



**HAL**  
open science

## Défauts bidimensionnels dans le composé Fe<sub>3</sub>Ga de structure DO19

M. Fagot, J. Bras, J.J. Couderc, J.P. Peyrade

► **To cite this version:**

M. Fagot, J. Bras, J.J. Couderc, J.P. Peyrade. Défauts bidimensionnels dans le composé Fe<sub>3</sub>Ga de structure DO19. Journal de Physique, 1975, 36 (11), pp.1115-1121. 10.1051/jphys:0197500360110111500 . jpa-00208356

**HAL Id: jpa-00208356**

**<https://hal.science/jpa-00208356>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
Physics Abstracts  
7.168

## DÉFAUTS BIDIMENSIONNELS DANS LE COMPOSÉ $\text{Fe}_3\text{Ga}$ DE STRUCTURE $\text{DO}_{19}$

M. FAGOT, J. BRAS, J. J. COUDERC et J. P. PEYRADE

Laboratoire de Physique des Solides associé au C.N.R.S.  
I.N.S.A. Département de Physique, avenue de Rangueil, 31077 Toulouse, Cedex, France

(Reçu le 16 mai 1975, accepté le 24 juin 1975)

**Résumé.** — Des défauts de croissance bidimensionnels sont observés par microscopie électronique dans le composé  $\text{Fe}_3\text{Ga}$  de structure  $\text{DO}_{19}$  hors d'équilibre : ce sont des parois d'antiphase et des défauts d'empilement. Les parois d'antiphase occupent des plans de bas indices et semblent avoir comme axe de zone la direction de croissance.

Les défauts d'empilement sont intrinsèques ( $2\Delta$ ) et leur type est soit complexe soit de surstructure. L'existence des défauts complexes qui perturbent l'environnement des premiers voisins a été mise en évidence sans ambiguïté par des champs sombres de surstructure.

**Abstract.** — Two-dimensional growth defects are observed by electron microscopy in the  $\text{DO}_{19}$  compound  $\text{Fe}_3\text{Ga}$  when out of equilibrium. There are antiphase boundaries and stacking faults. Antiphase boundaries are located in low index planes and seem to have their growth direction as zone axis.

Stacking faults are intrinsic ( $2\Delta$ ) and may be superlattice or complex faults. Using superlattice dark fields we have clearly revealed complex faults which perturb the environment of the nearest neighbours.

**1. Introduction.** — L'étude des défauts bidimensionnels dans les composés de structure  $\text{DO}_{19}$  a été principalement effectuée sur des composés tels que  $\text{Mg}_3\text{Cd}$  [1 à 4],  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  [5] et  $\text{Ti}_3\text{Al}$  [6]. Ces composés ont une structure hexagonale ordonnée (Fig. 1) à laquelle sont associés deux types de vecteurs d'antiphase :  $\frac{1}{6}\langle 11\bar{2}0 \rangle$  et  $\frac{1}{6}\langle 10\bar{1}0 \rangle$  (<sup>1</sup>).

Dans  $\text{Mg}_3\text{Cd}$  et  $\text{Ti}_3\text{Al}$ , on a observé par microscopie électronique des parois d'antiphase thermiques isotropes ainsi que des parois de déformation situées principalement dans les plans prismatiques  $\{10\bar{1}0\}$ . Leurs vecteurs d'antiphase étaient exclusivement du type  $\frac{1}{6}\langle 11\bar{2}0 \rangle$ .

Le composé  $\text{Fe}_3\text{Ga}$  que nous étudions prend la structure  $\text{DO}_{19}$  au-dessus de 600 °C environ [7]. Au-dessous de cette température, le composé a une structure  $\text{Ll}_2$  dont nous avons précédemment étudié les défauts [8, 9, 10, 11].

L'alliage étudié est à 27 % at. de gallium. Pour faire apparaître des défauts bidimensionnels, les échantillons (diamètre = 3 mm,  $e = 100 \mu$ ) sont portés à 950 °C pendant quelques heures pour être mis en solution solide cubique centrée désordonnée, puis sont soumis à un maintien isotherme de 2 à 4 h

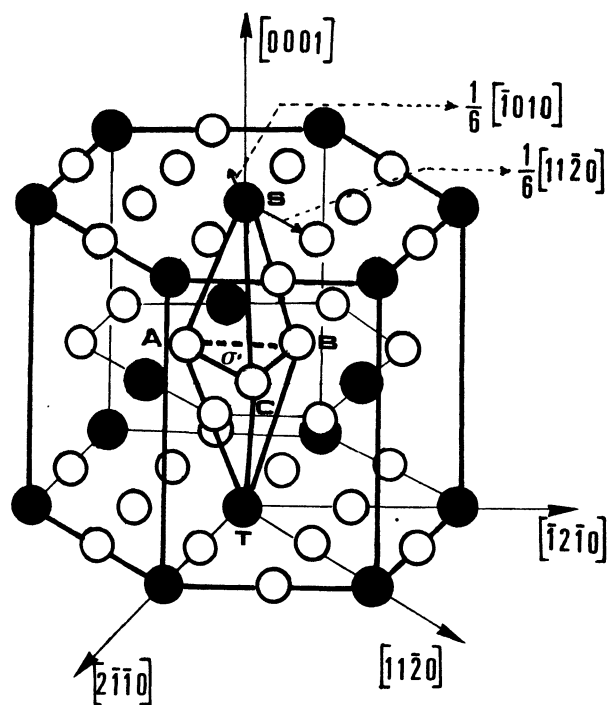


FIG. 1. — Double tétraèdre de Thompson dans la maille de structure  $\text{DO}_{19}$ . Deux vecteurs d'antiphase possibles  $C\sigma$  et  $AC$  sont représentés. ● Atomes de Ga. ○ Atomes de Fe.

