



HAL
open science

Modélisation numérique de la propagation des ultrasons dans des milieux polycristallins

Bing Tie, Denis Solas, Julien Thébault, Colette Rey, Thierry Baudin,
Anne-Sophie Mouronval

► **To cite this version:**

Bing Tie, Denis Solas, Julien Thébault, Colette Rey, Thierry Baudin, et al.. Modélisation numérique de la propagation des ultrasons dans des milieux polycristallins. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00550917

HAL Id: hal-00550917

<https://hal.science/hal-00550917>

Submitted on 31 Dec 2010

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.

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Modélisation numérique de la propagation des ultrasons dans des milieux polycristallins

Bing Tie¹, Denis Solas^{2,3}, Julien Thébaud¹, Colette Rey¹, Thierry Baudin^{3,2}, Anne-Sophie Mouronval¹

¹Laboratoire de Mécanique Sols-Structures-Matériaux (CNRS UMR 8579)

Ecole Centrale Paris, Grande voie des vignes, 92295 Châtenay Malabry Cedex, {bing.tie, colette.rey, anne-sophie.mouronval}@ecp.fr

²Laboratoire PCES, ICMMO (UMR8182), Univ. Paris-Sud, 91405 Orsay ;

³CNRS, 91405, Orsay, {denis.solas, thierry.baudin}@u-psud.fr

Nous présentons ici des résultats récents sur la modélisation numérique de la propagation des ultrasons (US) dans des milieux polycristallins. Le solveur dynamique utilisé permet de décrire finement des phénomènes de propagation des US et est basé sur la méthode de Galerkin espace-temps discontinue. Cette méthode se révèle bien adaptée pour ce type de modélisation car d'une part, elle emploie des éléments finis dont la souplesse permet de décrire la texture complexe d'un milieu polycristallin et d'autre part, elle possède une excellente précision dans la capture des fronts d'ondes de très hautes fréquences. Cette modélisation numérique est complétée et enrichie par des analyses théoriques, qui permettent de mieux comprendre l'interaction microstructure polycristalline/ultrasons et d'identifier certains facteurs influents.

1 Introduction

Le contrôle non destructif (CND) par ultrason est une technique largement utilisée dans l'industrie pour inspecter et vérifier l'intégrité des composants de structure, comme par exemple certaines pièces en superalliage des moteurs d'avion. La perméabilité aux US du milieu à contrôler est donc essentielle pour garantir l'efficacité d'un tel contrôle. Or le milieu polycristallin peut poser des difficultés lors du CND, car sa texture cristallographique et morphologique, à l'échelle des grains ou des agrégats de grains, interagit dans certaines conditions avec les ondes ultrasonores et affecte sa perméabilité aux US.

L'interaction microstructure polycristalline/ultrasons fait que les phénomènes de propagation des ondes deviennent rapidement très complexes et la simulation numérique reste le seul moyen pour accéder à des informations fines à l'échelle mésoscopique, qui est celle des grains et des longueurs d'ondes impliquées, et pour améliorer la compréhension de ces phénomènes. Dans ce travail, nous présentons une approche numérique assez originale, qui apporte une modélisation fine des phénomènes des ondes au niveau des joints de grains, ce qui permet d'identifier des facteurs influents pour la perméabilité aux US.

2 Propagation des ondes dans un milieu élastique orthotrope et sa modélisation numérique

Dans cette section, les éléments théoriques de base de la propagation des ondes dans un milieu élastique homogène orthotrope sont rappelés. Ensuite, le solveur dynamique utilisé pour modéliser la propagation des US dans le cadre de ce travail est présenté. C'est un solveur basé sur la méthode d'éléments finis de Galerkin espace-temps discontinue en temps.

2.1 Ondes élastiques dans un milieu orthotrope

On rappelle que dans un milieu élastique homogène et non borné, dont le tenseur de Hooke est noté C , la recherche d'une solution d'onde plane monochromatique $Ue^{i(\xi \cdot x - \omega t)}$ conduit au problème de valeurs propres suivant :

$$Q(\xi)U = \rho\omega^2U \quad (1)$$

où ξ , U , ρ et ω sont respectivement le vecteur d'onde, le mode de propagation, la masse volumique du milieu et la pulsation. Le tenseur acoustique $Q(\xi)$ est défini comme suit :

$$Q(\xi)U = (C : (\xi \otimes U))\xi, \quad \forall U \quad (2)$$

Les vitesses c et les modes de propagation U sont respectivement les valeurs et les vecteurs propres du tenseur acoustique.

Quand le milieu est isotrope, il existe deux modes principaux de propagation des ondes planes : les ondes de compression, dites ondes P avec $U_{iso,P} // \xi$, et celles de cisaillement, dites ondes S avec $U_{iso,S} \perp \xi$. Ces deux modes étant découplés, on parle donc des fronts d'ondes P purs propageant à la vitesse $c_{iso,P} = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$ et d'ondes S purs propageant à la vitesse $c_{iso,S} = \sqrt{\mu / \rho}$, avec (λ, μ) les coefficients de Lamé du milieu élastique.

