2[101]$, (g) $-1/2[011]$, (h) $1/2[101]$, (i) $-1/2[101]$, (j) $1/2[0\bar{1}1]$. All the $g \cdot b$ products are equal to ± 1 .

qui induirait une distribution de sources de dislocations ne respectant pas la symétrie quaternaire [14]. (c) La Fig. 3 représente 10 exemples de DFs de tête liées à divers glissements. Pour ces exemples, l'application de notre programme de simulation d'images montre sans ambiguïté que chacune de ces DFs est toujours à caractère vis, tandis que l'autre brin auquel elle est reliée est à 60° , avec une composante coin interfaciale toujours favorable à l'accommodation du misfit paramétrique de 1,4 %, ce qui est remarquable. En effet, en terme d'énergie de ligne, l'énergie élastique interne stockée de la dislocation coudée est rendue minimum par une partie émergente vis [15] et une partie interfaciale qui tend à relaxer le désaccord paramétrique. Il est aussi intéressant de noter, sur les images expérimentales de la Fig. 3, que les DFs ayant des vecteurs de Burgers opposés n'ont pas la même topologie de contraste (par exemple Figs. 3(a)

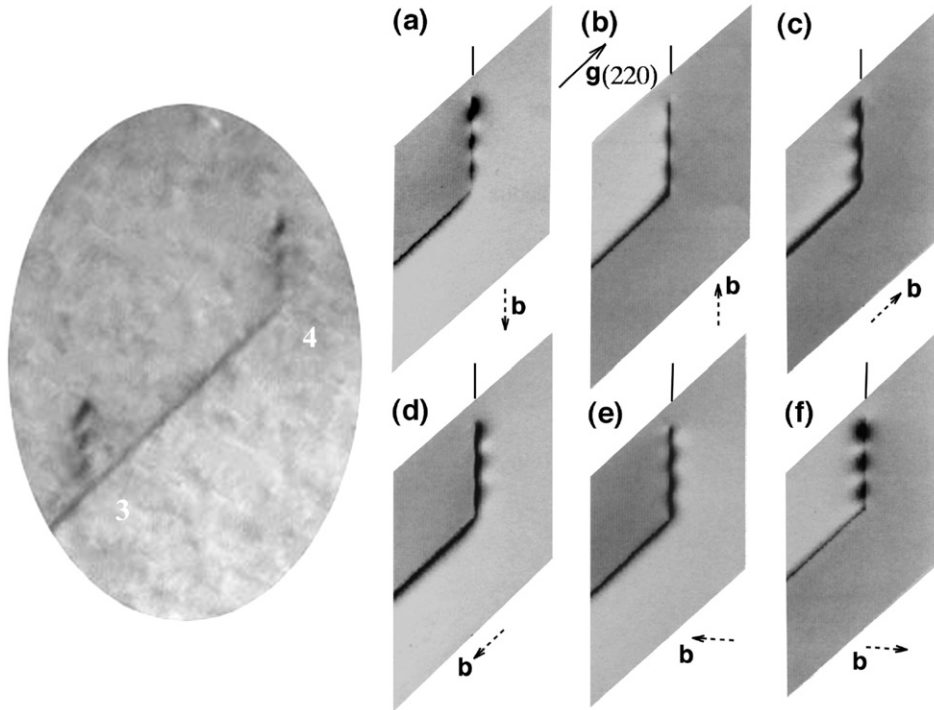


Fig. 4. Comparaison des contrastes des dislocations filantes 3 et 4 (Fig. 2), représentées dans l'ovale, et des contrastes d'images simulées avec les six vecteurs de Burgers possibles parallèles au plan de glissement ($1\bar{1}1$): (a) $-1/2[011]$, (b) $1/2[011]$, (c) $1/2[110]$, (d) $-1/2[110]$, (e) $1/2[101]$, (f) $-1/2[101]$. Données de simulation : coefficient de Poisson du silicium = 0,218 ; $\mathbf{B} = [1\bar{1}25]$; absorption anormale = 0,09, distance d'extinction $\xi_g = 96$ nm ; écart à l'orientation de Bragg $s \cdot \xi_g = 1,0$; épaisseur estimée du substrat = 300 nm.