(<sup>1</sup>) On utilise la notation de Miller-Bravais à 4 indices dans le réseau direct.

à 610 °C pour faire précipiter la phase DO<sub>19</sub>. Notons que, comme pour la phase Ll<sub>2</sub>, cette précipitation s'effectue dans une matrice ordonnée de structure DO<sub>3</sub>. Après polissage électrolytique, les échantillons sont observés par microscopie électronique en transmission à 100 KV.

**2. Dislocations imparfaites et défauts bidimensionnels dans la structure DO<sub>19</sub>.** — Pour décrire succinctement les dislocations imparfaites et les principaux déplacements possibles dans cette structure compacte (ABABAB ou  $\Delta\nabla\Delta\nabla\Delta\nabla\Delta$ ), nous utiliserons le double tétraèdre de Thompson proposé par Berghezan *et coll.* [12] orienté comme l'indique la figure 1, le point T (atome de gallium) étant toujours sur la face d'entrée des électrons dans le cristal et situé dans un plan A.

**2.1 DÉPLACEMENTS DANS LE PLAN BASAL.** — Les dislocations imparfaites (du type Shockley) de vecteur de Burgers  $\sigma\mathbf{A} = \frac{1}{6} [0\bar{1}10]$ ,  $\sigma\mathbf{B} = \frac{1}{6} [\bar{1}100]$  ou  $\sigma\mathbf{C} = \frac{1}{6} [10\bar{1}0]$  limitent à droite d'après nos conventions [9] un défaut d'empilement intrinsèque ( $\mathbf{R} = \mathbf{A}\sigma, \mathbf{B}\sigma, \mathbf{C}\sigma$ )  $2\Delta$  créé par un déplacement après un plan B. La séquence d'empilement devient en effet ABABAB<sup>+</sup>CACA ou  $\Delta\nabla\Delta\nabla\Delta\Delta^*\Delta\nabla\Delta$ . Ce déplacement, équivalent à  $\frac{1}{6} \langle 112 \rangle$  dans la structure Ll<sub>2</sub>, crée aussi un défaut d'ordre (noté par un astérisque dans la séquence d'empilement) comme l'a montré Marcinkowski [13]. Suivant la terminologie proposée par Kear *et coll.* [14, 15], il s'agit donc d'un défaut intrinsèque complexe (DIC). Par contre un déplacement, toujours après un plan B,  $\mathbf{R} = 2\sigma\mathbf{A}, 2\sigma\mathbf{B}$  ou  $2\sigma\mathbf{C}$  conduit à un défaut intrinsèque ( $2\Delta$ ) pur ou défaut de surstructure (DIS). La dislocation qui borde peut se décomposer comme dans la structure Ll<sub>2</sub> suivant le modèle de Kear :  $2\mathbf{A}\sigma = \sigma\mathbf{B} + \mathbf{A}\sigma + \sigma\mathbf{C}$ . Si ces déplacements ont lieu après un plan A, leur signe change et le défaut est de nature  $2\nabla$  (séquence ABABA<sup>+</sup>CBCBC).

Enfin, les dislocations imparfaites ordinaires AB, BC ou CA limitent des parois d'antiphase (PAP) de vecteur  $\mathbf{p} = \frac{1}{6} \langle 11\bar{2}0 \rangle$  ou défauts d'ordre pur. Elles peuvent se dissocier en dislocations de Shockley suivant le modèle de Marcinkowski :  $\mathbf{AB} = \mathbf{A}\sigma + \sigma\mathbf{B}$ .

**2.2 TRANSLATIONS DANS UN PLAN DIFFÉRENT DU PLAN BASAL.** — Les dislocations imparfaites dont le vecteur de Burgers est perpendiculaire au plan basal ( $\mathbf{b} = \pm \sigma\mathbf{S}$  et  $\pm \sigma\mathbf{T}$ ) conduisent à des défauts extrinsèques  $3\Delta$  (ou  $3\nabla$ ); la séquence devient par exemple ABABCABAB ou  $\Delta\nabla\Delta\Delta\Delta\Delta\nabla\Delta$ . Ces défauts qui peuvent théoriquement être aussi bien complexes (*mauvaise* position du plan C) que de surstructure sont obtenus par exemple par précipitation de lacunes ou d'interstitiels.

