



**HAL**  
open science

# Modélisation et détermination expérimentale de l'atténuation ultrasonore dans les matériaux polycristallins

Massoud Oudaa

► **To cite this version:**

Massoud Oudaa. Modélisation et détermination expérimentale de l'atténuation ultrasonore dans les matériaux polycristallins. Matériaux. Université de Lyon, 2020. Français. NNT : 2020LYSEI067 . tel-03137847

**HAL Id: tel-03137847**

**<https://theses.hal.science/tel-03137847>**

Submitted on 10 Feb 2021

**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.

N° d'ordre NNT : 2020LYSEI067

**ÉCOLE DOCTORALE N° 162 : MEGA**  
**(MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE)**

**THÈSE DE DOCTORAT**

*pour obtenir le grade de docteur délivré par :*

**L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON**

Discipline : Acoustique

*présentée et soutenue publiquement par :*

**Massoud OUDAA**

*le 24 Septembre 2020*

---

---

**Modélisation et détermination expérimentale de  
l'atténuation ultrasonore dans les matériaux  
polycristallins**

---

---

**Composition du Jury**

M.	Joseph MOYSAN	Professeur, Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
M.	Michel DARMON	Docteur - HDR, CEA LIST	Rapporteur
Mme.	Claire PRADA	Directrice de Recherche, CNRS	Examinatrice
Mme.	Bing TIE	Chargée de Recherche - HDR, CNRS	Examinatrice
M.	Michel CASTAINGS	Professeur, Bordeaux INP	Examineur
M.	Rachid EL GUERJOUA	Professeur, Université du Mans	Examineur
M.	Quentin LECLERE	Maître de Conférences - HDR, INSA de Lyon	Directeur de thèse
M.	Pierre-Emile LHUILLIER	Docteur Ingénieur, EDF R&D	Encadrant de thèse
M.	Philippe GUY	Maître de Conférences, INSA de Lyon	Invité



*À ma mère*  
*À mon père*  
*À mes sœurs*  
*À mes frères*

## Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a> INSA : R. GOURDON	<b>M. Stéphane DANIELE</b> Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a> Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr">ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 <a href="mailto:gerard.scorletti@ec-lyon.fr">gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES <a href="mailto:secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr">secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Philippe NORMAND</b> UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:philippe.normand@univ-lyon1.fr">philippe.normand@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</b> <a href="http://www.ediss-lyon.fr">http://www.ediss-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE <a href="mailto:secretariat.ediss@univ-lyon1.fr">secretariat.ediss@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Sylvie RICARD-BLUM</b> Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Curien - 3ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tel : +33(0)4 72 44 82 32 <a href="mailto:sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr">sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://edinfomaths.universite-lyon.fr">http://edinfomaths.universite-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Hamamache KHEDDOUCI</b> Bât. Nautilus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tel : 04.72.44.83.69 <a href="mailto:hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr">hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATÉRIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction <a href="mailto:ed.materiaux@insa-lyon.fr">ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIÈRE</b> INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 <a href="mailto:jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr">jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://edmega.universite-lyon.fr">http://edmega.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jocelyn BONJOUR</b> INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr">jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="http://ed483.univ-lyon2.fr">http://ed483.univ-lyon2.fr</a> Sec. : Véronique GUICHARD INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 <a href="mailto:veronique.cervantes@univ-lyon2.fr">veronique.cervantes@univ-lyon2.fr</a>	<b>M. Christian MONTES</b> Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 <a href="mailto:christian.montes@univ-lyon2.fr">christian.montes@univ-lyon2.fr</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie



# Remerciements

Cette thèse CIFRE a été réalisée dans le département Matériaux et Mécanique des Composants (MMC) au sein d'EDF R&D et en partenariat avec l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA de Lyon). Je remercie vivement M. Régis NHILI et M. Philippe OLLAR pour m'avoir accueilli au sein du département MMC.

Je souhaite également exprimer toute ma gratitude à mon chef Julien STODOLNA pour m'avoir accueilli dans son groupe et pour son soutien. Un grand merci à mon ancien chef Bertrand CHASSIGNOLE avec qui j'ai pu avoir de très intéressantes discussions sur la métallurgie et les CND.

J'adresse de vifs remerciements à M. Joseph MOYSAN et M. Michel DARMON pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, je leur suis reconnaissant pour leurs remarques pertinentes et efficaces. Merci également aux autres membres du jury : Mme. Claire PRADA, Mme. Bing TIE, M. Michel CASTAINGS et M. Rachid EL GUERJOURA pour avoir examiné mon manuscrit.

Pierre-Emile LHUILLIER a codirigé cette thèse, sa bienveillance, son implication, ses encouragements, son aide pour préparer les conférences et les comités techniques ainsi que les nombreuses discussions scientifiques que nous avons eues ont largement contribué au bon déroulement de cette thèse. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude.

J'adresse mes plus profonds remerciements à mes directeurs de thèse Philippe GUY et Quentin LECLERE qui ont montré une implication continue et constante malgré un emploi du temps chargé. Nos échanges et discussions ont été très fructueux dans l'aboutissement de ce travail de thèse. Merci également pour votre confiance et vos conseils durant mes manips au laboratoire LVA.

Pierre-Emile, Philippe et Quentin ont pris le temps de relire mon manuscrit, je leur suis très reconnaissant.

Je remercie chaleureusement mes collègues de laboratoire CND d'EDF R&D, Andreas SCHUMM et Antoine FERRÉ pour leur aide en simulations numériques.

Je poursuis avec Stéphane WENTZEL, Jérôme BOULENGER, Benoit ROMAN qui ont été là pour m'épauler au tout début de mes manips au Laboratoire CND d'EDF R&D. Merci aussi à Christian pour les analyses EBSD. Un grand merci à Philippe LEBEC pour les analyses DRX. Un grand merci aussi aux collègues de l'atelier de MMC pour l'usinage rapide de mes échantillons, ce qui m'a permis de caractériser les propriétés des matériaux étudiés.

Je veux aussi remercier mon collègue de PRISME, Bruno LATHUILLIÈRE pour son aide dans la résolution de problèmes liés au code ATHENA®.

Merci à mes collègues d'EDF R&D pour m'avoir accueilli dans la «maison EDF». Cette thèse a été très enrichissante et m'a permis de rencontrer beaucoup de personnes avec qui j'ai pu échanger sur le plan scientifique et humain, je veux les remercier grandement. Particulièrement les doctorants que j'ai connus depuis mon arrivée pour leurs conseils et leurs encouragements: Ahmed, Mustafa, Julie, Aboubakar, Ziling, Li et Julien.

Je remercie aussi mes collègues de MMC pour leur convivialité lors des pauses café ou des repas du midi, notamment Léa, Marion, Emeric, Caroline, Emmanuelle, Nicolas, Dominique, Cécile, Laurent et Christophe.

Je n'oublie pas de remercier également Valérie, Isabelle et Chavéli pour leur aide dans toutes les démarches administratives durant la thèse.

Je remercie pour finir avec une grande affection tous les membres de mon entourage : mes amis et mes proches pour leur bonne humeur communicative et leur encouragement, ma mère, mon père, mes sœurs et mes frères, mes nièces, mes oncles, mes tantes pour leur confiance et leur soutien indéfectible sans lesquels je ne serais peut-être pas en train d'écrire ces lignes.