Fig. 4. Comparison between the contrasts of threading dislocations 3 and 4 (Fig. 2) represented in the oval and those of simulated images with the six possible Burgers vectors parallel to the glide plane ($1\bar{1}1$): (a) $-1/2[011]$, (b) $1/2[011]$, (c) $1/2[110]$, (d) $-1/2[110]$, (e) $1/2[101]$, (f) $-1/2[101]$. The other data are the following: Poisson ratio of silicon = 0.218; $\mathbf{B} = [1\bar{1}25]$; anomalous absorption = 0.09, extinction distance $\xi_g = 96$ nm; departure from the Bragg orientation $s \cdot \xi_g = 1.0$; estimated thickness of the substrate = 300 nm.

et 3(b)), ce qui montre que les effets de relaxation élastique sont importants à prendre en compte dans les calculs de simulation (voir aussi la demi-boucle dans la région S, Fig. 2). Il est notable aussi de constater que les vecteurs de Burgers des DFs 1 à 6, Fig. 2, sont identiques, soit $-1/2[011]$. Les contrastes des DFs 1 à 4 ne sont pas tout à fait les mêmes que ceux des DFs 5 et 6, notamment à cause de la différence d'inclinaison des brins par rapport à la direction du faisceau d'électrons. Soulignons aussi que les deux DFs de tête 4 et 6, pour lesquelles $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = -1$, laissent derrière elles des dislocations à 60° qui ont des contrastes nettement différents. Ceci s'explique simplement en notant que le contraste de ces deux dislocations, placées assez loin des surfaces libres, dépend aussi de leur produit scalaire respectif $\mathbf{g} \cdot (\mathbf{b} \wedge \boldsymbol{\xi})$, cf. [9], lequel vaut respectivement 0 et 1,414 (en valeur absolue) pour les dislocations 4 et 6.

Un exemple de détermination du vecteur de Burgers d'une DF est donné sur la Fig. 4, pour la DF de tête notée 4, en supposant successivement l'un des six vecteurs de Burgers possibles $1/2\langle 110 \rangle$ du plan de glissement ($1\bar{1}1$). La topologie des contrastes de l'image expérimentale est conforme à celle de l'image simulée Fig. 4(a) pour laquelle $\mathbf{b} = -1/2[011]$: annulation du contraste au raccordement à l'interface, décroissance des lobes de contraste à partir du haut de l'image. L'outil de simulation est donc très efficace puisqu'une seule image expérimentale de DF est suffisante ici pour identifier son vecteur de Burgers.

4. Conclusion

- (a) Le film mince du système $\text{Si}_{0,68}\text{Ge}_{0,32}/\text{Si}(001)$ commence à se relaxer à partir de sources de surface qui émettent des demi-boucles de dislocations. L'implication de la rugosité de la surface libre dans la création de sources de DFs avait déjà été constatée dans [12], mais le non respect de la symétrie quaternaire des glissements n'avait pas été souligné.

- (b) Le programme de simulation de contraste qui permet d'inclure la relaxation élastique d'une dislocation anguleuse s'est avéré efficace pour rendre compte de la topologie du contraste d'une DF. Pour le système observé, toutes les DFs sont à caractère vis et se propagent le long des quatre plans denses {111} en laissant des dislocations à 60° à l'interface film/substrat (approximativement) rectilignes. Puisque les DFs sont vis, elles peuvent être mobiles par glissement dévié multiple, phénomène déjà observé en topographie de RX [16] pour le système GaAs/Ge construit avec un substrat relativement mince. Ce phénomène conduit naturellement à la multiplication des dislocations interfaciales à 60° dans les directions (110) de l'interface.
- (c) La possibilité de pouvoir calculer le contraste d'une dislocation anguleuse en milieu semi-infini ouvre de nouvelles perspectives intéressantes pour l'étude des défauts des films très minces. Par exemple, il devient possible d'aborder l'étude des contrastes d'une dislocation qui peut être de forme polygonale, en forme de S ou Z [17]. Un autre cas plus difficile peut aussi être abordé : celui d'une dislocation ayant une ligne courbe, éventuellement non plane. Ces dislocations ont des contrastes complexes qui peuvent en effet être traités par une sommation discrète de dislocations anguleuses adjacentes.

Annexe A

Certaines expressions des champs élastiques des réf. [6–8] renferment des erreurs typographiques. Certaines ont été corrigées dans la réf. [18]. Pour les champs des déplacements, il faut ajouter les corrections suivantes :

- a) dans [8], à la 5ème ligne de la page 164, remplacer $+(1 - 2\sigma)$ par $-(1 - 2\sigma)$.
- b) dans [7], et compte tenu des conventions de signe de la Fig. 1 du présent texte, il faut effectuer les modifications suivantes :
- dans les expressions qui donnent le champ v_i^∞ ($i = 1, 2, 3$) dû aux deux dislocations angulaires en milieu infini, changer le signe du vecteur de Burgers dans le premier membre des expressions (5)–(7), (14)–(16), (22), (23) et (24). De plus, dans l'expression (23) : changer $\log(R + \bar{z}_3)$ en $\log(\bar{R} + \bar{z}_3)$; changer le dénominateur $\bar{R}(\bar{R} - \bar{z}_3)$ en $\bar{R}(\bar{R} + \bar{z}_3)$.
 - dans les expressions qui donnent le champ complémentaire v_i^c (à ajouter à v_i^∞ pour annuler les contraintes de surface libre), changer le signe du vecteur de Burgers dans le premier membre des expressions (10)–(12), (19)–(21), (27), (28), et (29). De plus, dans l'expression (27) de v_1^c : changer le dénominateur $\bar{R} + \bar{y}_2$ en $\bar{R} + \bar{y}_3$; changer $y^2 \cos \beta$ en $y_2 \cos \beta$. Enfin, le deuxième membre de l'expression (28) doit aussi être corrigé : le facteur du terme $(1 - 2\nu)$, en accolades, doit être remplacé par