Une telle boucle de défaut peut être cisailée par une dislocation de Shockley du type  $\sigma\mathbf{A}$  pour donner un défaut d'énergie plus faible bordé par des dislocations du type  $\mathbf{S}\sigma + \sigma\mathbf{A} = \mathbf{SA}$ . Ainsi les déplacements

$\mathbf{SA} = \frac{1}{6} [0\bar{1}1\bar{3}], \mathbf{SB} = \frac{1}{6} [\bar{1}10\bar{3}]$  ou  $\mathbf{SC} = \frac{1}{6} [10\bar{1}\bar{3}]$  créent un défaut d'empilement complexe  $1\Delta$  : ABAB<sup>+</sup>CBC ou  $\Delta\nabla\Delta\Delta^*\nabla\Delta\nabla$ . Les déplacements AT, BT et CT créent un défaut analogue  $1\nabla$ . Ces défauts peuvent être considérés comme intrinsèques. Si la dislocation imparfaite qui balaye le défaut est du type  $2\mathbf{A}\sigma$ , il y a création d'un défaut  $1\Delta$  (ou  $1\nabla$ ) de surstructure. Le vecteur déplacement sera par exemple

$$\mathbf{R} = \mathbf{S}\sigma + 2\mathbf{B}\sigma = \mathbf{SA} + \mathbf{BC} = \frac{1}{6} [2\bar{2}0\bar{3}].$$

Nous nous proposons de déterminer les vecteurs de déplacement des différents défauts observés. Pour cela, nous pouvons soit identifier les dislocations imparfaites qui bordent les défauts (cf. 2.1 et 2.2), soit analyser le contraste de ces derniers en champ sombre sur une réflexion de surstructure.

**2.3 CONTRASTE DES DÉFAUTS.** — En calculant le déphasage créé par le défaut dans la théorie dynamique de la diffraction à 2 ondes  $\alpha = 2\pi\mathbf{g}\cdot\mathbf{R}$ , on arrive rapidement aux constatations pratiques suivantes :

a) Les parois d'antiphase ( $\mathbf{p} = \frac{1}{6} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ ) apparaissent seulement en champ sombre de surstructure ( $h$  et  $k$  impairs ou mixtes). Elles sont invisibles en champ sombre fondamental ( $h$  et  $k$  pairs).

b) Tous les défauts d'empilement  $1\Delta$  et  $2\Delta$  présentent un contraste avec des réflexions  $\{h0\bar{h}l\}$ , qu'ils soient complexes ou de surstructure (sauf pour  $h = 6n$ ). Les défauts  $3\Delta$  sont visibles avec un contraste de paroi ( $\alpha = \pi$ ) pour des réflexions en position de Bragg du type  $\{hkjl\}$  avec  $l$  impair; ils sont invisibles pour  $l$  pair.

c) Les défauts  $1\Delta$  et  $2\Delta$  complexes sont visibles avec un contraste de paroi ( $\alpha = \pi$ ) avec 2 sur 3 des réflexions de surstructure du type  $hkjl$  avec  $h - k = 3n$  et  $l$  pair, tandis qu'ils sont toujours invisibles ( $\alpha = 0$  ou  $2\pi$ ) avec toutes les réflexions fondamentales correspondantes. Les défauts de surstructure  $1\Delta$  et  $2\Delta$  sont invisibles dans les 2 cas (voir Tableau I).

TABLEAU I

Valeurs de  $\alpha = 2\pi\mathbf{g}\cdot\mathbf{R}$  pour des réflexions de surstructure du type  $11\bar{2}l$  ( $h - k = 3n$ ,  $l$  pair) et les réflexions fondamentales correspondantes

$l$ pair, g	$\mathbf{R}$					
	$\sigma\mathbf{A}$	$\sigma\mathbf{B}$	$\sigma\mathbf{C}$	$2\mathbf{A}\sigma$	$2\mathbf{B}\sigma$	$2\mathbf{C}\sigma$
$11\bar{2}l$	$\pi$	0	$\pi$	$2\pi$	0	$2\pi$
$22\bar{4}l$	$2\pi$	0	$2\pi$	$2\pi$	0	$2\pi$
$1\bar{2}1l$	$\pi$	$\pi$	0	$2\pi$	$2\pi$	0
$2\bar{4}2l$	$2\pi$	$2\pi$	0	$2\pi$	$2\pi$	0
$211l$	0	$\pi$	$\pi$	0	$2\pi$	$2\pi$
$422l$	0	$2\pi$	$2\pi$	0	$2\pi$	$2\pi$

D'autre part, en faisant un calcul analogue à celui de Blank *et coll.* [16], on peut conclure que la nature des franges extérieures en champ sombre fondamental apporte une information supplémentaire.

TABLEAU II A

Valeurs du déphasage  $\alpha = 2\pi g \cdot \mathbf{R}$  pour des défauts d'empilement de différente nature et des réflexions fondamentales ( $h, k$  pairs)

g \ R	$\langle \mathbf{SA} \rangle$ ou $\langle \mathbf{SA} + \mathbf{BC} \rangle$	$\langle \mathbf{AT} \rangle$ ou $\langle \mathbf{AT} + \mathbf{BC} \rangle$	$\langle \sigma \mathbf{A} \rangle$ ou $\langle 2 \mathbf{A} \sigma \rangle$	$\langle \mathbf{A} \sigma \rangle$ ou $\langle 2 \sigma \mathbf{A} \rangle$
	1 $\Delta$ ABABCBCB	1 $\nabla$ ABABACAC	2 $\Delta$ ABABABCAC	2 $\nabla$ ABABACBC
$h - k = 3n + 1$				
$l = 2n$	$\frac{2\pi}{3}$	$-\frac{2\pi}{3}$	$-\frac{2\pi}{3}$	$\frac{2\pi}{3}$
$l = 2n + 1$	$-\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{3}$	$-\frac{2\pi}{3}$	$\frac{2\pi}{3}$
$h - k = 3n - 1$				
$l = 2n$	$-\frac{2\pi}{3}$	$\frac{2\pi}{3}$	$\frac{2\pi}{3}$	$-\frac{2\pi}{3}$
$l = 2n + 1$	$\frac{\pi}{3}$	$-\frac{\pi}{3}$	$\frac{2\pi}{3}$	$-\frac{2\pi}{3}$