Lorsque le milieu est orthotrope, les deux modes P et S sont couplés et on parle des fronts d'ondes quasi-P et quasi-S. En effet, les modes quasi-P et quasi-S ne sont plus en général complètement parallèle ou orthogonal au vecteur d'onde ξ . Les fronts purement P ou S n'existent que dans certaines directions spatiales bien spécifiques. Par ailleurs les vitesses de propagation $(c_{qP}(\xi), c_{qS}(\xi))$ dépendent de la direction spatiale et sont donc des fonctions de ξ .

On note par $(e_i)_{i=1,2,3}$ la base d'orthotropie. Par souci de simplicité pour la présentation, on considère le cas où le

vecteur d'onde ξ se trouve dans le plan (e_1, e_2) . θ étant l'angle formé entre e_1 et ξ , $(C_{11}, C_{22}, C_{12}, C_{44})$ les composantes du tenseur C dans le plan (e_1, e_2) et $a = \cos \theta$, $b = \sin \theta$, l'équation caractéristique suivante du tenseur acoustique $Q(\xi)$ est triviale, ce qui permet de calculer les vitesses de propagation c :

$$0 = \rho^2 c^4 - \rho(a^2 C_{11} + b^2 C_{22} + C_{44})c^2 + (a^2 C_{11} + b^2 C_{44})(b^2 C_{22} + a^2 C_{44}) - a^2 b^2 (C_{12} + C_{44})^2 \quad (3)$$

Ici, afin d'analyser l'effet du degré d'anisotropie sur les vitesses et les modes de propagation, on propose de décomposer les composantes $(C_{11}, C_{22}, C_{12}, C_{44})$ en une somme des composantes d'un tenseur de Hooke isotrope défini par les coefficients de Lamé $\lambda = C_{12}$ et $\mu = C_{44}$ et deux paramètres $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ plus ou moins petits, qui caractérisent le degré d'anisotropie :

$$C_{11} = (\lambda + 2\mu)(1 + \varepsilon_1), \quad C_{22} = (\lambda + 2\mu)(1 + \varepsilon_2) \quad (4)$$

Le cas isotrope correspond donc au cas où $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$. Pour les cristaux cubiques, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, l'indice d'anisotropie $A = 2C_{44} / (C_{11} - C_{12})$ est lié à ε_1 par la relation suivante :

$$\varepsilon_1 = \frac{2C_{44}}{C_{12} + 2C_{44}} \frac{1 - A}{A} \quad (5)$$

Dans le cas isotrope, on a $A = 1$ et $\varepsilon_1 = 0$. En utilisant les notations suivantes :

$$\alpha = 1 - c_{iso,S}^2 / c_{iso,P}^2$$

$$U_{iso,P} = ae_1 + be_2, \quad U_{iso,S} = -be_1 + ae_2 \quad (6)$$

$$g_{\pm} = (a^2 \varepsilon_1 \pm b^2 \varepsilon_2) / \alpha, \quad g = \sqrt{1 + 2(a^2 - b^2)g_{-} + g_{-}^2} - 1$$

les vitesses et les modes de propagation dans le plan (e_1, e_2) du milieu orthotrope sont alors déterminés par les formules suivantes :

$$c_{qP} = c_{iso,P} \sqrt{1 + \frac{1}{2}(g_{+} + g)\alpha}, \quad c_{qS} = c_{iso,S} \sqrt{1 + \frac{1}{2}(g_{+} - g)\alpha}$$

$$U_{qP} = U_{iso,P} - \frac{1}{2b}(g_{-} - g)e_2, \quad U_{qS} = U_{iso,S} + \frac{1}{2b}(g_{-} - g)e_1$$

On constate que la variation spatiale des vitesses dépend des termes $(g_{\pm} \pm g)\alpha / 2$ et la déviation des modes quasi-P et quasi-S par rapport aux modes P et S purs du terme $(g_{-} - g) / 2b$. Ces termes sont des fonctions du degré de l'anisotropie caractérisé par $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ et tendent vers zéro lorsque $\varepsilon_1, \varepsilon_2 \rightarrow 0$.

Pour les calculs numériques présentés dans cet article, le matériau orthotrope considéré possède une anisotropie de degré faible avec $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -0.37$ et $A = 2.52$. Les figures 1(a) et 1(b) présentent respectivement les surfaces de lenteur et les déviations des modes quasi-P et quasi-S par rapport aux modes P et S purs, qui sont définies comme l'angle formé entre le vecteur d'onde ξ (vitesse de phase) et le vecteur de transport d'énergie V_e (vitesse de groupe). L'anisotropie a visiblement plus d'effets sur les ondes quasi-S que sur les ondes quasi-P.

Dans un milieu borné et hétérogène, la transmission, la réflexion et la conversion des ondes ont lieu sur les

frontières et les interfaces et conduisent à des phénomènes de propagation très complexes. Des solutions analytiques sont en général non accessibles, la simulation numérique est dans ce cas le seul moyen pour analyser les phénomènes d'ondes et quantifier l'interaction entre le milieu et les ondes.

