

Analyse du contraste d'un sous-joint de torsion (0 0 1) dans le silicium en MET à deux ondes

Roland Bonnet^{a*}, Karine Rousseau^b, Frank Fournel^c

^a Institut national polytechnique de Grenoble, Laboratoire de thermodynamique et physico-chimie métallurgiques (unité mixte de recherche associée au CNRS 5614), École nationale supérieure d'électrochimie et d'électrometallurgie de Grenoble, Domaine universitaire, BP 75, 38402 Saint Martin d'Hères, France

^b CEA-Grenoble, Département de recherche fondamentale sur la matière condensée, SP2M, ME, 17, rue des Martyrs, 38054 Grenoble cedex 09, France

^c LETI, CEA département des technologies silicium, 17, rue des Martyrs, 38054 Grenoble cedex 09, France

Reçu le 11 décembre 2001 ; accepté le 21 mars 2002

Note présentée par Guy Laval.

Résumé

Une image d'un sous-joint de torsion (001) du silicium, obtenue en MET à deux ondes, est interprétée de façon quantitative au moyen de la théorie dynamique de la diffraction des électrons. Les caractéristiques du contraste sont discutées en fonction de l'épaisseur de la lame mince et des effets éventuels de relaxation élastique du sous-joint dans la lame mince. *Pour citer cet article* : R. Bonnet et al., *C. R. Physique 3 (2002) 657–663*. © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

contraste / sous-joint de torsion / dislocation / silicium

Contrast analysis of a (0 0 1) twist sub-boundary in silicon in two beam TEM.

Abstract

A quantitative analysis of the image of a low angle (001) twist boundary in silicon is performed using the two-beam dynamical theory of electron diffraction. The contrast features are discussed as functions of the thickness of the foil and possible elastic relaxation effects of the low angle twist boundary in the thin foil. *To cite this article*: R. Bonnet et al., *C. R. Physique 3 (2002) 657–663*. © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

contrast / low angle twist boundary / dislocation / silicon

Abridged English version

Recent advances in wafer bonding technologies of silicon crystals are now able to produce very regular buried crystalline interfaces and consequently self-organising surfaces [1,2]. The fine structures of the dislocation networks lying along such interfaces are generally studied by transmission electron microscopy (TEM) using two beam, weak beam or N-beam techniques [3–5], as applied in [6–9]. However, the experimental images of these networks have not yet been compared to theoretical images, a rather surprising fact since the principles of the numerical image simulation are well known for rectilinear dislocations [4,5,10]. In the present work, using a new numerical program, the change of the biperiodic contrast of a two

* Correspondence and reprints.

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

beam TEM image of a low angle (001) twist boundary in silicon is examined in terms of two parameters: (i) the local variation of the foil thickness; and (ii) the elastic relaxation of the dislocations due to the two parallel free surfaces of the thin foil. The silicon bicrystal is prepared from molecular adhesion of an ultrathin (001) layer (thickness = 25 nm) onto the (001) surface of a thick silicon wafer, as described in [2,11,12]. The observations, performed with a JEOL 4000EX microscope operating at 300 kV, show a (001) low angle boundary covered by a very regular square network of screw dislocations directed along $\langle 110 \rangle$ directions, the twist angle being equal to $0.44^\circ \pm 0.01^\circ$.

The elastic displacement field \mathbf{u} of the dislocation network has been calculated on different assumptions: free surfaces are ignored and dislocations are considered either as Volterra dislocations [13] or as misfit dislocations (MDs) as in [14]; stresses are relaxed along the two free surfaces of the foil and dislocations are MDs [15]. In [14,15] the periodic \mathbf{u} field of a single family of straight dislocations with a Burgers vector \mathbf{b} is expressed by a Fourier series expression. Incidentally, let us notice that in [15] some typographical corrections are required, indicated in the endnote. The \mathbf{u} field of a square network is derived by the addition of the contributions of two perpendicular families 1 and 2 of screw dislocations. The image contrast is calculated from the numerical integration of the Howie–Whelan equations [3] in which the function β' depends on the \mathbf{u} field. The integration is performed along a matter column with a height depending on the crystallographic direction of the electron beam \mathbf{B} , on the normal \mathbf{N} to the foil, and on the thickness of the foil $h = 25 + d$, where d is the spacing between the crystalline interface and the bottom free surface. In the following, \mathbf{B} and \mathbf{N} are respectively parallel to the directions $[001]$ and $[\bar{1}\bar{1}0]$, while Λ is the period vector. In the following, family 1 have dislocation lines chosen along $\mathbf{U} = [110]$, while family 2 have dislocation lines oriented at $+\pi/2$ of \mathbf{U} with respect to \mathbf{N} . In the calculated images, the vertical axis \mathbf{X}_3 is the projection of \mathbf{U} on the screen of the microscope. The diffracting vector is $\mathbf{g}(0\bar{4}0)$; the corresponding extinction distance is $\xi_g = 179.5$ nm [3].