TABLEAU II B

Nature des franges extérieures d'après le signe de  $\sin \alpha$  (C : frange claire ; S : frange sombre)

g \ Défaut	1 $\Delta$		1 $\nabla$		2 $\Delta$		2 $\nabla$	
	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie
$h - k = 3n + 1$								
$l = 2n$	C	S	S	C	S	C	C	S
$l = 2n + 1$	S	C	C	S	S	C	C	S
$h - k = 3n - 1$								
$l = 2n$	S	C	C	S	C	S	S	C
$l = 2n + 1$	C	S	S	C	C	S	S	C

Les résultats, rassemblés sur les tableaux II A et II B, montrent en effet qu'à l'aide de deux images en champ sombre fondamental, l'une pour  $l$  pair, l'autre pour  $l$  impair, on peut différencier les défauts 1  $\Delta$  et 2  $\Delta$  : par exemple, avec  $(h - k)$  appartenant à la même famille, si la nature des franges extérieures est la même pour ces deux images de défaut est de nature 2  $\Delta$ , sinon il est de nature 1  $\Delta$ .

De plus, la connaissance de l'inclinaison du défaut par rapport à la lame permet de déterminer si ce défaut est par exemple 2  $\Delta$  ou 2  $\nabla$ .

Ces considérations sont valables quel que soit le type du défaut (complexe ou de surstructure).

3. Observation par microscopie électronique. —

3.1 PAROIS D'ANTIPHASE. — Les micrographies des figures 2, 3, 4 et 5 montrent quelques configurations caractéristiques de parois d'antiphase et de défauts d'empilements observés en champ sombre de surstructure.

plus souvent à moins de 20° des plans prismatiques  $\{10\bar{1}0\}$  (Fig. 2). Elles peuvent aussi occuper un plan  $\{11\bar{2}0\}$  (Fig. 3) et plus rarement un plan voisin



FIG. 2. — Parois d'antiphase (a, b, c, d, e, f), défauts d'empilement (A, B). Champ sombre de surstructure 0111. Le plan des parois (b et c) est voisin de  $(0\bar{1}10)$ . Parois a, c, e :  $\mathbf{p} = \frac{1}{2} [11\bar{2}0]$ ; Parois b, d :  $\mathbf{p} = \frac{1}{2} [1210]$ .



FIG. 3. — Parois d'antiphase (a, b, c, d, e) et défauts d'empilement (A, B, C, D). Champ sombre de surstructure 0112. Le plan des parois est voisin de  $(2\bar{1}10)$ .

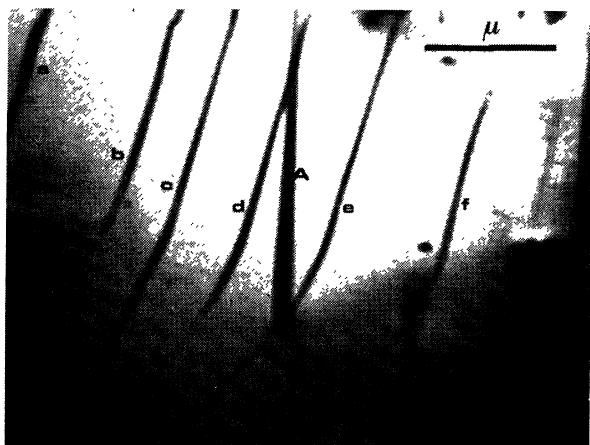


FIG. 4. — Parois d'antiphase (a, b, c, d, e, f) et défauts d'empilement (A, B). Champ sombre de surstructure  $1\bar{1}01$ . Le plan des parois est voisin de  $(02\bar{2}1)$ .

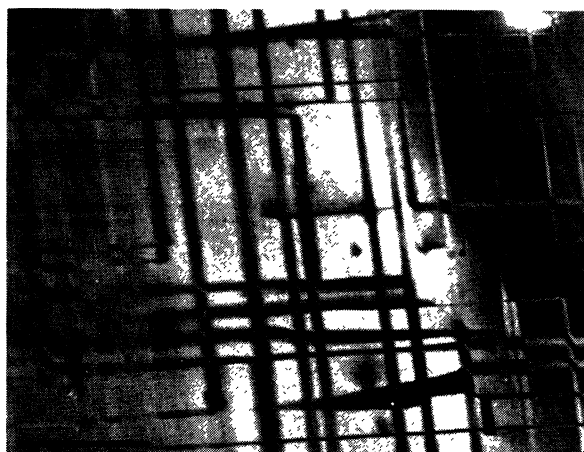
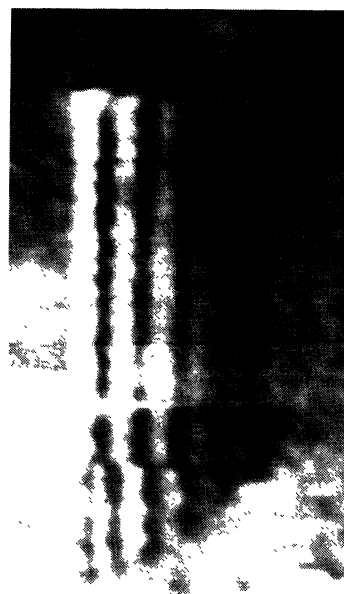