# Résumé

Les performances de détection de défauts des contrôles non destructifs par ultrasons sur les matériaux polycristallins, peuvent être altérées par une forte atténuation du faisceau ultrasonore induite par la diffusion des ondes ultrasonores par les joints de grains. L'objectif de ce travail de thèse est d'identifier les caractéristiques microstructurales influentes sur l'atténuation dans deux types de matériaux : les matériaux isotropes à gros grains – représentés ici par un alliage à base nickel et les matériaux anisotropes texturés, représentés par les soudures en acier austénitique. Une approche de modélisation par éléments finis est implémentée en couplant le code ATHENA<sup>®</sup>, avec une description de la microstructure à l'échelle des grains (GSM). Cette approche permet d'étudier la contribution de la diffusion à l'atténuation des ondes ultrasonores dans ces matériaux hétérogènes, en tenant compte de leurs propriétés morphologiques, élastiques et cristallographiques. Des simulations sont effectuées en 2D et 3D pour les deux matériaux. L'atténuation par diffusion est déterminée par deux méthodes. D'une part, elle est calculée à partir de la décroissance de l'amplitude des échos de fond multiples simulés. Dans cette méthode, la contribution de la diffusion par la microstructure est isolée par comparaison avec une atténuation obtenue dans un matériau homogénéisé équivalent. D'autre part, elle est calculée par décomposition du faisceau ultrasonore transmis à travers l'échantillon en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques. Les résultats numériques montrent l'influence de nombreux paramètres sur l'atténuation tels que la taille de grains, la distribution des tailles de grains, l'orientation cristallographique, les joints de grains et la fréquence. Enfin, les résultats numériques sont comparés avec des données expérimentales et des prédictions théoriques obtenues par des modèles analytiques. Cette comparaison montre la capacité de l'approche GSM, notamment la simulation 3D à reproduire l'atténuation par diffusion dans les microstructures complexes de matériaux isotropes non texturés et anisotropes texturés.

**Mots clés :** diffusion, atténuation ultrasonore, matériaux polycristallins, modélisation par éléments finis

# Abstract

The flaw detection performance of ultrasonic non-destructive testing on polycrystalline materials can be impaired by a high attenuation of the ultrasonic beam induced by the scattering of ultrasonic waves through the grain boundaries. The objective of this research work is to identify the microstructural characteristics that influence attenuation in two types of materials: coarse-grained isotropic materials - represented here by a nickel-based alloy - and textured anisotropic materials, represented by austenitic steel welds. A finite element modelling approach is implemented by coupling the ATHENA<sup>®</sup> code with a description of the microstructure at grain scale (GSM). This approach makes it possible to study the contribution of scattering to the attenuation of ultrasonic waves in these heterogeneous materials, taking into account their morphological, elastic and crystallographic properties. Simulations are carried out in 2D and 3D for both materials. Scattering attenuation is determined by two methods. On the one hand, it is calculated from the decay of the amplitude of multiple simulated bottom echoes. In this method, the contribution of scattering through the microstructure is isolated by comparison with an attenuation obtained in an equivalent homogenized material. On the other hand, it is calculated by decomposing the ultrasonic beam transmitted through the sample into an angular spectrum of monochromatic plane waves. The numerical results show the influence of many parameters on attenuation such as grain size, grain size distribution, crystallographic orientation, grain boundaries and frequency. Finally, the numerical results are compared with experimental data and theoretical predictions obtained by analytical models. This comparison shows the capability of the GSM approach, including 3D simulation to reproduce scattering attenuation in complex microstructures of non-textured isotropic and textured anisotropic materials.

**Keywords :** scattering, ultrasonic attenuation, polycrystalline materials, finite element modelling



# Table des matières

<b>LISTE DES SYMBOLES .....</b>	<b>V</b>
<b>LISTE DES ACRONYMES .....</b>	<b>XI</b>
<b>LISTE DES FIGURES.....</b>	<b>XII</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX .....</b>	<b>XXI</b>
<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE.....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I : ÉTAT DE L'ART DE LA PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES DANS LES MATERIAUX POLYCRISTALLINS .....</b>	<b>4</b>
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>4</b>
<b>I.1. PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES DANS LES MATERIAUX ANISOTROPES ET HETEROGENES .....</b>	<b>5</b>
I.1.1. Equation de propagation.....	5
I.1.2. Généralités sur les vitesses .....	7
<b>I.2. STRUCTURES POLYCRISTALLINES.....</b>	<b>8</b>
<b>I.3. PRESENTATION DU PHENOMENE DE DIFFUSION.....</b>	<b>9</b>
I.3.1. Origine de la diffusion des ultrasons.....	9
I.3.2. Distinction entre diffusion simple et diffusion multiple .....	10
I.3.3. Influence de la diffusion sur le contrôle non destructif par ultrasons .....	11
I.3.3.1. Atténuation ultrasonore .....	11
I.3.3.2. Bruit de structure .....	12
<b>I.4. MODELISATION DE LA DIFFUSION SIMPLE ET MULTIPLE .....</b>	<b>13</b>
I.4.1. Notion de champ cohérent et incohérent.....	13
I.4.2. Formalisation de la propagation de l'onde cohérente .....	13
I.4.2.1. Cas d'onde scalaire.....	14
I.4.2.2. Cas d'onde élastique.....	15
I.4.3. Développement de Born.....	15
I.4.4. Hypothèse de diffusion simple et approximation de Born .....	16
I.4.5. Coefficient de diffusion.....	16
I.4.6. Prise en compte de la diffusion multiple.....	17
I.4.6.1. Équation de Dyson.....	17
I.4.6.2. Équation de Bethe-Salpeter .....	18
I.4.6.3. Équation du Transfert Radiatif .....	19
I.4.6.4. Approximation de la diffusion.....	20
I.4.7. Conclusion sur la modélisation de la diffusion .....	21
<b>I.5. MODELES THEORIQUES DE L'ATTENUATION DANS LES MATERIAUX POLYCRISTALLINS .....</b>	<b>21</b>
I.5.1. Remarques préliminaires – illustrations numériques et unités .....	21
I.5.2. Différents régimes d'atténuation par diffusion .....	22
I.5.2.1. Atténuation dans le régime de Rayleigh.....	23
I.5.2.2. Atténuation dans le régime stochastique .....	23
I.5.2.3. Atténuation dans le régime géométrique .....	24
<b>I.6. MODELES D'ATTENUATION SPECIFIQUES AUX MATERIAUX NON TEXTURES A GRAINS EQUIAXES</b>	<b>24</b>
I.6.1. Modèle d'Hirsekorn .....	24
I.6.2. Modèle de Weaver .....	25
I.6.3. Modèle de Stanke & Kino.....	31

I.6.3.1. Approximations et hypothèses associées.....	31
I.6.3.2. Formules d'atténuation ultrasonore dans le cas général.....	32
I.6.3.3. Formules 3D d'atténuation de Bai & Tie.....	36
I.6.3.4. Formules 2D d'atténuation de Bai & Tie.....	38
I.7.    MODELE D'AHMED & THOMPSON SPECIFIQUE AUX MATERIAUX TEXTURES.....	40
 CONCLUSION DU CHAPITRE I.....	 45
 <b>CHAPITRE II : MATERIAUX ETUDIES ET METHODES DE CALCUL D'ATTENUATION .....</b>	 <b>46</b>
 INTRODUCTION.....	 46
II.1.    DESCRIPTION DES MATERIAUX ETUDIES .....	47
II.1.1.    Maquettes des matériaux utilisées.....	47
II.1.1.1.    Alliage à base nickel 600.....	47
II.1.1.2.    Acier inoxydable Inox316L.....	48
II.1.2.    Prélèvement d'échantillons pour les analyses microstructurales.....	48
II.1.2.1.    Échantillons d'Inconel600.....	48
II.1.2.2.    Échantillons d'Inox316L.....	49
II.1.3.    Techniques de caractérisation expérimentale.....	50
II.1.3.1.    Diffraction des rayons X.....	50
II.1.3.2.    Diffraction des électrons rétro-diffusés.....	52
II.1.4.    Appareillages et préparations des échantillons.....	53
II.1.4.1.    Analyses par EBSD.....	53
II.1.4.2.    Analyses par DRX.....	53
II.1.5.    Analyse microstructurale de l'Inconel600.....	53
II.1.5.1.    Caractérisation de la morphologie et la taille de grains.....	53
II.1.5.2.    Caractérisation des orientations cristallographiques.....	56
II.1.5.3.    Propriétés élastiques.....	58
II.1.6.    Analyse microstructurale de l'Inox316L.....	59
II.1.6.1.    Caractérisation de la morphologie et de la taille de grains.....	59
II.1.6.2.    Caractérisation de la texture cristallographique.....	62
II.1.6.3.    Propriétés élastiques.....	65
II.1.7.    Conclusion.....	65
II.2.    METHODES DU CALCUL D'ATTENUATION.....	66
II.2.1.    Méthodes classiques existantes.....	66
II.2.2.    Méthode des échos de fond multiples.....	68
II.2.3.    Méthode de décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes.....	71
II.2.3.1.    Principe.....	71
II.2.3.2.    Cartographies temporelles.....	72
II.2.3.3.    Cartographies spectrales.....	73
II.2.3.4.    Spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques.....	74
II.2.3.5.    Calcul du coefficient d'atténuation.....	76
II.2.3.6.    Coefficients de transmission.....	76
II.3.    DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....	78
II.3.1.    Dispositif de mesure en mode échographique.....	78
II.3.2.    Dispositif de mesure en mode transmission simple.....	79
 CONCLUSION DU CHAPITRE II.....	 81