Before considering the experimental image, it is interesting to consider the fictitious situation for which the period Λ would be very large, i.e. the case for which two Volterra screw dislocations cross at 90° (Fig. 1). The Burgers vector of the dislocation oriented along \mathbf{U} is $\mathbf{b}_1 = (1/2)[\bar{1}\bar{1}0]$ and, therefore, that of the second family is $\mathbf{b}_2 = (1/2)[1\bar{1}0]$. As a result, the (upper) layer lattice can be derived from the (lower) substrate lattice by a negative angle. The foil thickness h is taken as 50 nm. It is noteworthy that Fig. 1(a), calculated with no free surface relaxation, presents a much darker contrast at the bottom left of the image than in the same region of Fig. 1(b) which corresponds to a relaxed elastic field according [16]. Elastic relaxation is consequently quite noticeable for two crossing screw dislocations in a foil thickness equal to 50 nm.

Paradoxically, for the low angle twist boundary, this relaxation effect proves to be not very discernible since relaxation only introduces an intensity change of less than 1% compared to the non relaxing case. Figures 2(a) and 2(b) represent respectively the experimental image for $\mathbf{g}(0\bar{4}0)$ and a set of three calculated images for which the period Λ is 45.5 nm. In Fig. 2(b), the images are adjacent with a value d decreasing, from left to right, with values 25, 17.5 and 10 nm. Two small arrows indicate the projections of the Burgers vectors relative to the two screw dislocation families. The projected positions of two dislocation lines are indicated by small bold lines located along the \mathbf{X}_3 axis and at ordinate close to 0. The contrast pattern is characterised by black small and large crescents. The medium of the small crescent almost corresponds to the intersection point of two dislocations, similarly to the case of Figs. 1(a) and 1(b). The comparison of Figs. 2(a) and 2(b) indicates that the experimental d value is closer to 10 nm (right) than 25 nm (left) because, in the experimental image, the larger black crescents are continuous from one pattern to the next patterns.

The analytical expressions for \mathbf{u} , derived in [15] for relaxing MDs are consequently useful to predict in detail the contrast features of TEM images of such low angle dislocation networks. In principle, from now on, weak beam images of such interfaces [17] can be investigated numerically. The extension of this work to other interfacial planes than the cubic plane, for example, a close-packed plane [7], will be developed in the future.

1. Introduction

Depuis quelques années, les bicristaux obtenus par « adhésion moléculaire » de faces (001) de silicium sont de plus en plus étudiés car ils permettent de réaliser des motifs très réguliers à l'échelle nanométrique, propriété très recherchée actuellement pour fabriquer des substrats dits « auto-organisés », e.g. [1,2]. Leurs micro- et nano-structures sont notamment observées par microscopie électronique à transmission (MET), le plus souvent avec les techniques dites « en deux ondes » [3,4], « en faisceau faible » ou en mode « multi-ondes », e.g. [5]. Ces techniques sont largement utilisées pour contrôler la qualité des interfaces cristallines obtenues par pressage de monocristaux, à chaud [6–8] ou à température ambiante sous vide [9].

Cependant, il faut constater que l'image expérimentale d'un motif bipériodique de dislocations est rarement comparée avec des images théoriques, bien que le principe de la simulation numérique soit connu depuis longtemps pour les dislocations rectilignes [3,4,10]. Dans cette Note, à partir d'un programme de calcul approprié et de l'observation en MET à deux ondes d'un sous-joint de torsion (001) du silicium parallèle aux deux surfaces libres de la lame mince, nous examinons deux effets sur le contraste d'une image à contraste bipériodique : celui dû à une variation d'épaisseur de la lame mince et celui éventuellement induit par la relaxation élastique du sous-joint avec les surfaces libres de la lame mince.