FIG. 5. — Les parois d'antiphase (traces horizontales) intersectent les défauts d'empilement (traces verticales) en faisant des angles voisins de  $90^\circ$ . Champ sombre de surstructure  $10\bar{1}1$ .

FIG. 6. — Défaut d'empilement  $2\Delta$ . Le plan de la lame est voisin de  $(\bar{1}102)$ . (La frange d'entrée est à gauche). a) Champ sombre  $\bar{g} = 0220$  ( $h - k = 3n - 1$  et  $l$  pair). b) Champ sombre  $\bar{g} = \bar{2}201$  ( $h - k = 3n - 1$  et  $l$  impair). c) Champ sombre  $\bar{g} = \bar{2}02\bar{1}$  ( $h - k = 3n + 1$  et  $l$  impair).

a)



b)



c)



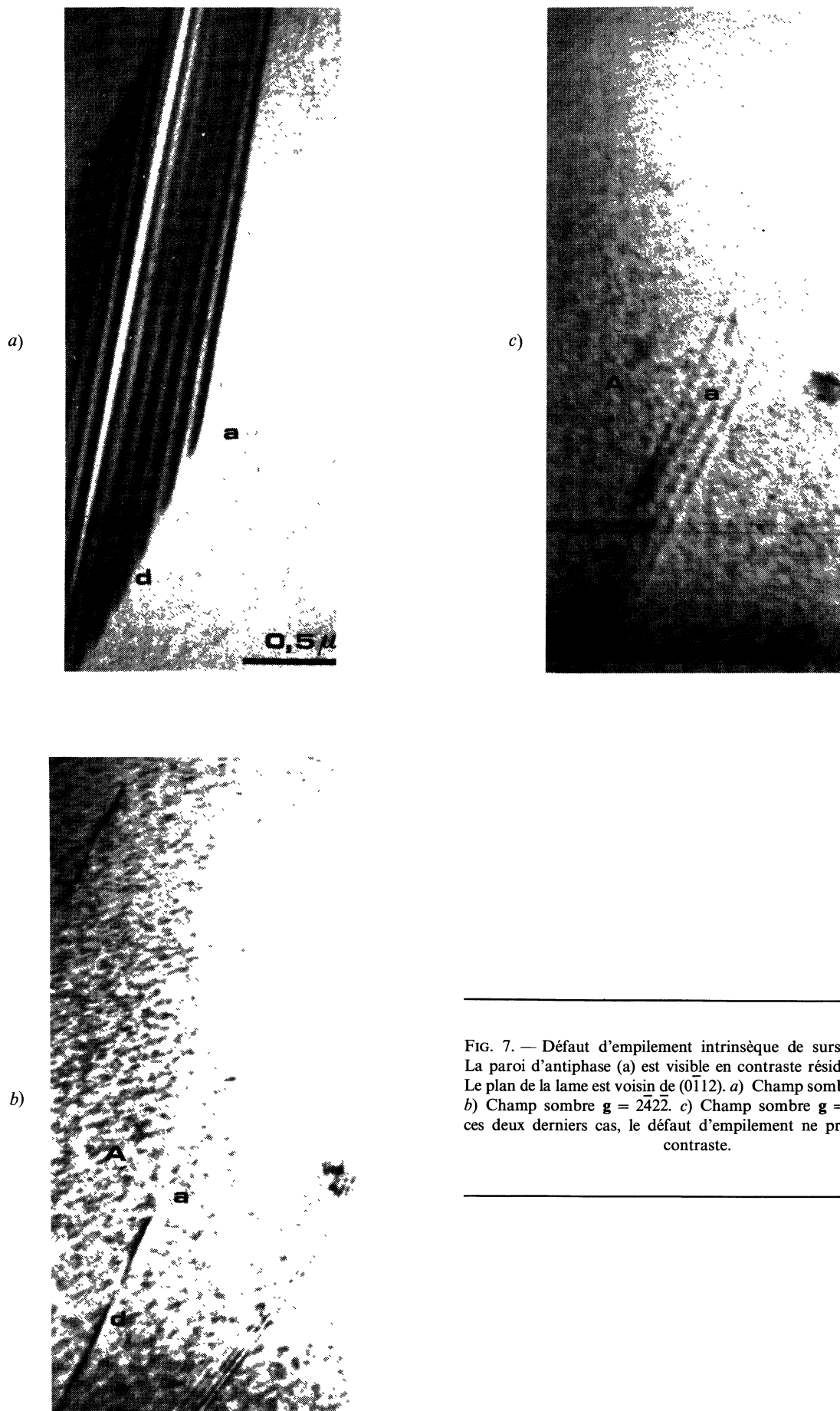


FIG. 7. — Défaut d'empilement intrinsèque de surstructure (A). La paroi d'antiphase (a) est visible en contraste résiduel (Fig. 7c). Le plan de la lame est voisin de  $(0\bar{1}12)$ . a) Champ sombre  $\mathbf{g} = 02\bar{2}1$ . b) Champ sombre  $\mathbf{g} = 24\bar{2}2$ . c) Champ sombre  $\mathbf{g} = \bar{2}242$ . Dans ces deux derniers cas, le défaut d'empilement ne présente aucun contraste.