<b>CHAPITRE III : SIMULATION NUMERIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES.....</b>	<b>82</b>
INTRODUCTION.....	82
III.1. CODES AUX ELEMENTS FINIS ATHENA.2D®/ATHENA.3D® .....	83
III.1.1. Modèle mathématique .....	83
III.1.2. Schéma numérique .....	84
III.1.3. Interface graphique Milena et calculateur cluster .....	86
III.1.4. Simulation avec prise en compte de la microstructure à l'échelle des grains .....	87
III.1.5. Configuration de simulation.....	87
III.2. MODELISATION DES MICROSTRUCTURES POLYCRISTALLINES.....	88
III.2.1. Modélisation 2D.....	89
III.2.1.1. Diagrammes de Voronoï 2D .....	89
III.2.1.2. Modèle 2D de la microstructure équiaxe .....	89
III.2.1.3. Modèle 2D de la microstructure texturée.....	94
III.2.2. Modélisation 3D.....	99
III.2.2.1. Modèle 3D de la microstructure équiaxe .....	99
III.2.2.2. Modèle 3D de la microstructure texturée.....	104
III.3. MAILLAGES .....	109
III.4. VALIDATION EXPERIMENTALE DE MICROSTRUCTURES SYNTHETIQUES .....	110
III.4.1. Microstructure isotrope .....	110
III.4.2. Microstructure anisotrope .....	112
CONCLUSION DU CHAPITRE III.....	114
<b>CHAPITRE IV : RESULTATS NUMERIQUES, VALIDATION THEORIQUE ET EXPERIMENTALE.....</b>	<b>115</b>
INTRODUCTION.....	115
IV.1. ATTENUATION EN MATERIAU ISOTROPE .....	116
IV.1.1. Simulation de la propagation du champ ultrasonore dans l'Inconel600 .....	116
IV.1.2. Incertitude des simulations numériques .....	117
IV.1.3. Effets de la taille de grains .....	119
IV.1.4. Effets de la distribution de grains équiaxes.....	121
IV.1.5. Effets des joints de macles .....	124
IV.1.6. Comparaison au modèle théorique de Stanke & Kino .....	126
IV.1.7. Application de la méthode DFSA .....	129
IV.1.1. Comparaison aux mesures expérimentales.....	132
IV.1.2. Conclusion.....	134
IV.2. ATTENUATION DANS LA SOUDURE AUSTENITIQUE EN INOX316L .....	135
IV.2.1. Simulation de la propagation du champ ultrasonore dans la soudure austénitique.....	135
IV.2.2. Effets de l'orientation de grains .....	137
IV.2.3. Effets de la taille de grains .....	138
IV.2.4. Comparaison au modèle théorique d'Ahmed & Thompson.....	141
IV.2.5. Application de la méthode DFSA .....	142
IV.2.6. Comparaison aux mesures expérimentales.....	145
CONCLUSION DU CHAPITRE IV.....	147
<b>CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>149</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>153</b>

## Table des matières

---

ANNEXE A : MODELE D'HIRSEKORN.....	154
A.1. Théorie des perturbations du second ordre .....	154
A.2. Calcul des potentiels de déplacement .....	154
A.3. Calcul des nombres d'ondes complexes .....	155
ANNEXE B : MODELE DE WEAVER.....	157
B.1. Fonctions de corrélation géométriques .....	157
B.2. Relation entre le coefficient d'atténuation et le coefficient de diffusion .....	157
ANNEXE C : CALCUL DES CONSTANTES D'ELASTICITE HOMOGENEISEES .....	160
ANNEXE D : MODELE DE STANKE & KINO.....	162
D.1. Perturbation des constantes du tenseur d'élasticité du monocristal .....	162
D.2. Calcul des coefficients d'atténuation.....	162
ANNEXE E : MODELE D'AHMED & THOMPSON.....	164
E.1. Perturbation des constantes du tenseur d'élasticité du monocristal .....	164
E.2. Termes impliqués dans l'expression du tenseur acoustique $\Gamma$ .....	165
ANNEXE F : PROPRIETES DE L'ECHANTILLON DE L'INCONEL600 (B359-EBSD-PEAU) .....	166
ANNEXE G : CARACTERISTIQUES DU CODE ATHENA <sup>®</sup> .....	167
G.1. Matrices de masse.....	167
G.2. Prise en compte de l'atténuation .....	168
G.3. Simulation du capteur en émission - réception .....	169
ANNEXE H : CONVENTIONS DE BUNGE ET ROE .....	171
<b>REFERENCES.....</b>	<b>172</b>
<b>LISTE DES COMMUNICATIONS ET PUBLICATIONS.....</b>	<b>177</b>

# Liste des symboles

Symbole	Description
$(x, y, z)$	: Cordonnées cartésiennes tridimensionnelles.
$(x_1, x_2, x_3)$	: Cordonnées cartésiennes tridimensionnelles.
$\Omega$	: Domaine ou volume.
$t$	: Temps.
$f$	: Fréquence.
$\omega$	: Fréquence angulaire
$k_x$	: Fréquence spatiale dans la direction $x$ .
$k_y$	: Fréquence spatiale dans la direction $y$ .
$k_z$	: Fréquence spatiale dans la direction $z$ .
$\varphi, \theta, \psi$	: Angles d'Euler dans la convention de Roe.
$\varphi_1, \phi, \varphi_2$	: Angles d'Euler dans la convention de Bunge.
$\Delta$	: Angle de déviation.
$\Delta l$	: Taille de maille (discrétisation spatiale de domaine).
$\Delta t$	: Temps de décalage entre un émetteur en position $x'$ et un récepteur en position $x$ .
$\vartheta$	: Terme exprimé par $\vartheta = \cos(\theta)$ .
$\Omega_{n_s}$	: Angle solide autour d'un vecteur unitaire.
$\sigma_{ij}$	: Tenseur de contrainte.
$\varepsilon_{ij}$	: Tenseur de déformation.
$C^0, C_{ijkl}^0$	: Tenseur d'élasticité homogénéisé.
$C, C_{ijkl}$	: Tenseur d'élasticité du monocristal.
$\delta C, \delta C_{ijkl}$	: Variation des constantes d'élasticité du monocristal.
$\langle \delta C \rangle, \langle \delta C_{ijkl} \rangle$	: Moyenne de la perturbation des constantes d'élasticité du monocristal sur un point.
$S_{ij}$	: Compliances des monocristaux.
$pp$	: Fonction correspondant à une pondération sur les différents éléments des covariances des constantes d'élasticité.
$A$	: Moyenne de la perturbation des constantes d'élasticité du monocristal sur deux points.
$\Gamma$	: Tenseur acoustique d'ordre 2 exprimé dans le milieu hétérogène.
$\Gamma^0$	: Tenseur acoustique d'ordre 2 exprimé dans le milieu homogène (sans atténuation).
$\mathcal{E}$	: Tenseur d'ordre 8.