2. Préparation de l'échantillon mince et observation

Le bicristal est fabriqué par « adhésion moléculaire » selon une technique développée récemment à Grenoble [2,11,12]. L'adhésion s'effectue à température et pression ambiantes par une légère pression locale des deux monocristaux, suivie d'un recuit de renforcement ($T > 1000$ °C) sans contrainte appliquée. L'un est un substrat massif de silicium monocristallin offrant une face (001) et l'autre un monocristal de silicium ultra mince ayant également des faces (001). Son épaisseur est constante à quelques plans atomiques près, égale à 25 nm en moyenne. Le joint obtenu s'étend de manière très régulière sur toute la surface d'adhésion, de l'ordre de 80 cm² actuellement. Cette régularité provient surtout de l'élimination radicale de toute dislocation émergeant (« threading dislocations » en anglais) à la surface libre du bicristal.

Les observations ont été effectuées en MET à deux ondes avec le microscope JEOL-4000EX opérant à 300 kV. Pendant l'observation, le cristal de 25 nm d'épaisseur est situé du côté du filament du microscope. Comme l'ont montré des auteurs précédents, e.g. [2,7,11,12], la géométrie du sous-joint de torsion (001) de bas angle, dans le silicium, est formée d'un motif carré de dislocations vis d'orientation $\langle 110 \rangle$. La référence [2] indique qu'elles sont en fait dissociées sur une distance de quelques nanomètres. Dans le présent travail, les dislocations sont considérées comme non dissociées et strictement parallèles aux deux surfaces libres de la lame mince.

3. Le champ élastique des déplacements d'une famille de dislocations coplanaires et parallèles aux deux surfaces libres d'une lame très mince

Pour évaluer l'effet de la relaxation élastique sur le contraste de l'image, trois hypothèses de calcul ont été utilisées. Le champ élastique u des déplacements de chaque famille de dislocations est calculé :

- Soit par des glissements successifs de dislocations de matrice ; le champ des contraintes ne se relaxe pas aux surfaces [13] ;
- Soit par un rattrapage périodique des misfits interfaciaux ; autrement dit il n'y a pas de déformation plastique ; le champ des contraintes ne se relaxe pas aux deux surfaces libres dans cette référence [14] ;
- Soit comme en (b) mais le champ des contraintes se relaxe aux surfaces libres [15].

Dans [14,15], le champ u est développé sous la forme d'une série de Fourier dans un repère cartésien lié à l'interface cristalline. Il est applicable à une famille de dislocations de misfit identiques, de vecteur de Burgers b quelconque, réparties périodiquement sur une hétéro-interface plane. Il accommode des écarts paramétriques et/ou angulaires. Dans [15], il est compatible avec l'absence de contrainte appliquée le long des deux surfaces libres de la lame mince. En appliquant le principe de superposition en élasticité, il est donc

possible de déterminer le champ u de deux familles orthogonales de dislocations de misfit à caractère vis qui se relaxent dans la lame mince. La fonction β' des équations de la théorie dynamique des électrons [3] s'en déduit sans difficulté par dérivation en tenant compte de l'orientation cristallographique spécifique de la lame mince lors de la prise de vue.¹

4. Notations. Calcul du contraste

Les notations et conventions utilisées ci-dessous sont similaires à celles utilisées dans [10] : N est la normale ascendante à la lame mince ; B est la direction ascendante au faisceau électronique. L'une des lignes de dislocation, de direction orientée U , est projetée sur le plan de la feuille suivant l'axe orienté X_3 . La distance d'extinction correspondant au vecteur de diffraction g est ξ_g . L'épaisseur totale de la lame mince est notée h tandis que la distance de la dislocation à la surface inférieure de la lame mince est notée d . Il s'ensuit que (en nm) $h = 25 + d$. Le programme de calcul permet d'évaluer les intensités transmises et diffractées correspondant à une surface carrée de sous-joint incorporant neuf périodicités. Bien entendu, en projection sur l'écran, ce carré se transforme en parallélogramme. Le programme est conçu pour tracer automatiquement, à côté de l'image, des flèches indiquant l'orientation de g et la projection du vecteur de Burgers b de la dislocation orientée selon U .