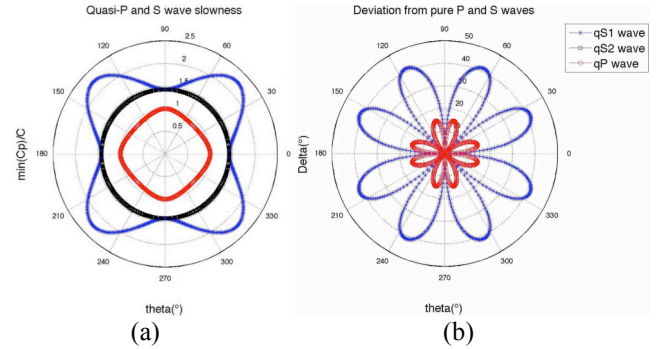


Figure 1 : (a) Surfaces de lenteur ; (b) Déviations des modes quasi-P et quasi-S par rapport aux modes P et S purs dans le plan d'orthotrope (e_1, e_2) .

2.2 Méthode d'éléments finis de Galerkin espace-temps discontinue en temps

Le solveur dynamique que nous avons développé pour l'analyse transitoire de la propagation d'ondes est basé sur la méthode de Galerkin espace-temps discontinue en temps ([1]). Par cette méthode, le domaine d'analyse spatio-temporel $S = \Omega \times [0, T]$ est subdivisé en tranches espace-temps $S_n = \Omega \times [t_n, t_{n+1}]$. Chaque tranche espace-temps est discrétisée par un maillage libre en espace et un élément fini linéaire en temps et les champs inconnus à rechercher sont à la fois le champ de déplacement u et celui de vitesse v . Entre les deux tranches espace-temps successives, les champs u et v peuvent être discontinus en temps. Nous aboutissons donc à la formulation variationnelle espace-temps suivante :

$$(\rho \partial_t v, q)_{S_n} + (\sigma(u), \varepsilon(q))_{S_n} + (\rho [v(t_n)], q(t_n^+))_{\Omega} = (f, q)_{S_n}$$

$$(\sigma(\partial_t u - v), \varepsilon(p))_{S_n} + (\sigma([u(t_n)]), \varepsilon(p(t_n^+)))_{\Omega} = 0$$

où $(\bullet, \bullet)_{\Delta}$ est l'intégration sur un domaine Δ du produit scalaire des deux champs vectoriels ou du produit contracté des deux champs tensoriels, p et q sont des champs virtuels cinématiquement admissibles. La première équation décrit l'équilibre dynamique avec en plus un terme qui contrôle $[v(t_n)]$ la discontinuité en temps de la vitesse en t_n , le début de la tranche espace-temps S_n . La deuxième équation contrôle la compatibilité entre u et v et la discontinuité en temps du déplacement $[u(t_n)]$ en t_n .

En choisissant un élément fini linéaire en temps, cette méthode conduit à un schéma d'intégration d'ordre 3 en temps, c'est un schéma implicite et inconditionnellement stable. Le fait d'autoriser des discontinuités en temps a pour conséquence d'introduire un amortissement numérique pour des composantes de hautes fréquences par rapport à la finesse de la discrétisation en temps, car une certaine quantité d'énergies cinétique et élastique est dissipée par les sauts de u et v en temps. Cet amortissement permet de filtrer efficacement des bruits numériques en hautes fréquences et de garantir une représentation propre, non entachée d'oscillations numériques, des très fortes discontinuités telles que les fronts d'ondes ultrasonores. L'utilisation de maillage libre d'éléments finis en espace est

un avantage important car il permet de décrire la texture complexe d'un milieu polycristallin.

Ce solveur dynamique est implémenté dans un code d'éléments finis orienté objet, OOFF (*Object Oriented Finite Element program*), qui est développé au laboratoire MSSMat de l'Ecole Centrale Paris. Nous allons présenter dans les deux sections suivantes des résultats numériques obtenus par OOFF, qui simulent de manière fine les phénomènes de propagation des ondes ultrasonores et permettent d'identifier certains facteurs influents sur l'interaction texture polycristalline/ultrasons.

3 Ondes ultrasonores dans un mono- ou bi-cristal

Dans cette section, la propagation des ondes ultrasonores est d'abord considérée dans un monocristal puis à l'interface d'un bicristal, ce qui permet d'analyser l'effet des différentes orientations cristallographiques sur l'atténuation d'US et les phénomènes de réflexion et transmission sur l'interface entre deux grains.

3.1 Effet de l'orientation cristallographique

Pour cette analyse, la géométrie utilisée est un domaine 2D avec un trou à fond plat (Figure 2(a)). Deux distances $H = 5,08$ et $10,16mm$ entre le bord supérieur, où sont envoyés et réceptionnés les US, et le fond du trou sont considérées, afin de quantifier l'atténuation du signal de la manière suivante :

$$Atténuation(dB) = 5 \log_{10} \left(\frac{\sum_{i=1}^{11} (V_i^{mes})^2}{\sum_{i=1}^{11} (V_i^{ref})^2} \right) \quad (7)$$

où $V_i (i = 1, \dots, 11)$ sont des vitesses verticales mesurées aux 11 points d'analyse espacés régulièrement et positionnés sur la largeur de réception, qui mesure $2,6mm$ et correspond à la largeur du faisceau d'entrée d'US (Figure 2(a)). Ici, on prend $V_i^{mes} = V_i^{H=5,08mm}$ et $V_i^{ref} = V_i^{H=10,16mm}$. Un signal du type Ricker, centré sur la fréquence de $5MHz$, est utilisé et la charge est une pression linéiquement répartie sur la largeur du faisceau (Figure 2(b)). L'intérêt d'employer un tel signal est de pouvoir contrôler parfaitement le contenu fréquentiel injecté et par conséquent de paramétrer la simulation numérique de manière appropriée.