$$\begin{aligned}
 & -\sin \beta \log(\bar{R} + \bar{z}_3) - (\bar{y}_3 - 2a) \frac{d\bar{F}}{dy_2} + ay_2 \frac{d^2\bar{F}}{dy_2^2} - \frac{y_2 \sin \beta}{\bar{R} + \bar{z}_3} \left(\frac{y_2}{\bar{R}} \right) - a \left(\frac{y_2}{\bar{R}} \right)^2 \\
 & \times \left(\frac{y_1}{(\bar{R} + \bar{y}_3)^2} - \frac{\bar{z}_1}{(\bar{R} + \bar{z}_3)^2} \right) - \frac{a}{\bar{R}} \left(\frac{\bar{z}_1}{\bar{R} + \bar{z}_3} - \frac{y_1}{\bar{R} + \bar{y}_3} \right) \left(1 - \frac{y_2^2}{\bar{R}^2} \right)
 \end{aligned}$$

Références

- [1] O.M. Braun, Y.S. Kivshar, *The Frenkel–Kontorova Model. Concepts, Methods and Applications*, Springer-Verlag, Berlin, 2004.
- [2] J.H. Van der Merwe, in: M.H. Francombe, H. Sato (Eds.), *Single Crystal Films*, Pergamon, New York, 1964, p. 139.
- [3] P. Politi, G. Grenet, A. Marty, A. Ponchet, J. Villain, *Instabilities in molecular beam epitaxy and similar growth techniques*, Phys. Rep. 12 (2000) 271–404.
- [4] P.M. Mooney, *Strain relaxation and dislocations in SiGe/Si structures*, Mater. Sci. Eng. R 17 (1996) 105–146.
- [5] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakowskii, M.A. Revenko, L.V. Sokolov, *Origination of misfit dislocations at the surface during the growth of GeSi/Si(001) films by low-temperature (300–400 °C) molecular-beam epitaxy*, Semiconductors 40 (2006) 319–326, ISSN 1063-7826. Traduit du russe.
- [6] E.H. Yoffe, *A dislocation at a free surface*, Philos. Mag. 6 (1961) 1147–1155.
- [7] M. Comninou, J. Dundurs, *The angular dislocation in a half space*, J. Elasticity 5 (1975) 203–216.
- [8] E.H. Yoffe, *The angular dislocation*, Philos. Mag. 5 (1960) 161–175.
- [9] P. Hirsch, A. Howie, R.B. Nicholson, D.W. Pashley, M.J. Whelan, *Electron Microscopy of Thin Crystals*, 2ème édition révisée, R.E. Krieger Pub., Malabar, FL, 1977.
- [10] R. Bonnet, M. Loubradou, *Crystalline defects in a B.C.T. Al₂Cu(θ) single crystal obtained by unidirectional solidification along [001]*, Phys. Status Solidi A 194 (1) (2002) 173–191.

- [11] F. Houdellier, M.J. Hÿtch, E. Snoek, M.J. Casanove, High-resolution electron holography for the study of composition and strain in thin film semiconductors, *Mater. Sci. Eng. B* 135 (2006) 188–191.
- [12] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakowskii, M.A. Revenko, L.V. Sokolov, Direct observations of dislocation half-loops inserted from the surface of the GeSi heteroepitaxial film, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 6140–6142.
- [13] K. Wessel, H. Alexander, On the mobility of partial dislocations in silicon, *Philos. Mag.* 35 (1977) 1523–1536.
- [14] M.T. Currie, S.B. Samavedam, T.A. Langdo, C.W. Leitz, E.A. Fitzgerald, Controlling threading dislocation densities in Ge on Si using graded SiGe layers and chemical-mechanical polishing, *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998) 1718–1720.
- [15] P.M. Hazzledine, H.P. Karnthaler, E. Wintner, *Philos. Mag.* 32 (1975) 81–97.
- [16] B. Pichaud, M. Putero, N. Burle, Elemental dislocation mechanisms involved in the relaxation of heteroepitaxial semiconducting systems, *Phys. Status Solidi A* 171 (1999) 251–265.
- [17] Y. Atici, Study of threading dislocations in the plan-view sample of SiGe/Si(001) superlattices by transmission electron microscopy, *J. Electron. Mater.* 34 (2005) 612–616.
- [18] S.J. Shaibani, P.M. Hazzledine, The displacement and stress fields of a general dislocation close to a free surface of an isotropic solid, *Philos. Mag. A* 44 (1981) 657–665.