Lorsque la double période Λ du motif augmente indéfiniment le contraste au voisinage de deux dislocations de misfit qui se coupent à 90° doit tendre vers celui de deux dislocations de matrice sécantes. Ceci a pu être vérifié pour des dislocations vis, en utilisant pour la comparaison le champ u calculé par Leibfried et Dietze [16], cf. Fig. 1. Sur ces figures, l'échelle en nanomètre est indiquée le long de l'axe vertical orienté X_3 , projection de la ligne de cœur $U // [1\ 1\ 0]$ d'une dislocation vis. La flèche en haut et à droite des deux images indique son vecteur $b = (1/2)[\bar{1}\ \bar{1}\ 0]$. La deuxième dislocation vis a une direction de ligne et un vecteur de Burgers qui se déduisent de b par rotation de 90° autour de N , soit $(1/2)[1\ \bar{1}\ 0]$. L'effet de relaxation est révélé sur la Fig. 1(b) par l'absence du contraste noir qui se trouve dans le coin en bas et à gauche de la Fig. 1(a). Les tailles des petits croissants centraux sont aussi un peu différentes.

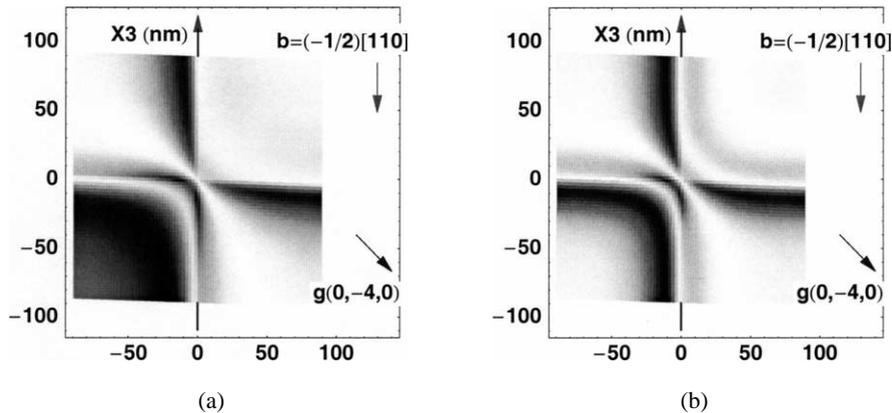


Figure 1. Simulations de deux dislocations vis dans le silicium, sécantes à 90° dans le plan moyen de la lame mince. Calcul dans deux hypothèses : (a) le champ u s'applique à un milieu infini ; (b) u s'applique à une lame mince limitée par deux faces parallèles. Les données sont : $N = [00\ 1]$; $B = [\bar{1}\ 7\ 0\ 64]$; $g(0\ 4\ 0)$; $\xi_g = 179,5$ nm [3] ; $d = 25$ nm ; paramètre d'extinction $w = 2,5$; absorption anormale = 0,09. Pour l'ensemble des deux images, le plus bas (haut) des minimums (maximums) d'intensité, soit 0,326 (0,890) est représenté par un contraste noir (blanc).

Figure 1. Simulations of two screw dislocations in silicon, crossing at 90° in the (001) plane. Two assumptions are used: (a) the u field applies to an infinite medium; (b) u applies in a thin foil limited by two parallel faces. The data are: $N = [00\ 1]$; $B = [\bar{1}\ 7\ 0\ 64]$; $g(0\ 4\ 0)$; $\xi_g = 179.5$ nm [3]; $d = 25$ nm; extinction parameter: $w = 2.5$; anomalous absorption = 0.09. For the set of the two images, the smaller (larger) minimum (maximum) of intensity, i.e. 0.326 (0.890) is represented by a black (white) contrast.