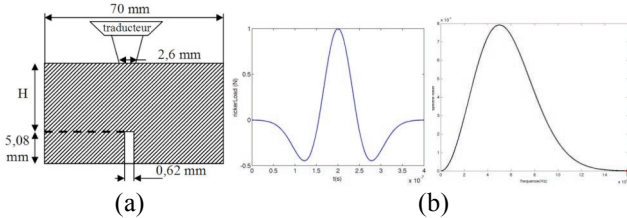


Figure 2 : (a) Géométrie et dispositifs d'excitation et de mesure pour le modèle numérique; (b) Le signal Ricker temporel centré à $0,2\mu s$ et son spectre fréquentiel centré à $5MHz$

Afin d'étudier l'influence de l'orientation cristallographique sur l'atténuation, quatre orientations différentes ont été utilisées : $(100)[011]$, $(\bar{1}11)[0\bar{1}1]$, $(110)[1\bar{1}1]$, et $(001)[100]$. Les valeurs d'atténuation pour ces quatre orientations présentent une forte disparité (Tableau 1), qui

est cohérente avec l'observation des fronts d'ondes quasi-P liés à ces différentes orientations (Figure 3). Comme on mesure seulement l'intensité des ondes renvoyées par le trou à fond plat, la forme de front : plat ou pointu, symétrique ou non, qui est fortement influencée par l'orientation cristallographique, a donc à son tour une répercussion forte sur la quantité d'ondes renvoyées et donc sur l'atténuation. La figure 3 montre aussi une parfaite comparaison entre l'analyse théorique et numérique, ce qui permet de valider notre solveur dynamique.

Calcul de l'atténuation US				
H=5,08/H=10,16	$(100)[011]$	$(\bar{1}11)[0\bar{1}1]$	$(110)[1\bar{1}1]$	$(001)[100]$
Atténuation (dB)	0,6	2,6	4,7	3,4

Tableau 1 : valeurs de l'atténuation US pour les différentes orientations cristallographiques

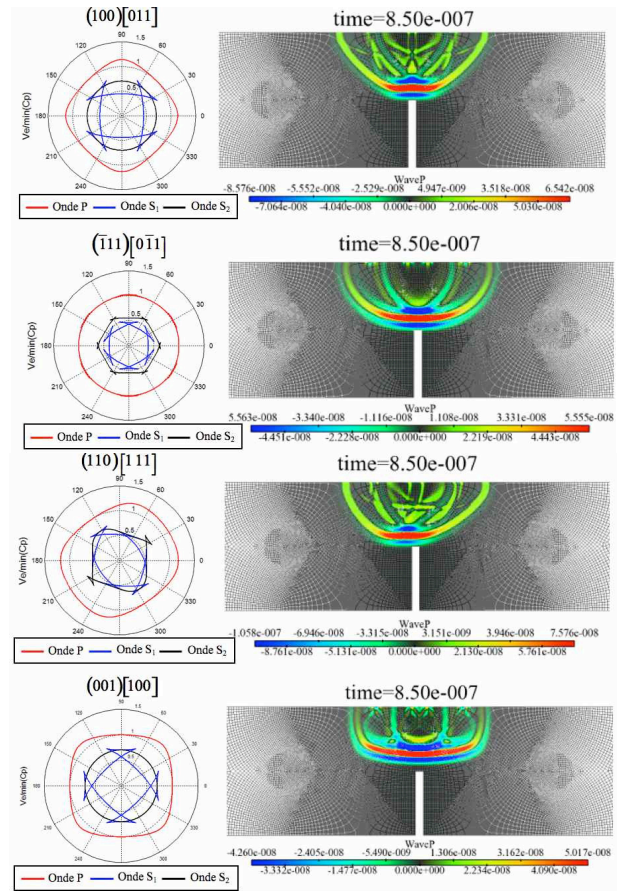


Figure 3 : Comparaison des fronts d'ondes quasi-P par méthode analytique (courbes rouges) et par simulation numérique

3.2 Effet des désorientations entre grains

Des calculs sur des bicristaux avec diverses relations d'orientations cristallographiques (désorientations fortes ou faibles, joint de maclé $\Sigma 3$, ...) ont été réalisés, afin d'étudier l'influence de la désorientation sur les phénomènes d'ondes au passage d'un joint de grains. Cette étude est effectuée à la fois théoriquement et numériquement.