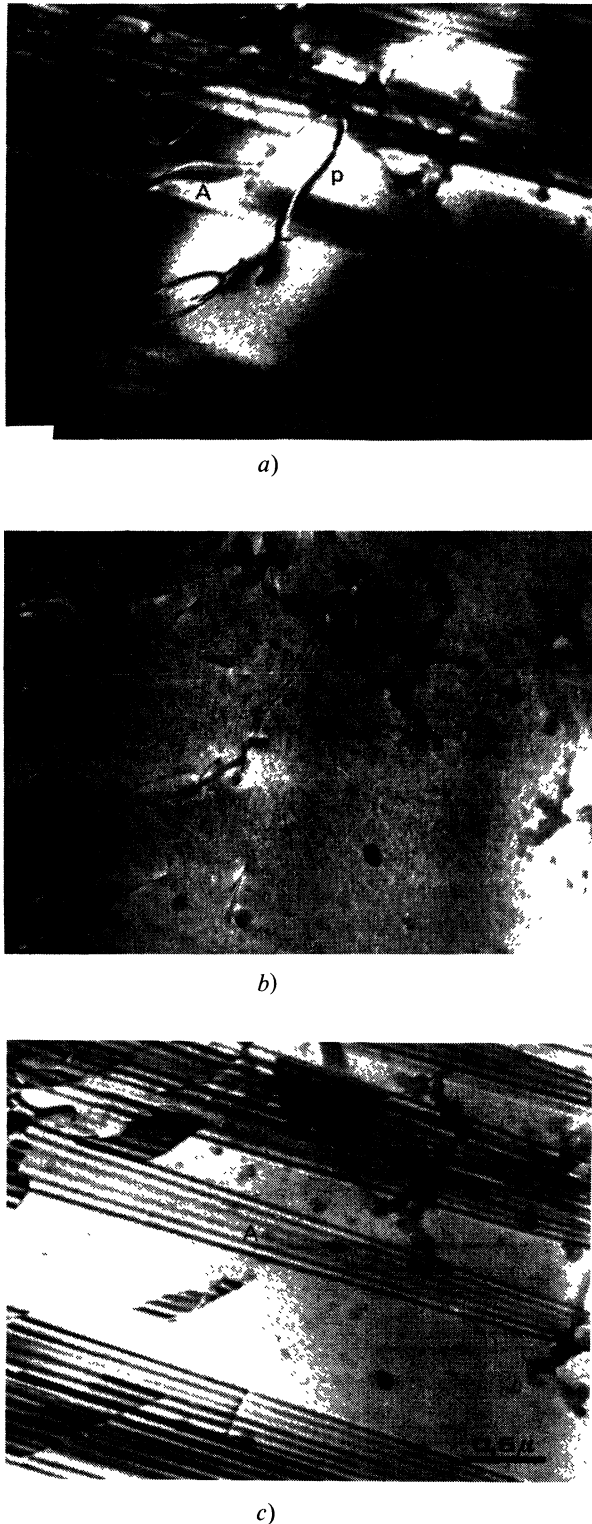


FIG. 8. — Défaut intrinsèque (A) complexe et paroi d'antiphase (p). a) Champ sombre de surstructure  $g = 11\bar{2}0$ . b) Champ sombre fondamental  $g = 22\bar{4}0$ . c) Champ clair  $g = \bar{2}021$ .

du plan pyramidal  $\{2\bar{0}21\}$  (Fig. 4). D'une manière générale, elles se trouvent le plus souvent dans des plans du type  $\{hkj0\}$  (Fig. 5) donc normaux au plan des défauts d'empilement (plan basal).

Les configurations de parois sont un peu analogues à celles que nous avons observées dans le composé

$\text{Fe}_3\text{Ga}$  de structure  $\text{Ll}_2$  [8, 9] : les parois peuvent soit être limitées par des dislocations imparfaites de vecteurs de Burgers  $\frac{1}{6}\langle 11\bar{2}0 \rangle$ , soit être issues de l'extrémité de défauts d'empilement (voir Fig. 3 et 5), soit former des boucles fermées comme les parois thermiques (voir Fig. 2). En champ clair ou en champ sombre fondamental, elles présentent souvent (cf. par exemple Fig. 7b, c et Fig. 8b) un contraste résiduel qui a vraisemblablement la même origine que celui que nous avons étudié dans la phase de structure  $\text{Ll}_2$  [11] : il serait dû à une ségrégation des atomes en excès sur la paroi d'antiphase.