Pour le sous-joint du silicium, une image en champ noir « multi-ondes », avec B proche de $N = [001]$, a d'abord été prise pour bien repérer les lignes de cœur des dislocations [7,17] et donc bien mesurer la période du motif carré, estimée égale à $\Lambda = 45,5$ nm. Comme le paramètre du silicium est égal à $a = 0,357$ nm [18], l'angle de torsion est évalué, en valeur absolue, à $\psi = a/(\Lambda\sqrt{2}) = 0,48^\circ$. Compte tenu de l'étalonnage en rotation « image/diffraction » du microscope, il est facile de vérifier que les lignes de cœur des dislocations sont bien parallèles aux directions $\langle 110 \rangle$ du cristal.

En MET à deux ondes les effets de moiré [3] sur le contraste local n'est pas décelable. La Fig. 2(a) est une image expérimentale sur laquelle le vecteur de diffraction $g(0\bar{4}0)$ a été indiqué par une flèche, avec la convention que la direction verticale est la direction de l'axe orienté X_3 , projection de la direction $U//[110]$ parallèle à la première famille de dislocations. Ces dernières ont donc un vecteur de Burgers $b_1 = (-1/2)[110]$. Pour les calculs, l'orientation commune aux lignes de dislocations perpendiculaires à U se déduit de U par une rotation $+\pi/2$ autour de N . À cause de la symétrie quaternaire du sous-joint autour de N , le vecteur de Burgers b_2 de cette deuxième famille de dislocations se déduit de la première famille par rotation de $+\pi/2$ autour de N . Pour les simulations, l'épaisseur h a été estimée en admettant une variation linéaire de l'épaisseur depuis le bord du trou de la lame mince et en mesurant la largeur de la zone sans dislocation autour du trou, largeur qui correspond à l'amincissement central du cristal ultramince.

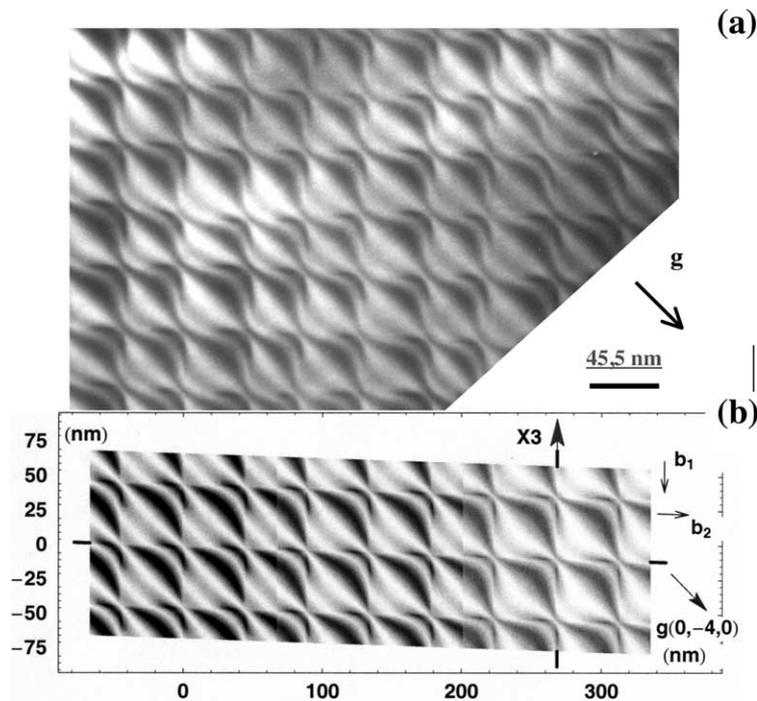


Figure 2. Sous-joint de torsion (001) dans le silicium. Comparaison des contrastes obtenus : (a) pour une image expérimentale d'un réseau carré de dislocations de misfit vis (période = 45,5 nm). Désorientation : $0,48^\circ$; (b) pour trois images calculées ($d = 25, 17,5$ et 10 nm, de gauche à droite). Le plus bas (haut) des trois minimums (maximums) d'intensité, soit $0,346$ ($0,910$) est représenté par un contraste noir (blanc).

Figure 2. Low angle (001) twist boundary in silicon. Comparison of the obtained contrasts: (a) for an experimental image of a square network of misfit dislocations ($\Lambda = 45.5$ nm). Misorientation: 0.48° ; (b) for three calculated images ($d = 25, 17.5, 10$ nm from left to right). The smaller (larger) of the three minimums (maximums) of intensity, i.e. 0.346 (0.910) is represented by a black contrast (white).