L'analyse théorique consiste à utiliser la loi de Snell-Descartes et à considérer les surfaces de lenteur. Soit une onde quasi-P incidente se propageant d'un milieu 1 vers un milieu 2, on obtient à l'interface en général trois ondes réfléchies (P et S1 et S2) et trois ondes transmises (P, S1 et S2) (Figure 4(a), le milieu 1 étant celui d'en bas sur la figure). Mais lorsque le milieu 1 est plus lent que le milieu

2 pour les ondes quasi-P, c'est-à-dire que $c_{p,2} > c_{p,1}$, il existe un angle critique, noté β_c , au dessus duquel il n'y a pas d'ondes quasi-P transmises (Figure 4(b)). Cet angle critique peut être déterminé par la loi de Snell-Descartes comme suit :

$$\beta_c = \arcsin(c_{p,1}/c_{p,2}) \quad (8)$$

On peut donc supposer que plus l'angle critique est petit, plus il est probable qu'une onde incidente quasi-P ne soit pas transmise en une onde quasi-P, et plus forte est l'atténuation observée à l'autre côté de l'interface. On constate que pour une interface, comme les surfaces de lenteur ne sont pas forcément symétriques, nous pouvons obtenir deux angles critiques β_{c1} et β_{c2} a priori différents et que la désorientation entre les deux milieux peut influencer fortement les angles critiques.

Surfaces de lenteur des ondes quasi-P et quasi-S Surfaces de lenteur des ondes quasi-P et quasi-S

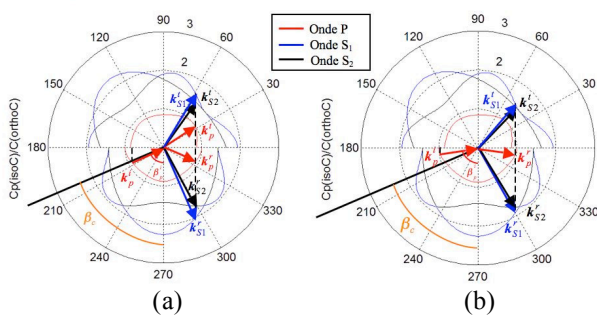


Figure 4 : Phénomènes de réflexion et transmission des ondes à l'interface des deux grains avec la définition de l'angle critique, (a) l'angle incident $\beta_P^i < \beta_c$; (b) $\beta_P^i > \beta_c$

Afin d'analyser l'influence de différents types de désorientations entre deux grains sur les angles critiques, nous avons pris un matériau de référence ayant l'orientation cristallographique $(110)[001]$ et orienté un matériau X à partir de cette orientation de sorte à obtenir les différents types d'interface suivants :

- Joint $\Sigma 3$, son orientation du type $(411)[\bar{1}22]$ est déterminée en effectuant une rotation de 60° autour d'un axe $\langle 111 \rangle$.
- Joint de grains à forte désorientation, son orientation du type $(1343)[\bar{4}78]$ est déterminée avec une désorientation de 55° autour d'un axe $\langle 111 \rangle$.
- Joint de grains à faible désorientation, il s'agit d'une désorientation de 5° autour d'un axe $[110]$.

Deux joints particuliers ont également été étudiés :

- Joint symétrique, le couple d'orientations symétriques présenté ici sont obtenus par des orientations $(110)[\bar{1}13]$ et $(\bar{1}\bar{1}0)[1\bar{1}\bar{3}]$.
- Macle $\Sigma 3$, plusieurs relations de macles ont été étudiées et ont conduit à de résultats similaires, le cas présenté ici correspond à des orientations $(110)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ et $(\bar{1}\bar{1}0)[\bar{1}11]$.

Les surfaces de lenteur des ondes quasi-P et quasi-S et les angles critiques pour ces différents types d'interface sont montrés par la figure 5. Le joint $\Sigma 3$ et le joint de grains à forte désorientation donnent des résultats presque identiques, donc seul le joint $\Sigma 3$ est présenté. Ces résultats

conduisent aux conclusions suivantes : Pour les phénomène d'ondes au passage d'une interface entre deux grains, il est possible de distinguer deux grands types de comportement :

- Le premier concerne les joints de grains fortement désorientés, les joints de grains $\Sigma 3$ et les joints symétriques, où il existe au moins un angle critique bien inférieur à 90° . Dans ce cas, pour une onde quasi-P incidente arrive à l'interface avec un angle incident plus grand que β_c , il n'y pas de transmission d'ondes quasi-P dans le grain voisin.
- Le deuxième concerne les macles $\Sigma 3$ et les joints de grains faiblement désorientés, où les deux angles critiques valent presque 90° , ce qui implique que dans la quasi-totalité des cas, il existe une onde quasi-P transmise vers le grain voisin. On insiste donc ici sur ce résultat qui révèle le comportement singulier des macles $\Sigma 3$.