$Q$	: Tenseur d'ordre 7.
$u^0$	: Champ de déplacement dans le milieu homogène.
$u$	: Champ de déplacement dans le milieu hétérogène.
$F_w$	: Fonction associée à la forme d'onde.
$F_n^{Div}$	: Fonction de correction de la divergence du faisceau.
$\gamma^i$	: Fonction caractéristique.
$U_i$	: Composante $i$ de la polarisation de l'onde.
$\vec{U}$	: Vecteur de polarisation de l'onde.
$a_c$	: Coefficient d'anisotropie invariant.
$A_c$	: Coefficient d'anisotropie normalisé.
$a_s$	: Coefficient exprimé en fonction des compliances des monocristaux.
$\xi$	: Degré d'inhomogénéité de l'onde ultrasonore.
$\xi_L$	: Degré de l'inhomogénéité de l'onde longitudinale.
$\xi_T$	: Degré de l'inhomogénéité de l'onde transversale.
$\eta$	: Coefficient de diffusion.
$\alpha$	: Coefficient d'atténuation.
$\delta_{ij}$	: Symbole de Kronecker.
$\delta(\vec{r})$	: Distribution de Dirac.
$C^{Ref}$	: Coefficient de réflexion eau/échantillon.
$T^{total}$	: Coefficient de transmission total.
$D$	: Opérateur de diffusion.
$\Sigma$	: Opérateur de masse ou self-energy (en anglais).
$\zeta$	: Vertex irréductible.
$\rho$	: Masse volumique dans le milieu hétérogène.
$\rho_0$	: Masse volumique dans le milieu homogène.
$\rho^{Eau}$	: Masse volumique de l'eau.
$\delta\rho$	: Variation de la masse volumique.
$P_a$	: Pression acoustique.
$\chi$	: Compressibilité.
$e$	: Épaisseur de l'échantillon.
$e^M$	: Épaisseur moyenne de macles.
$H^{Eau}$	: Hauteur de l'eau.
$d^{Capt}$	: Diamètre de capteur.
$\beta$	: Distance de corrélation exprimée en fonction de la taille moyenne de grains $\beta = 2 \bar{d}$ .

$N^G$	: Nombre de grains.
$N^M$	: Nombre de macles par grain.
$R$	: Rayon du grain équiaxe.
$\bar{R}$	: Rayon moyen de grains équiaxes.
$d$	: Diamètre du grain équiaxe.
$\bar{d}$	: Diamètre moyen de grains.
$d^{Stand}$	: Diamètre standard de grains équiaxes.
$d_{min}$	: Diamètre minimal de grains équiaxes.
$d_{max}$	: Diamètre maximal de grains équiaxes.
$\Sigma_d$	: Écart-type de tailles de grains équiaxes.
$R_d^{Stand}$	: Rapport de standardisation de tailles de grains équiaxes.
$h$	: Longueur de grains allongés.
$\bar{h}$	: Longueur moyenne de grains allongés.
$L_x$	: Taille du grain allongé dans la direction $x$ .
$L_y$	: Taille du grain allongé dans la direction $y$ .
$L_z$	: Taille du grain allongé dans la direction $z$ .
$\bar{L}_x$	: Taille moyenne de grains allongés dans la direction $x$ .
$\bar{L}_y$	: Taille moyenne de grains allongés dans la direction $y$ .
$\bar{L}_z$	: Taille moyenne de grains allongés dans la direction $z$ .
$L_{xmin}$	: Taille minimale de grains allongés dans la direction $x$ .
$L_{ymín}$	: Taille minimale de grains allongés dans la direction $y$ .
$L_{zmin}$	: Taille minimale de grains allongés dans la direction $z$ .
$L_{xmax}$	: Taille maximale de grains allongés dans la direction $x$ .
$L_{ymax}$	: Taille maximale de grains allongés dans la direction $y$ .
$L_{zmax}$	: Taille maximale de grains allongés dans la direction $z$ .
$\Sigma_{L_x}$	: Écart-type de tailles de grains allongés dans la direction $x$ .
$\Sigma_{L_y}$	: Écart-type de tailles de grains allongés dans la direction $y$ .
$\Sigma_{L_z}$	: Écart-type de tailles de grains allongés dans la direction $z$ .
$R_L^{Stand}$	: Rapport de standardisation de tailles de grains allongés.
$R^{Elong}$	: Rapport d'élongation de grains allongés.
$S^{Grain Equiaxe}$	: Surface d'un grain équiaxe.
$S^{Grain Allongé}$	: Surface d'un grain allongé.
$V^{Grain}$	: Volume du grain.
$\mu$	: Espérance du logarithme du diamètre de grains (dans l'espace logarithmique).

$\sigma$	: Écart-type du logarithme du diamètre de grains (dans l'espace logarithmique).
$f(d)$	: Fonction de densité de probabilité log-normale
$W$	: Fonction de corrélation spatiale.
$V_0$	: Vitesse de phase dans le milieu homogène.
$V$	: Vitesse de phase dans le milieu hétérogène.
$V^G$	: Vitesse de groupe.
$V^E$	: Vitesse de transport d'énergie.
$V^{Inc}$	: Vitesse de l'onde incidente.
$V^{Diff}$	: Vitesse de l'onde diffusée.
$V^{Eau}$	: Vitesse de l'onde dans l'eau.
$R^V$	: Rapport entre les vitesses de l'onde dans l'échantillon et l'eau, exprimé par : $V/V^{Eau}$ .
$\lambda$	: Longueur d'onde.
$k_0$	: Nombre d'onde dans le milieu homogène.
$k$	: Nombre d'onde dans le milieu hétérogène.
$k_L$	: Partie réelle du nombre d'onde longitudinale.
$k_T$	: Partie réelle du nombre d'onde transversale.
$K_L$	: Nombre d'onde longitudinale (nombre complexe).
$K_T$	: Nombre d'onde transversale (nombre complexe).
$k_L^{eff}$	: Nombre d'onde effectif des onde longitudinales.
$k_T^{eff}$	: nombre d'onde effectif des onde transversales.
$x_{0L}$	: Fréquence normalisée de l'onde longitudinale dans le milieu homogène, exprimée par : $x_{0L} = k_{0L}\bar{d}$ .
$x_{0T}$	: Fréquence normalisée de l'onde transversale dans le milieu homogène, exprimée par : $x_{0T} = k_{0T}\bar{d}$ .
$x_L$	: Fréquence normalisée de l'onde longitudinale dans le milieu hétérogène, exprimée par : $x_L = k_L\bar{d}$ .
$x_T$	: Fréquence normalisée de l'onde transversale dans le milieu hétérogène, exprimée par : $x_T = k_T\bar{d}$ .
$l^e$	: Libre parcours moyen élastique.
$l^{ext}$	: Libre parcours moyen d'extinction.
$l^t$	: Libre parcours moyen de transport.
$\vec{n}$	: Direction de propagation de l'onde.
$\vec{n}_s$	: Direction de la diffusion de l'onde.
$\vec{L}$	: Vecteur des lenteurs.
$\vec{p}$	: Variable de l'espace de Fourier.