5. Résultats

Les trois hypothèses de calcul (a)–(c) mentionnées ci-dessus donnent quasiment les mêmes images théoriques du sous-joint. Les plus grandes différences d'intensité en un même point de sortie de la lame mince n'atteignent pas en effet 1%. La Fig. 2(b) est un montage représentant trois images juxtaposées, calculées pour $\mathbf{b}_1 = (-1/2)[1\ 1\ 0]$ et $\mathbf{b}_2 = (1/2)[1\ \bar{1}\ 0]$ dans l'hypothèse (c) la plus rigoureuse. Elles sont obtenues à partir des mêmes données que celles utilisées pour les Fig. 1 excepté pour d qui prend ici trois valeurs décroissantes de gauche à droite : $d = 25, 17,5$ et 10 nm respectivement. La projection de la ligne de cœur de l'une des dislocations de la deuxième famille est indiquée par deux petits traits colinéaires dont les positions moyennes (en ordonnée) sont proches de 0. Pour des vecteurs de Burgers opposés à \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 , les images calculées se déduisent de Fig. 2(b) par une rotation globale de 180° . Ces dernières ne correspondent donc pas du tout à l'image expérimentale. En conséquence, les vecteurs $\mathbf{b}_1 = (-1/2)[1\ 1\ 0]$ et $\mathbf{b}_2 = (1/2)[1\ \bar{1}\ 0]$ sont identifiés sans ambiguïté. Compte tenu de ces résultats, en appliquant la « règle du mouvement » de Bollmann [19], on en déduit immédiatement que si l'on considère le cristal inférieur comme fixe, la désorientation autour de N du cristal supérieur est négative.

À l'intérieur d'un motif carré délimité par quatre dislocations, le contraste apparaît sous la forme de deux croissants noirs, un petit et un gros. Le milieu du petit croissant correspond presque aux points d'intersection des dislocations, comme pour le cas de deux dislocations vis isolées et perpendiculaires (Fig. 1(b)). La comparaison des Figs. 2(a) et 2(b) indique que la valeur d de l'image expérimentale est plus proche de 10 nm (à droite) que de 25 nm (à gauche). En effet, les gros croissants sont continus à droite comme dans l'image expérimentale.

6. Conclusion

Les images du sous-joint de torsion (001) du silicium paraissent peu sensibles à la relaxation élastique dans la lame mince, bien que cet effet soit net pour deux dislocations vis isolées, sécantes à 90° , toutes choses étant égales par ailleurs. L'image du sous-joint a un contraste moins accentué dans les zones plus minces de la lame. Avec le programme élaboré, les effets d'épaisseur et de relaxation élastique dans une lame très mince (quelques dizaines de nanomètres) peuvent dorénavant être discutés avec précision pour ce type de joints à structure bipériodique. D'autres paramètres influant sur le contraste pourront à l'avenir être abordés quantitativement, comme celui de l'étendue et du sens de la dissociation des dislocations vis [17], ainsi que des conditions de diffraction multi-ondes. Le programme de calcul présenté dans ce travail ouvre aussi la voie à la simulation d'images de motifs hexagonaux de dislocations liés à des sous-joints d'orientations différentes de (001), par exemple, les sous-joints d'orientation (111) [7].

¹ Toutefois, avant d'appliquer les expressions développées dans [15], il faut corriger plusieurs erreurs typographiques. Expressions (5) et (7) : le terme $(1+k)$ doit être changé en $(-1+k)$. Expression (8) : 2^{ème} ligne, le facteur $+k$ doit être changé en $-k$. Expression (14) : le terme $+2h^-n\omega$ doit être changé en $-2h^-n\omega$. Expression (16) : le facteur k doit être changé en $-k$. Expression (20) : 4^{ème} ligne, le terme $\dots + (1+2hn\omega)\dots$ doit être changé en $\dots \times (1+2h^+n\omega)\dots$