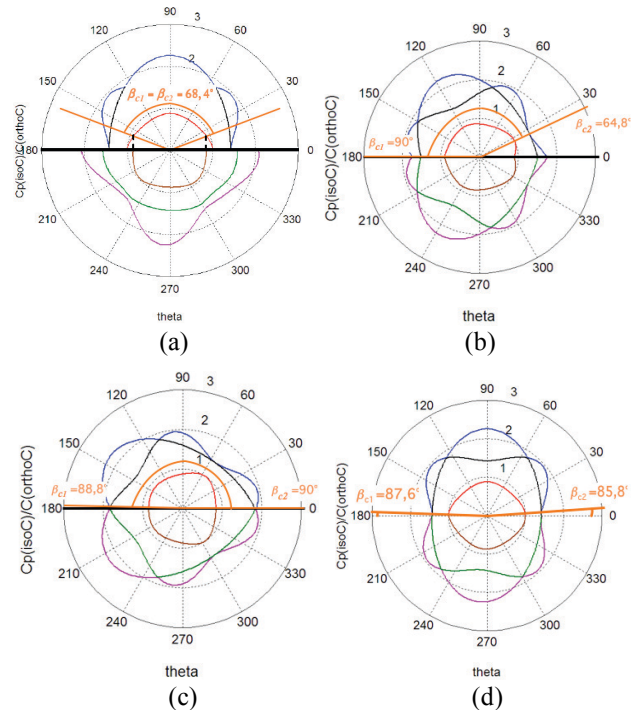


Figure 5 : Surfaces de lenteur des ondes quasi-P et quasi-S pour un bicristal avec un (a) joint $\Sigma 3$, (b) joint symétrique, (c) macle $\Sigma 3$ et (d) joint faiblement désorienté (le milieu de référence étant en haut)

Pour confirmer cette analyse théorique, trois calculs numériques ont été effectués, dans un cas où la désorientation (une rotation de 55° autour d'un axe $[110]$) entre deux grains donne un angle critique $\beta_c = 67.2^\circ$ pour l'onde quasi-P. Trois angles incidents différents sont considérés : $\beta_P^i = 72^\circ, 60^\circ$ et 55° (Figure 6(a)).

Dans la formule (7) pour calculer l'atténuation, le cas correspondant à $\beta_P^i = 55^\circ$ a été pris comme référence

($V_i^{ref} = V_i \beta_P^i = 5.08$). Le tableau 2 présente les résultats obtenus. Une nette différence existe entre les cas où l'angle d'incidence est supérieur ou inférieur à l'angle critique. L'atténuation significative observée pour le cas où l'angle incident $\beta_P^i = 72^\circ > \beta_c$ montre bien que la majeure partie des ondes quasi-P n'a pas été transmise en ondes quasi-P à l'interface au grain voisin, ce qui est en accord avec l'analyse théorique, ainsi qu'avec les fronts d'ondes

observés sur la figure 6 (b), comparés avec ceux des figures 6(c) et 6(d).

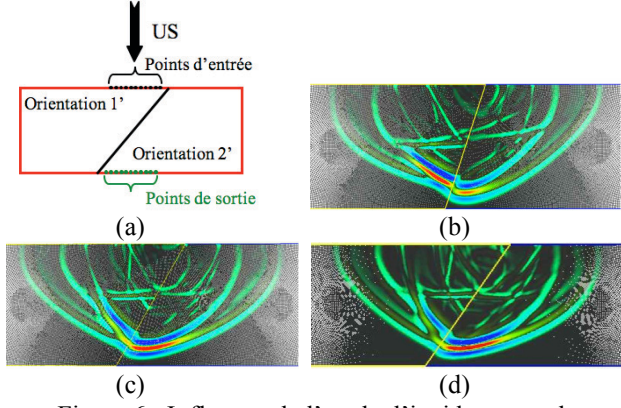


Figure 6 : Influence de l'angle d'incidence sur la transmission d'ondes quasi-P à l'interface : (a) Description de la géométrie du bicristal modélisé, (b) $\beta_P^i = 72^\circ > \beta_c$, (c) $\beta_P^i = 60^\circ < \beta_c$, (d) $\beta_P^i = 55^\circ < \beta_c$

	Calcul de l'atténuation US (dB)		
	$\beta = 72^\circ > \beta_c$	$\beta = 60^\circ < \beta_c$	$\beta = 55^\circ < \beta_c$
Atténuation (dB)	-2,77	-0,19	0,00 (référence)

Tableau 2 : Atténuation US en fonction de l'angle incident des ondes quasi-P

Cette analyse théorique et numérique réalisée sur les bicristaux conduit à la conclusion suivante : La propagation des US dépend du degré de désorientations du milieu. Ce comportement néfaste des faibles désorientations peut s'expliquer schématiquement par la variation de l'angle critique (Figure 7). Dans le cas où les cristallites sont fortement désorientées (Figure 6(a)), si l'angle incident est supérieur à l'angle critique β_c , alors toute onde incidente quasi-P sera totalement réfléchié au joint de grains, ces ondes réfléchies sont majoritairement guidées suivant l'axe d'émission des US. Au contraire, dans le cas où les cristallites sont faiblement désorientées, lorsqu'une onde incidente quasi-P arrive sur un joint de grains, une partie est transmise et l'autre réfléchié. Les ondes réfléchies sont globalement canalisées suivant l'axe d'émission des US, mais à la rencontre de chaque joint, une partie des ondes est transmise et déviée de ce même axe. Donc, la quantité d'ondes réfléchies, qui va arriver finalement au récepteur, diminue au fur et à mesure que les ondes se propagent dans le milieu, d'où l'augmentation de l'atténuation.