3.2 DÉFAUTS D'EMPILEMENT. — En utilisant les tableaux II A et B, nous n'avons identifié dans nos échantillons que des défauts d'empilement intrinsèques  $2\Delta$  ou  $2\nabla$  comme le montrent, par exemple, les micrographies des figures 6a, b, c réalisées pour  $g = 02\bar{2}0$ ,  $g = 220\bar{1}$  et  $g = 20\bar{2}1$ . Le plan de la lame étant voisin de  $(\bar{1}102)$ , on peut en conclure que, puisque la frange d'entrée est claire (Fig. 6a, b) le défaut est de nature  $2\Delta$ . Les dislocations qui bordent ces défauts auront donc des vecteurs de Burgers  $\pm \frac{1}{6}\langle 10\bar{1}0 \rangle$  ou  $\frac{1}{3}\langle 10\bar{1}0 \rangle$ .

Cependant, cette méthode ne permet pas de savoir si le défaut est complexe ou de surstructure. Pour résoudre ce problème, nous avons cherché à identifier les dislocations imparfaites qui bordent un défaut et, s'il y a lieu, la paroi d'antiphase qui est issue de ce dernier. Ainsi, sur les figures 7a, b, c nous avons déterminé le vecteur de déplacement du défaut A (de nature  $2\Delta$ ). Le vecteur d'antiphase de la paroi a (visible en contraste résiduel pour  $g = 22\bar{4}2$ ) est déterminé par 2 champs sombres de surstructure indépendants :  $p = AC = \frac{1}{6}[11\bar{2}0]$ ; d'autre part la dislocation imparfaite d invisible pour  $g = 02\bar{2}1$  (Fig. 7a),  $g = 22\bar{4}2$  (Fig. 7c) et visible pour  $g = 24\bar{2}2$  (Fig. 7b) a pour vecteur de Burgers  $b = \pm \sigma B$  (en admettant comme critère d'invisibilité des dislocations  $g \cdot b = 0$  ou  $\pm \frac{1}{3}$ ) (cf. Tableau III). Le déplacement total correspondant au défaut A peut être suivant le signe de p

$$R_A = AC + B\sigma = 2\sigma C$$

ou 
$$R_A = CA + B\sigma = 2\sigma A$$

( $b = \sigma B$  entraîne  $R_A = 2C\sigma$  ou  $2A\sigma$ , c'est-à-dire un défaut  $2\nabla$  incompatible avec la nature des franges extérieures). Il s'agit donc d'un défaut de surstructure.

Des défauts complexes  $R = \frac{1}{6}\langle 10\bar{1}0 \rangle$  ont aussi été observés. Leur mise en évidence se fait d'une manière plus rapide et plus directe en utilisant des images en champ sombre de surstructure sur des réflexions  $hkjl$  (avec  $h - k = 3n$  et  $l = 2n$ ). Un travail analogue a d'ailleurs été fait par les auteurs pour la structure  $\text{Ll}_2$  [10]. Le défaut A, par exemple, de la figure 8, visible pour  $g = 11\bar{2}0$  (Fig. 8a) avec un contraste de paroi, est invisible pour  $g = 22\bar{4}0$  (Fig. 8b) : Il s'agit donc d'un défaut complexe (cf.

Tableau I). Notons qu'à l'intersection du défaut avec la paroi **p**, le contraste en champ sombre de surstructure (Fig. 8a) est nul

$$(\alpha = 2 \pi \mathbf{g}(\mathbf{R}_A + \mathbf{R}_p) = 2 \pi).$$

A notre connaissance, c'est la première fois que des défauts de ce type sont caractérisés sans ambiguïté dans la structure DO<sub>19</sub>. Hanshi et Paalassalo [5] pensent avoir mis en évidence un défaut complexe analogue dans Ni<sub>3</sub>Sn, mais leur analyse n'est pas démonstrative et, à notre avis, conduirait plutôt à un défaut de surstructure ( $\mathbf{R} = \frac{1}{3} \langle 10\bar{1}0 \rangle$ ).

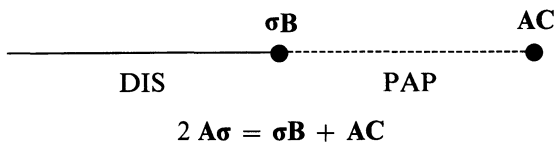
TABLEAU III

Valeurs de **g · b** pour quelques réflexions fondamentales

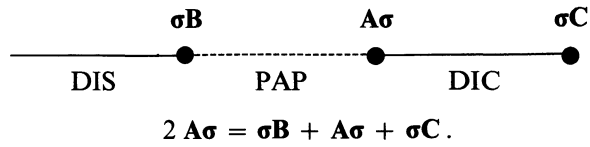
<b>g</b> \ <b>b</b>	Aσ	Bσ	Cσ	2 Aσ	2 Bσ	2 Cσ
$\frac{02\bar{2}1}{224\bar{2}}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{4}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$
$\frac{224\bar{2}}{242\bar{2}}$	-1	0	-1	-2	0	-2
$\frac{242\bar{2}}{242\bar{2}}$	-1	1	0	-2	2	0

4. **Discussion. Origine des défauts.** — L'origine des défaut d'empilement observés en cours de précipitation et par conséquent hors équilibre est vraisemblablement lié à la croissance de la phase DO<sub>19</sub>. La température de maintien isotherme choisie, voisine de celle de la transformation Ll<sub>2</sub> → DO<sub>19</sub> pour laquelle l'énergie de défaut est nulle, favorise l'apparition de défauts de croissance pendant la précipitation et la coalescence de la phase étudiée.