$\vec{r}_s$	: Position de la source ultrasonore.
$\vec{r}$	: Position d'observation.
$P(\vec{n}   \vec{n}_s)$	: Probabilité qu'une onde incidente se propageant dans la direction $\vec{n}$ soit diffusée dans la direction $\vec{n}_s$ .
$g_L$	: Champ moyen des ondes longitudinales diffusées.
$g_T$	: Champ moyen des ondes transversales diffusées.
$E$	: Densité locale d'énergie.
$E_L$	: Énergie du champ moyen des ondes longitudinales diffusées.
$E_T$	: Énergie du champ moyen des ondes transversales diffusées.
$I$	: Intensité moyenne.
$\vec{j}^{cou}$	: Vecteur courant.
$\Psi$	: Potentiel du déplacement des ondes longitudinales exprimé par $\Psi = div(\vec{u}_L)$ .
$\vec{\Phi}$	: Potentiel du déplacement des ondes transversales $\vec{\Phi} = rot(\vec{u}_T)$ .
$H^{(1)}$	: Fonction de Hankel du premier ordre.
$J_i$	: Fonction de Bessel d'ordre $i$ .
$G_0$	: Fonction de Green dans le milieu et homogène.
$G$	: Fonction de Green dans le milieu hétérogène.
$\bar{G}_{eff}$	: Tenseur de Green effectif.
$G^*$	: Conjuguée de la fonction de Green dans le milieu hétérogène.
$L_i$	: Terme des perturbations caractérisant les effets de l'inhomogénéité du matériau.
$L^0$	: Terme de perturbation dans le milieu homogène équivalent.
$S$	: Terme source présent dans le milieu.
$S^{Ent}$	: Écho d'entrée de l'échantillon.
$S_i^{Ech}$	: Échos de fond de l'échantillon.
$S^{Inc}$	: Cartographie du faisceau incident.
$S^{Tra}$	: Cartographie du faisceau transmis.
$U^{Inc}$	: Cartographie du spectre angulaire du faisceau incident.
$U_{Exp}^{Tra}$	: Cartographie du spectre angulaire du faisceau transmis expérimental.
$U_{Theo}^{Tra}$	: Cartographie du spectre angulaire du faisceau transmis théorique.
$E_{Exp}^{Tra}$	: Énergie transmise expérimentale.
$E_{Theo}^{Tra}$	: Énergie transmise théorique.
$Im$	: Partie imaginaire d'un nombre complexe.
$Re$	: Partie réelle d'un nombre complexe.
$\langle \rangle$	: Opérateur de la moyenne d'ensemble.
*	: Conjugué d'un nombre complexe

## Liste des symboles

---

$\vec{\nabla}$	: Opérateur de gradient.
$\nabla^2$	: Opérateur de laplacien.
$div_x$	: Opérateur de divergence.
$TF1D$	: Transformée de Fourier temporelle 1D.
$TF2D$	: Transformée de Fourier spatiale 2D.
var	: Operateur de variance.
random	: Fonction numérique permet de générer un tirage aléatoire d'une variable.
arcs	: Inverse de cosinus.

# Liste des acronymes

Acronyme	Description
EDF	: Electricité de France.
INSA	: Institut National des Sciences Appliquées.
R&D	: Recherche et Développement.
LVA	: Laboratoire Vibrations Acoustique.
CND	: Contrôle Non Destructif.
REP	: Centrale nucléaire à réacteur à eau pressurisée.
A-scan	: Amplitude scan (acronyme en anglais).
B-scan	: Brightness scan (acronyme en anglais).
EBS	: Electron Backscattered Diffraction (acronyme en anglais), Diffraction des Électrons Rétro-diffusés (acronyme en français).
DRX	: Diffraction des Rayons X.
MEB	: Microscope Électronique à Balyage.
CDD	: Charge-Coupled Device (acronyme en anglais).
FDOC	: Fonction de Distribution des Orientations Cristallines.
EF	: Éléments Finis.
FOM	: Figure-Of-Merit (acronyme en anglais).
ETR	: Équation du Transfert Radiatif.
EBS	: Équation de Bethe-Salpeter.
ED	: Équation de diffusion.
FOSA	: First-Order-Smoothing Approximation (acronyme en anglais).
EFM	: Échos de Fond Multiples.
DFSA	: Décomposition du Faisceau ultrasonore en Spectre Angulaire d'ondes planes.
INRIA	: Institut Nationale de Recherche en Informatique et en Automatique.

# Liste des figures

Figure A : Schéma de la centrale à réacteur à eau pressurisée (REP) .....	1
Figure I-1 : Polarisation des trois ondes $\vec{U}_1$ , $\vec{U}_2$ , $\vec{U}_3$ , pouvant se propager dans la direction d'unitaire $\vec{n}$ .....	7
Figure I-2 : Section des surfaces des lenteurs caractéristiques des ondes ultrasonores dans le plan principal ( $x_2, x_3$ ) pour des matériaux isotrope et anisotrope [1].....	8
Figure I-3 : Caractéristiques de la microstructure polycristalline de l'alliage à base nickel : a) micrographie optique [4] et b) Analyse par Diffraction des Electrons Rétrodiffusés EBSD réalisée dans cette étude. ....	9
Figure I-4 : Distinction phénoménologique entre la diffusion simple et la diffusion multiple dans un matériau polycristallin.....	10
Figure I-5 : Influence de l'atténuation et du bruit de structure générés par la diffusion par la microstructure polycristalline sur le contrôle ultrasonore. ....	11
Figure I-6 : Mesure de bruit de structure dans l'alliage à base nickel à gros grains (Inconel600).....	12
Figure I-7 : Illustration des chemins possibles (orange) dans le développement de Born avec : a) 2 diffuseurs (bleu) et b) 3 diffuseurs [4].....	16
Figure I-8 : Schéma résumé du bilan de conservation l'intensité spécifique dans la direction $\vec{n}$ (a) égal à la somme (b) des gains (c) des pertes par diffusion.....	19
Figure I-9 : Les trois régimes de diffusion. ....	22
Figure I-10 : Fonction de corrélation spatiale exponentielle pour un diamètre moyen de grains de 500 $\mu\text{m}$ .....	26
Figure I-11 : Définition de l'angle de diffusion $\theta$ . ....	29
Figure I-12 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Weaver [16] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000 $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence $f$ et b) fréquence normalisée $x_{0L} = x_{0L}\bar{d}$ en échelle logarithmique.....	30
Figure I-13 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes transversales calculées par le modèle de Weaver [16] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000 $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence $f$ et b) fréquence normalisée $x_{0T} = k_{0T}\bar{d}$ en échelle logarithmique.....	30
Figure I-14 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Stanke & Kino [5] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000 $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence $f$ et b) fréquence normalisée $x_{0L} = x_{0L}\bar{d}$ en échelle logarithmique. Les valeurs d'atténuation sont calculées par la solution unifiée obtenue par une méthode numérique, implémentée par Kubé [37, 38] et la solution analytique approchée obtenue par l'application de l'approximation de Born [5].....	36

Figure I-15 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Stanke & Kino [5] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0L} = x_{0L}\bar{d}$  en échelle logarithmique. Les valeurs d'atténuation sont calculées par la solution analytique approchée obtenue par l'application de l'approximation de Born [5] et la solution numérique approchée obtenue par les formules d'atténuation 3D de Bai & Tie [39-41]..... 38

Figure I-16 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Stanke & Kino [5] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0L} = x_{0L}\bar{d}$  en échelle logarithmique. Les valeurs d'atténuation sont calculées par la solution analytique approchée obtenue par les formules d'atténuation 2D et 3D de Bai & Tie [39-41]. ..... 39

Figure I-17 : La forme de grains selon le rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$ ..... 40

Figure I-18 : Caractéristiques géométriques et cristallographiques de grains allongés dans le matériau texturé (matériau isotrope transverse) : a) Orientations morphologiques de grains suivant l'angle  $\theta$  entre la direction d'élongation de grains (axe de fibre)  $z$  et la direction de propagation des ondes ultrasonores  $z'$ . b) Orientations cristallographiques de grains dans le repère du laboratoire  $(x, y, z)$ .... 41