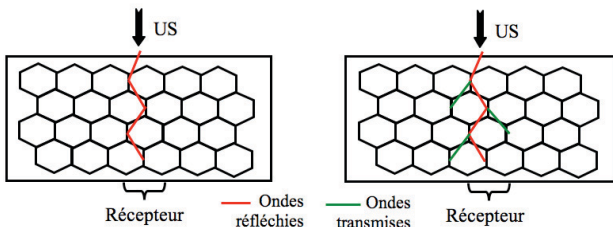


Figure 7 : Schéma d'explication de l'influence des (a) fortes ou (b) faibles désorientations sur la propagation des US

4 Interaction entre les US et la microstructure polycristalline

Pour étudier l'interaction entre les US et la texture polycristalline, deux études numériques ont été menées sur une microstructure polycristalline théorique avec des grains hexagonaux (Figure 8). La première consiste à étudier

l'effet combiné de l'orientations cristallographiques et du degré de la désorientation. La deuxième concerne l'effet de la taille de grains.

La figure 8 présente la géométrie utilisée pour les calculs et un zoom de la microstructure montrant clairement les hexagones représentant les grains. Deux préparations ont été nécessaires pour la définition des modèles numériques : Obtention d'une microstructure avec une texture isotrope et obtention d'une microstructure avec désorientation moyenne autour d'une orientation de référence.

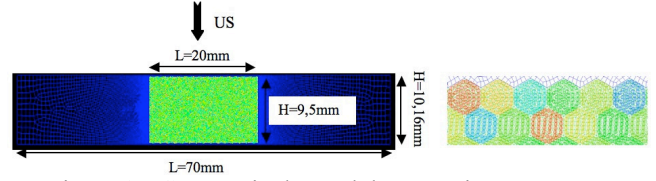


Figure 8 : Géométrie du modèle numérique avec une microstructure polycristalline théorique avec des grains hexagonaux

4.1 Effet de l'orientation cristallographique et le degré de la désorientation sur la propagation des US

Pour cette étude, on a considéré, dans un même plan cristallographique commun du type (110) , trois orientations cristallographiques de référence, qui sont respectivement la direction la plus lente $(110)[001]$, intermédiaire $(110)[011]$ et la plus rapide $(110)[111]$. Pour chaque orientation de référence, trois désorientations moyennes de 5° , 10° et 20° ont été étudiées. La taille de grains est de $80\mu\text{m}$. L'ensemble des résultats a été comparé à ceux obtenus pour une texture isotrope et pour un milieu isotrope homogène équivalent.

L'atténuation est toujours calculée selon la formule (7), en choisissant $V_i^{ref} = V_i^{entrée}$ et $V_i^{mes} = V_i^{sortie}$, les valeurs de sortie étant mesurées en bas du domaine géométrique juste en face du faisceau d'entrée, comme l'exemple de la figure 6(a). Mais à partir de cette valeur d'atténuation, on calcule un coefficient d'atténuation α défini dans [3] : On écrit la diminution de l'amplitude des ondes se propageant dans un milieu polycristallin comme suit :

$$A_Z = A_0 e^{\alpha(f)Z} \quad (9)$$

avec A_0 l'amplitude initiale et A_Z l'amplitude à la position Z . α est décomposé en trois termes :

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_d + \alpha_{div} \quad (10)$$

Le terme α_a correspond à l'atténuation par absorption, qui est négligeable dans le cas de métaux polycristallin dans le contexte du CND. Le terme α_d se rapporte à l'atténuation par divergence du faisceau, qui est un paramètre purement géométrique et dépend des caractéristiques des traducteurs. Enfin α_{div} , qui nous intéresse ici, représente l'atténuation par diffusion, due à l'interaction des ondes avec la microstructure polycristalline. Comme le milieu isotrope équivalent ne possède pas de microstructure polycristalline, son coefficient d'atténuation par diffusion vaut zéro. Par conséquent, α_{div} d'un autre milieu possédant une microstructure polycristalline peut être calculé par la formule suivante :

$$\alpha_{div} = \alpha - \alpha^{iso-eq} \quad (11)$$

Le tableau 3 montre les valeurs de α_{div} pour les différentes microstructures analysées. Ces résultats confirment que l'orientation cristallographique joue un rôle prépondérant sur la propagation des US, par rapport à la désorientation moyenne, qui a une influence secondaire. On retrouve les résultats présentés dans la section 2.1, sachant que la direction la plus rapide guide mieux les US selon l'axe de leur émission. Cette constatation correspond bien à l'observation de la distribution des vitesses aux points de mesure (Figure 9). Cette distribution est fortement influencée par l'orientation cristallographique, mais dépend assez peu de la désorientation moyenne. Pour la direction la plus rapide, la distribution a une allure parabolique prononcée, avec des amplitudes nettement plus élevées au centre qu'en périphérie, ce qui montre que les US sont mieux guidés vers le récepteur, d'où une atténuation plus faible.