Références bibliographiques

- [1] A. Bourret, How to control the self organization of nanoparticles by bonded thin layers, *Surf. Sci.* 432 (1999) 37–53.
- [2] F. Fournel, H. Moriceau, N. Magnea, J. Eymery, J.L. Rouvière, K. Rousseau, B. Aspar, Ultra-thin silicon films directly bonded onto silicon wafers, *Mater. Sci. Engng. B* 73 (2000) 42–46.
- [3] P. Hirsch, A. Howie, R.B. Nicholson, D.W. Pashley, M.J. Whelan, in : *Electron Microscopy of Thin Crystals*, 2nd édition, Krieger, Malabar, FL, USA, 1977, p. 252.
- [4] A.K. Head, P. Humble, L.M. Clarebrough, A.J. Morton, C.T. Forwood, in : S. Amelinckx, R. Gevers, J. Nihoul (Eds.), *Computed Electron Micrographs and Defect Identification*, North-Holland, Amsterdam, 1973.

- [5] D.B. Williams, C.B. Carter, *Transmission Electron Microscopy, Imaging III*, Plenum Press, New York, 1996.
- [6] T. Schober, R.W. Balluffi, Quantitative observation of misfit dislocations arrays in low and high angle twist grain boundaries, *Philos. Mag.* 21 (1970) 109–123.
- [7] H. Föll, D. Ast, TEM observations on grain boundaries in sintered silicon, *Philos. Mag. A* 40 (1979) 589–610.
- [8] M. Dupeux, H. Rouault-Rogez, P. Willemin, Chemical and structural characterization of $\gamma(\text{Ni})/\gamma'(\text{Ni}_3\text{Al})$ diffusion bonded interfaces, in: M.H. Yoo, W.A.T. Clark, C.L. Briant (Eds.), *Interfacial Structure, Properties and Design*, Materials Research Society Symposium Proceedings, Vol. 122, 1988, pp. 169–174.
- [9] H. Takagi, R. Maeda, T.R. Chung, T. Suga, Room temperature bonding of silicon wafers by the surface activation method, in: *Interface Science and Materials Interconnection*, Proceedings of JIMIS-8, The Japan Institute of Metals, 1996, pp. 169–172.
- [10] R. Bonnet, A.J. Morton, Contraste en M.E.T. à deux ondes d'une dislocation rectiligne parallèle à la surface libre d'un cristal anisotrope, *Philos. Mag. A* 56 (1987) 815–830.
- [11] F. Fournel, H. Moriceau, N. Magnea, J. Eymery, D. Buttard, J.L. Rouvière, K. Rousseau, B. Aspar, Nanometric patterning with ultrathin twist bonded silicon wafers, *Thin Solid Films*, in press.
- [12] H. Moriceau, F. Fournel, O. Rayssac, A.M. Cartier, C. Morales, S. Pocas, M. Zussy, E. Jalaguier, B. Biasse, B. Bataillou, A.M. Papon, C. Lagahe, B. Aspar, C. Maleville, F. Letertre, B. Ghydelen, T. Barge, Overview on some recent advances in wafer bonding technologies, submitted.
- [13] A.R. Thölen, On the ambiguity between moiré fringes and the electron diffraction contrast from closely spaced dislocations, *Phys. Status Solidi A* 2 (1970) 537–550.
- [14] R. Bonnet, Periodic displacement and stress fields near a phase boundary in the isotropic elasticity theory, *Philos. Mag. A* 43 (1981) 1165–1187.
- [15] R. Bonnet, Une lame mince biphasée déformée par une dislocation interfaciale, *C. R. Acad. Sci. Paris Sér. II* 318 (1994) 289–295.
- [16] G. Leibfried, H.D. Dietze, Zur Theorie der Schraubenversetzung, *Z. Phys.* 126 (1949) 790–808.
- [17] K. Rousseau, J.L. Rouvière, F. Fournel, H. Moriceau, Structural characterization of ultra-thin (001) silicon films bonded onto (001) silicon wafers: a transmission electron microscopy study, *Mater. Sci. Semicond. Proc.* 4 (2001) 101–104.
- [18] B.D. Cullity, *Elements of X-ray Diffraction*, 3rd edition, Addison–Wesley, Reading, USA, 1967, p. 484.
- [19] W. Bollmann, *Crystal Defects and Crystalline Interfaces*, Springer-Verlag, Berlin, 1970, p. 48.