Figure I-19 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43] appliqué à la soudure austénitique Inconel600 pour différentes valeurs du rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$  : a) coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  en fonction de la fréquence  $f$  et b) coefficient d'atténuation normalisé  $\alpha_L/k_{0L}$  en fonction de la fréquence normalisée  $x_{0L} = x_{0L}\bar{d}$  ..... 43

Figure I-20 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le d'Ahmed & Thompson [42, 43] appliqué à la soudure austénitique Inconel600 en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  dans la soudure austénitique Inconel600 pour différentes valeurs du rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$ : a) coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  et b) coefficient d'atténuation normalisé  $\alpha_L/k_{0L}$ ..... 44

Figure II-1 : Bloc (B359) prélevé dans une barre forgée en Inconel600..... 47

Figure II-2 : Soudure en acier inoxydable austénitique (Inconel600). a) Macrographie d'une soudure multipasses en acier inoxydable austénitique. b) Découpe des échantillons avec différentes orientations [46-48]..... 48

Figure II-3 : Découpe des échantillons de l'Inconel600 pour réaliser des analyses métallurgiques par EBSD et DRX. .... 49

Figure II-4 : Découpe des échantillons d'Inconel600 pour réaliser des analyses métallographiques : EBSD et DRX. .... 50

Figure II-5 : Représentation d'un échantillon du matériau polycristallin quelconque. a) Description schématique de l'orientation de grains à partir des cristaux cubiques, reproduite de [50]. b) Description schématique de la décomposition de la microstructure polycristalline. .... 51

Figure II-6 : Construction d'une figure de pôles  $\{100\}$  pour deux cristaux orientés différemment : a) pour une orientation Cube et b) pour une orientation quelconque. Figures de pôles reproduites de [50]. .... 51

Figure II-7 : Description du principe de l'EBS. a) Différents éléments d'un microscope MEB. b) Exemple d'un diagramme de Kikuchi (diagramme EBSD) obtenu dans un grain de l'alliage à base nickel Inconel600. .... 52

Figure II-8 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon de l'Inconel600 prélevé à peau (B359-EBSD-Peau) : a) en prenant en compte les macles et b) sans prendre en compte les macles..... 54

Figure II-9 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon de l'Inconel600 prélevé à cœur (B359-EBSD-Cœur) : a) en prenant en compte les macles et b) sans prendre en compte les macles..... 54

Figure II-10 : : Distribution réelle des tailles de grains équiaxes (diamètres) de l'Inconel600. a) En prenant en compte les macles. b) Sans prendre en compte les macles. c) Comparaison entre la distribution des tailles de grains en présence de macles et en absence de macles..... 56

Figure II-11 : : Figures de pôles {200}, {111} et {220} des échantillons de l'Inconel600 obtenues par les analyses expérimentales. a) Analyse par EBSD réalisée sur l'échantillon B359-EBSD-Cœur. b) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon B359-DRX-P1 préparé par un polissage mécanique. c) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon B359-DRX-P2 préparé par une attaque chimique à l'eau régale. .... 57

Figure II-12 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon de l'Inox316L (INOX316L-EBSD-OT-0°) caractérisé par une orientation préférentielle de grains de 0° dans : a) Coupe transversale par rapport à la direction d'élongation de grains, b) Coupe longitudinale par rapport à la direction d'élongation de grains. .... 59

Figure II-13 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90° caractérisé par une orientation commune de grains de 90° dans : a) Coupe longitudinale par rapport à la direction d'élongation de grains, b) Coupe transversale par rapport à la direction d'élongation de grains. .... 59

Figure II-14 : La forme et les dimensions de grains allongés en 3D..... 60

Figure II-15 : Distribution réelle des tailles de grains allongés de l'Inox316L dans les trois directions. a) Distribution des dimensions  $L_x$  suivant la direction  $x$ . b) Distribution des dimensions  $L_y$  suivant la direction  $y$ . c) Distribution des dimensions  $L_z$  suivant la direction  $z$ . Les distributions expérimentales sont tracées sous forme d'histogrammes. .... 61

Figure II-16 : Figures de pôles {200}, {111} et {220} des échantillons de l'Inox316L obtenues par les analyses expérimentales. a) Analyse par EBSD réalisée sur l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-0°. b) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon INOX316L-DRX-OT-0°. .... 63

Figure II-17 : Figures de pôles {200}, {111} et {220} des échantillons de l'Inox316L obtenues par les analyses expérimentales. a) Analyse par EBSD réalisée sur l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90°. b) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon INOX316L-DRX-OT-90°. .... 64

Figure II-18 : Dispositif de contrôle ultrasonore en immersion en mode échographique (pulse écho) et distinction de deux premiers échos de fond [45]..... 67

Figure II-19 : Description du principe de la méthode d'échos de fond multiples a) simulation ou mesure dans un milieu polycristallin hétérogène, b) simulation dans un milieu homogène [36, 44].... 68

Figure II-20 : Description de différentes étapes de calcul du coefficient d'atténuation par diffusion des ondes longitudinales basé sur la méthode EFM pour une simulation en 3D réalisée par un capteur de 2,25 MHz pour le matériau isotrope Inconel600 avec une taille moyenne de grains de 775 $\mu\text{m}$ .....	70
Figure II-21 : Schéma descriptif du principe de calcul d'atténuation par la méthode DFSA.....	71
Figure II-22 : Principe de la mesure des cartographies des signaux temporelles point par point en immersion dans l'eau en champ lointain et en incidence normale [46]. .....	72
Figure II-23 : Mesure du faisceau incident. a) Représentation sous forme de cartographie temporelle (image C-scan). b) Exemple d'un signal en un point de la cartographie.....	73
Figure II-24 : Mesure du faisceau transmis. a) Représentation sous forme de cartographie temporelle (image C-scan). b) Exemple d'un signal en un point de la cartographie.....	73
Figure II-25 : Cartographie spectrale en amplitude à une fréquence de 2.25 MHz du : a) faisceau incident et b) faisceau transmis. ....	74
Figure II-26 : Décomposition en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques à une fréquence de 2.25 MHz des faisceaux : a) incident et b) transmis. ....	75
Figure II-27 : Spectre angulaire d'ondes planes du faisceau transmis théorique à une fréquence de 2.25 MHz.....	75
Figure II-28 : Conversions de mode dans un plan non principal.....	76
Figure II-29 : Module du coefficient de transmission total à une fréquence de 2,25 MHz pour un matériau isotrope (Inconel600).....	77
Figure II-30 : Module du coefficient de transmission total à une fréquence de 2,25 MHz pour le matériau isotrope transverse (Inox316L).....	78
Figure II-31 : Vue d'ensemble de dispositif expérimental de mesure ultrasonore en mode émission-réflexion (BACUS) du laboratoire CND d'EDF R&D. ....	78
Figure II-32 : Système permettant de supporter et d'orienter le capteur ultrasonore.....	79
Figure II-33 : Vue d'ensemble de dispositif expérimental de mesure ultrasonore en mode de transmission simple du laboratoire LVA de l'INSA de Lyon. ....	80
Figure II-34 : Système mécanique contenant le porte échantillon, l'émetteur et le récepteur. ....	80
Figure III-1 : Discrétisation spatiale de défaut présent dans une configuration de simulation en 2D : a) Exemple de défaut $\Gamma$ avec deux maillages différents et b) un défaut de forme quelconque. ....	86
Figure III-2 : Interface graphique MILENA. ....	87
Figure III-3 : Principe de la simulation numérique de la propagation des ondes ultrasonores en immersion dans l'eau avec le code ATHENA <sup>®</sup> .....	88
Figure III-4 : Les calculs des diagrammes de Voronoï 2D.....	89
Figure III-5 : Génération du modèle 2D de la microstructure isotrope avec des grains équiaxes basé sur le calcul des diagrammes de Poisson Voronoï 2D. Les dimensions de la microstructure créée sont $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et la taille moyenne $d^G$ de 843 grains est de l'ordre de 1000 $\mu\text{m}$ .....	90