α_{div} (dB/mm)	Calcul de l'atténuation par diffusion (dB/mm)										Text. iso. eq	Iso. eq
	5° lent	10° lent	20° moy.	5° moy.	10° moy.	20° moy.	5° rap.	10° rap.	20° rap.			
	-0,16	-0,16	-0,15	-0,08	-0,08	-0,07	0,02	0,01	0,00	-0,05	Ref.	

Tableau 3 : Coefficient d'atténuation par diffusion en fonction de l'orientation cristallographique et de la désorientation moyenne

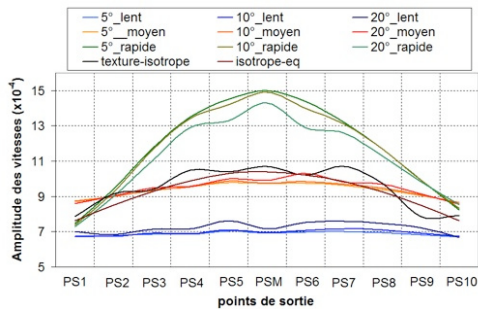


Figure 9 : Distribution de l'amplitude des vitesses aux points de sortie pour les différents calculs

4.2 Effet de la taille de grains

L'effet de la taille de grains sur la perméabilité aux US est connu expérimentalement et a été analysé dans la littérature ([2], [3]). L'explication intuitive consiste à dire que plus les grains sont de grande taille, plus grande la distance parcourue par les ondes avant de rencontrer une interface pour être réfléchies, et par conséquent plus important le phénomène de diffusion.

Ici, pour simuler numériquement cet effet de la taille de grains, trois calculs avec des tailles de grains de 80, 160 et 320 μm ont été réalisés (Figure 10(a)). Les trois microstructures possèdent toutes une texture isotrope. Le milieu. Le cas de référence est le milieu isotrope homogène équivalent.

Le tableau 4 présente le coefficient d'atténuation par diffusion due à la microstructure polycristalline. Donc, les résultats numériques confirment bien les observations expérimentales, à savoir que plus la taille de grains est grande, plus l'atténuation des US est importante. La figure 10(b) montre les fronts d'ondes quasi-P, on retrouve les caractéristiques principales d'une texture isotrope, à savoir un front d'ondes quasi-circulaire. Cependant, on remarque que plus la taille de grains est importante, plus le front

d'ondes devient irrégulier et les perturbations en arrière du front importantes.

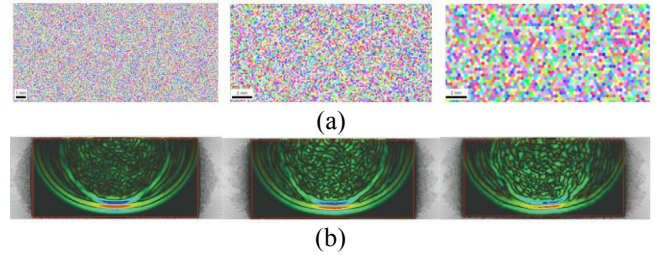


Figure 10 : (a) Cartographie d'orientations cristallographiques pour l'étude sur la taille de grains (80, 160 et 320 μm) ; (b) Fronts d'ondes quasi-P pour les trois différents cas.

	Calcul de l'atténuation par diffusion (en dB/mm)			
	D=320 μm	D=160 μm	D=80 μm	Isotrope-eq
$\alpha_{div} = \alpha - \alpha^{(iso.eq)}$	-0,24	-0,17	-0,05	Ref.

Tableau 4 : Coefficient d'atténuation par diffusion en fonction de la taille de grain

5 Conclusion

Cette étude présente la propagation des ondes élastiques dans un milieu polycristallin et concerne en particulier l'interaction des ondes de haute fréquence dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que les longueurs caractéristiques de la microstructure.

Dans le cas des bicristaux, l'analyse théorique et numérique de la propagation en relation avec l'anisotropie élastique permet de montrer l'importance de la nature cristalline des joints de grains sur les phénomènes de réflexion et transmission sur l'interface. En fonction de l'angle d'incidence de l'onde avec l'interface et de la désorientation du joint de grain, il existe un angle critique qui conditionne l'existence d'une onde P transmise.

Dans le cas d'une microstructure polycristalline, les coefficients d'atténuation par diffusion ont été calculés en fonction de l'orientation cristallographique et de la désorientation moyenne ainsi qu'en fonction de la taille des grains. Il est ainsi possible de relier l'atténuation par diffusion des ondes ultrasonores avec les paramètres microstructuraux d'un polycristal.

Références

- [1] B. Tie, D. Aubry and A. Boullard, "Adaptive computation for elastic wave propagation in plate/shell structures under moving loads", *European J. Comput. Mech.*, 12(6),717-736, (2003).
- [2] W. Orłowicz and Z. Opiekun, "Ultrasonic detection of microstructure changes in cast iron", *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 22 (1995), 9-16.
- [3] N. Feuilly, O. Dupond, B. Chassignole, J. Moysan, G. Corneloup, "Relation between ultrasonic backscattering and microstructure for polycrystalline materials", Journées Cofrend 2008, Toulouse, France.