Nous avons remarqué que le plus souvent les parois d'antiphase sont issues de l'extrémité des défauts d'empilement. Lorsque le défaut est de surstructure ( $\mathbf{R} = \frac{1}{3} \langle 10\bar{1}0 \rangle$ ), il est bordé par une dislocation de vecteur de Burgers  $\frac{1}{6} \langle 10\bar{1}0 \rangle$  et se prolonge par la paroi suivant le schéma :



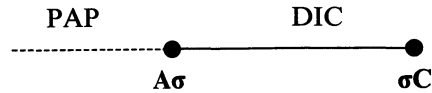
ou



Les défauts d'empilement complexes

$$(\mathbf{R} = \frac{1}{6} \langle 10\bar{1}0 \rangle)$$

engendrent eux aussi, excepté dans le cas où ils sont limités par un dipôle (Aσ, σA), une paroi d'antiphase :



Les parois ainsi créées ne sont donc pas des parois thermiques classiques. Elles ne semblent pas non plus être des parois de déformation car elles ne sont pas rigoureusement planes comme dans le cas de Mg<sub>3</sub>Cd ou de Ni<sub>3</sub>Sn. Il semble donc que les parois soient, comme dans le composé Fe<sub>3</sub>Ga de structure Ll<sub>2</sub> [8], des parois de croissance engendrées par des défauts de croissance.

Nous avons aussi noté que les parois occupent souvent des plans voisins de {10 $\bar{1}$ 0}, plans favorables énergétiquement puisqu'ils peuvent contenir des antiphases qui ne perturbent l'ordre qu'au-delà des premiers voisins (dans le cas où p est contenu dans le plan d'antiphase). Nous ne pensons pas que ces considérations énergétiques puissent expliquer cette occupation préférentielle, d'autant plus que, expérimentalement, nous n'avons pas observé de parois de première espèce. L'orientation des parois serait plutôt imposée par la direction de croissance. En effet, nous avons déjà signalé que les parois ont tendance à occuper des plans contenant l'axe [0001] qui pourrait être la direction de croissance de la phase DO<sub>19</sub>.

Enfin, après un maintien isotherme de 24 h à la même température de 610 °C, les parois d'antiphase disparaissent totalement tandis que le nombre et l'étendue des défauts diminuent notablement. Les dislocations trouvées ont toutes des vecteurs de Burgers  $\frac{1}{3} \langle 10\bar{1}0 \rangle$  et les défauts sont alors du type de surstructure.

**Bibliographie**

[1] DAVIES, R. G. et STOLOFF, N. S., *Trans. Metall. Soc. AIME* **230** (1964) 390.  
 [2] KITAJEVA, L. P., MAKOGIN, M. B., BOL'SHANINA, M. A., KOPYTEV, V. S. et TUKHFATULLIN, A. A., *Phys. Metal. Metallov.* **19** (1965) 97.  
 [3] BUSHNEV, L. S. et KITAYEVA, L. P., *Soviet Phys. Crystallogr.* **9** (1965) 740.  
 [4] BLACKBURN, M. J., *Trans Metall. Soc. AIME* **239** (1967) 660.  
 [5] HANSHI, K. et PAALASSALO, P., *Ann. Acad. Sci. Fenn.* **242** (1967) 3.  
 [6] BLACKBURN, M. J., *Trans. Metall. Soc. AIME* **239** (1967) 1200.  
 [7] COUDERC, J. J., BRAS, J., FAGOT, M., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. B* **272** (1971) 781.  
 [8] COUDERC, J. J., BRAS, J., FAGOT, M., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. B* **277** (1973) 45.  
 [9] FAGOT, M., BRAS, J., COUDERC, J. J., FERNANDEZ, A., *J. Micros.* **18** (1973) 9.  
 [10] COUDERC, J. J., BRAS, J., FAGOT, M., AYROLES, R., *Phil. Mag.* **31** (1975) 291.  
 [11] BRAS, J., COUDERC, J. J., FAGOT, M., *Phil. Mag.* **31** (1975) 305.  
 [12] BERGHEZAN, A., FOURDEUX, A. et AMELINCKX, S., *Acta Metall.* **9** (1961) 464.  
 [13] MARCINKOWSKI, M., *Electron Microscopy and Strength of Crystals* (Interscience Publishers, NY) (1963) 333.  
 [14] KEAR, B. H., GIAMEI, A. F., SILCOCK, J. M. et HAM, R. K., *Scr. Metall.* **2** (1968) 287.  
 [15] KEAR, B. H., GIAMEI, A. F., LEVERANT, G. R. et OBLAK, J. M., *Scr. Metall.* **3** (1969) 123.  
 [16] BLANK, H., DELAVIGNETTE, P., GEVERS, R. et AMELINCKX, S., *Phys. Stat. Sol.* **7** (1964) 747.