Figure III-6 : Modèles 2D des microstructures équiaxes de dimensions  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  pour différentes tailles moyennes de grains : a)  $\bar{d} = 300 \text{ }\mu\text{m}$ , b)  $\bar{d} = 500 \text{ }\mu\text{m}$ , c)  $\bar{d} = 800 \text{ }\mu\text{m}$  et d)  $\bar{d} = 1000 \text{ }\mu\text{m}$ . 91

Figure III-7 : Distributions de diamètres de grains obtenues des microstructures équiaxes générées par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D. a) Distributions de diamètres de grains obtenues par l'estimation à noyau ( $d^{Obt}$ ) et b) Distributions de diamètres standards de grains ( $d^{Stand}$ )..... 92

Figure III-8 : Figures de pôles  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  (dans la convention de Roe [107, 108]) suite à 1623 tirages d'angles d'Euler selon la relation (III.23)..... 93

Figure III-9 : Étapes de la procédure de création du modèle 2D de microstructure texturée à grains allongés basé sur le calcul des diagrammes de Poisson Voronoï 2D: a) Génération d'une tessellation de Poisson-Voronoi 2D avec des grains équiaxes, b) Allongement du domaine de simulation dans la direction horizontale pour générer des grains allongés. c) Rotation du domaine d'un angle  $\theta$  pour créer l'orientation préférentielle de grains et d) Extraction du domaine simulé avec les dimensions souhaitées. La microstructure créée (de dimensions  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ ) contient 346 grains allongés orientés d'un angle  $\theta = 45^\circ$  et de dimensions moyennes  $\bar{L}_x \times \bar{L}_z = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ ..... 95

Figure III-10 : Différents modèles 2D des microstructures texturées avec différentes dimensions moyennes de grains allongés : a)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_z = 0,2 \times 4 \text{ mm}^2$ , b)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_z = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ , c)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_z = 0,3 \times 6 \text{ mm}^2$  et d)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_z = 0,35 \times 7 \text{ mm}^2$ ..... 96

Figure III-11 : Distributions des dimensions de grains allongés  $L_x$  obtenues des microstructures texturées générées par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D. a) Distributions des tailles de grains obtenues par l'estimation à noyau ( $L_x^{Obt}$ ) et b) Distribution des tailles standardisées ( $L_x^{Stand}$ ). ..... 97

Figure III-12 : Distributions des dimensions de grains allongés  $L_z$  obtenues des microstructures texturées générées par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D. a) Distributions des tailles de grains obtenues par l'estimation à noyau ( $L_z^{Obt}$ ) et b) Distribution des tailles standardisées ( $L_z^{Stand}$ ).. ..... 98

Figure III-13 : Représentation de figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  obtenues suite à 745 tirages d'angles d'Euler (dans la convention de Roe [107, 108]) pour un modèle 2D de la microstructure texturée obtenu par le tirage de Poisson-Voronoi. .... 99

Figure III-14 : Génération de modèle 3D de la microstructure isotrope par le code DREAM.3D®. a) Microstructure de dimensions  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  avec 2010 grains de taille moyenne  $1000 \text{ }\mu\text{m}$  et b) Distribution log-normale des tailles de grains..... 100

Figure III-15 : Modèles 3D des microstructures équiaxes des dimensions  $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$  pour différentes tailles moyennes de grains: a)  $\bar{d} = 500 \text{ }\mu\text{m}$ , b)  $\bar{d} = 800 \text{ }\mu\text{m}$  et c)  $\bar{d} = 1000 \text{ }\mu\text{m}$  ..... 101

Figure III-16 : Figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  obtenues suite à 745 tirages d'angles d'Euler (dans la convention de Roe) pour un modèle 3D de la microstructure équiaxe simulé par DREAM.3D® (microstructure de dimensions  $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$  et taille moyenne de grains  $\bar{d} = 1000 \text{ }\mu\text{m}$ ) ..... 102

Figure III-17 : Prise en compte du phénomène de maclage dans la modélisation 3D de la microstructure isotrope avec des grains équiaxes (microstructure de dimensions  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  a) Microstructure sans macles, b) Microstructure avec macles et c) Distributions des tailles de grains avec et sans macles.. ..... 103

Figure III-18 : Modélisation 3D de la microstructure anisotrope texturée avec des grains allongés (microstructure de dimensions  $30 \times 30 \times 30 \text{ mm}^3$  et de tailles moyennes de grains  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z = 0,40 \times 0,4 \times 8 \text{ mm}^3$ ). a) Modèle 3D de la microstructure texturée. b) Dimensions de grains allongés ( $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z$ ). c) Distribution de rapports d'élongation de grains  $L_x/L_z$ . d) Distribution de rapports d'élongation de grains  $L_y/L_z$  ..... 105

Figure III-19: Différents modèles 3D de la microstructure texturée avec différentes dimensions moyennes de grains allongés : a)  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z = 0,20 \times 0,20 \times 4 \text{ mm}^3$ , b)  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ , c)  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z = 0,30 \times 0,30 \times 6 \text{ mm}^3$  et d)  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z = 0,35 \times 0,35 \times 7 \text{ mm}^3$  ..... 106

Figure III-20 : Distributions des dimensions de grains allongés obtenues des microstructures texturées créées par DREAM.3D®. a) Distributions des dimensions  $L_x$ , b) Distributions des dimensions  $L_y$  et c) Distribution des dimensions  $L_z$  dans la direction d'élongation..... 107

Figure III-21 : Texture cristallographique du matériau isotrope transverse définie par les figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$ . a) Figures de pôles calculées par MTEX et introduites comme des données d'entrée dans DREAM.3D®. b) Figures de pôles obtenues après la génération de la microstructure texturée par DREAM.3D®. La texture correspond au cas d'une orientation commune de grains  $\theta = 0^\circ$  (l'axe de fibre 100 est parallèle à la direction d'élongation de grains z). ..... 108

Figure III-22 : Maillages réguliers des modèles 2D et 3D des microstructures polycristallines : a) Modèle 2D de la microstructure isotrope équiaxe sans macles, b) Modèle 3D de la microstructure isotrope équiaxe sans macles, c) Modèle 3D de la microstructure isotrope équiaxe avec macles, d) Modèle 2D de la microstructure anisotrope texturée et e) Modèle 3D de la microstructure anisotrope texturée. .... 109

Figure III-23 : Microstructure isotrope de l'alliage à base nickel Inconel600 avec des grains équiaxes de taille moyenne  $\overline{d} = 775 \mu\text{m}$  : a) Cartographie EBSD de la microstructure réelle de dimensions  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  (échantillon B359-EBSD-Cœur), b) Microstructure virtuelle 2D de dimensions  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  et c) Microstructure virtuelle 3D de dimensions  $12 \times 12 \times 12 \text{ mm}^3$  .. ..... 110

Figure III-24 : Distribution des tailles de grains équiaxes expérimentales et simulées de l'Inconel600. .... 111

Figure III-25 : Figures de pôles de la microstructure isotrope équiaxe de l'Inconel600 obtenues à partir: a) de l'analyse expérimentale par EBSD, b) du modèle 2D créé par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D et c) du modèle 3D généré par DREAM.3D®. .... 112

Figure III-26 : Microstructure anisotrope texturée de la soudure austénitique en Inox316L caractérisée par des grains allongés des tailles moyennes  $\overline{L}_x = 0,25 \text{ mm}$ ,  $\overline{L}_y = 0,25 \text{ mm}$  et  $\overline{L}_z = 5 \text{ mm}$  (échantillon INOX316L-EBSD-OT-0°): a) Cartographie EBSD de dimensions  $16 \times 6 \text{ mm}^2$ , b) Microstructure virtuelle 2D de dimensions  $16 \times 6 \text{ mm}^2$  et c) Microstructure virtuelle 3D de dimensions  $16 \times 6 \times 6 \text{ mm}^3$  ..... 112

Figure III-27 : Figures de pôles  $\{001\}$  de la microstructure anisotrope texturée de la soudure austénitique en Inox316L obtenues à partir: a) de l'analyse expérimentale par EBSD, B) du modèle 2D créé par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D et c) du modèle 3D généré par DREAM3D. .... 113

Figure IV-1 : Simulation de la propagation des ondes ultrasonore en milieu homogène (à gauche) et en milieu hétérogène avec des grains de taille moyenne de 775  $\mu\text{m}$  (à droite). La simulation est effectuée par un capteur d'une fréquence centrale de 2,25 MHz : a) Simulation numérique 2D et b) Simulation numérique 3D..... 116

Figure IV-2 : Champs cohérents calculés par la moyenne des signaux temporels (A-scans) simulés dans deux milieux homogène et hétérogène : a) Simulation 2D et b) Simulation 3D..... 117

Figure IV-3 : Vérification du degré de confiance sur les résultats numériques d'atténuation des ondes longitudinales obtenus à partir des 3 simulations 3D. Les simulations sont réalisées avec un capteur de 2,25MHz pour des microstructures isotropes de l'Inconel600 caractérisées par une taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et un écart-type  $\Sigma = 85 \mu\text{m}$ ..... 119

Figure IV-4 : Variation de l'atténuation des ondes longitudinales en fonction de la fréquence pour trois tailles moyennes de grains  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$ . Les valeurs numériques sont calculées par la méthode EFM appliquée sur les simulations 2D et 3D réalisées pour l'Inconel600 à 2,25 MHz..... 120

Figure IV-5 : Modèles 3D des microstructures isotropes pour quatre différentes distributions des tailles de grains équiaxes avec des diamètres moyens et des écarts types de : a)  $\bar{d} = 774 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 85 \mu\text{m}$ , b)  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ , c)  $\bar{d} = 777 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 455 \mu\text{m}$  et d)  $\bar{d} = 774 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 620 \mu\text{m}$ ..... 122

Figure IV-6 : Distributions des tailles de grains sans macles avec le même diamètre moyen et quatre écarts-types différents. Les distributions sont extraites des microstructures équiaxes présentées dans la figure précédente. .... 122

Figure IV-7 : Variation de l'atténuation des ondes longitudinales en fonction de la fréquence pour quatre différentes distributions des tailles de grains. Les valeurs numériques sont calculées par la méthode EFM appliquée sur des simulations 3D réalisées pour le matériau isotrope Inconel600 avec un capteur de 2,25 MHz. .... 123

Figure IV-8 : Modèles 3D des microstructures isotropes en tenant compte des macles pour trois différentes distributions des tailles de grains : a)  $\bar{d} = 663 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 287 \mu\text{m}$ , b)  $\bar{d} = 665 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 380 \mu\text{m}$  et c)  $\bar{d} = 668 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 500 \mu\text{m}$ ..... 125

Figure IV-9 : Comparaison des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales simulées en 3D avec et sans macles dans les microstructures isotropes de l'Inconel600. Les simulations sont réalisées pour trois distributions des tailles de grains différentes. .... 126

Figure IV-10 : Comparaison entre les prédictions théoriques d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle 3D de Stanke & Kino [5] et les valeurs numériques obtenues des simulations 3D réalisées à 2,25MHz pour des microstructures isotropes de l'Inconel600, caractérisées par des tailles moyennes de grains et des écart-types :  $\bar{d} = 300 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 130 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 200 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ , et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 315 \mu\text{m}$ . .... 127

Figure IV-11 : Comparaison entre les prédictions théoriques d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle théorique 2D de Stanke & Kino [39-41] et les valeurs obtenues des simulations 2D réalisées à 2,25MHz pour des microstructures isotropes de l'Inconel600, caractérisées par des tailles moyennes de grains et des écart-types :  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 150 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 216 \mu\text{m}$ , et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ ..... 128

Figure IV-12 : Comparaison des cartographies temporelles du faisceau incident et transmis obtenues à 2,25 MHz pour l’Inconel600 à partir des : a) mesures et b) simulations 3D..... 130

Figure IV-13 : Comparaison des cartographies des spectres angulaires d’ondes planes monochromatiques du faisceau transmis théorique (produit des coefficients de transmission et les spectres angulaires du faisceau incident) et du faisceau transmis expérimental obtenus à 2,25 MHz pour l’Inconel600 : a) Mesures et b) Simulations 3D. .... 131

Figure IV-14 : Comparaison entre les valeurs d’atténuation des ondes longitudinales calculées à partir des simulations 3D et des mesures obtenues par le dispositif expérimental en Emission-Réflexion en utilisant 3 capteurs de 2,25, 3,5 et 5MHz. Le calcul d’atténuation est basé sur la méthode EFM. .... 133

Figure IV-15 : Comparaison des valeurs d’atténuation des ondes longitudinales numériques et expérimentales calculées par les deux méthodes EFM et DFSA pour un échantillon de l’Inconel600 avec une taille moyenne de grains de  $775 \mu m$  et en utilisant un capteur en immersion de fréquence 2,25 MHz..... 134

Figure IV-16 : Simulation 2D de la propagation du champ ultrasonore à 2,25MHz en : a) milieu homogène, b) milieu hétérogène avec des grains de tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 mm^2$  et avec 3 orientations de grains  $\theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 60^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  et c) Déviation théorique de la vitesse d’énergie par rapport à la direction de propagation en fonction de la direction la texture. Les flèches rouges représentent l’orientation de l’axe de fibre de la texture cristallographique isotrope transverse (l’axe d’élongation de grains)..... 136

Figure IV-17 : Variation du coefficient d’atténuation par diffusion en fonction de l’angle  $\theta$  entre la direction de propagation des ondes longitudinales et l’axe de fibre de grains dans la soudure austénitique en Inox316L pour trois fréquences des capteurs : 2,25, 3,5 et 5 MHz..... 138

Figure IV-18 : Variation du coefficient d’atténuation en fonction de l’angle  $\theta$  entre la direction de propagation des ondes longitudinales et l’axe de fibre de grains dans la soudure austénitique en Inox316L pour quatre dimensions moyennes de grains différentes et pour une fréquence de 2,25 MHz..... 139

Figure IV-19 : Variations du coefficient d’atténuation des ondes longitudinales en fonction de la fréquence pour quatre orientations de grains  $\theta$  et quatre tailles de grains différentes de la soudure austénitique en Inox316L. Les simulations 3D sont effectuées par un capteur de 2,25 MHz..... 140

Figure IV-20 : Comparaison des résultats d’atténuation obtenues des simulations 2D et 3D avec des prédictions théoriques calculées par le modèle 2D d’Ahmed & Thompson [42, 43] pour la soudure austénitique en Inox316L à deux fréquences : a) 2,25 MHz et b) 5MHz..... 141

Figure IV-21 : Comparaison des cartographies temporelles du faisceau incident et transmis obtenues à 2,25 MHz pour un échantillon en Inox316L caractérisé une orientation de grains  $\theta = 75^\circ$  et des tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 mm^3$  : a) Mesures et b) Simulation 3D.. .... 143

Figure IV-22 : Comparaison des cartographies des spectres angulaires d’ondes planes monochromatiques du faisceau transmis théorique (produit des coefficient de transmission et les spectres angulaires du faisceau incident) et du faisceau transmis expérimental obtenus à 2,25 MHz pour un échantillon en Inox316L caractérisé une orientation de grains  $\theta = 75^\circ$  et des tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 mm^3$  : a) Mesures et b) Simulation 3D..... 144

Figure IV-23 : Comparaison des valeurs d'atténuation numériques et expérimentales obtenues avec un capteur de 2,25 MHz pour la soudure austénitique en Inox316L. Les valeurs des ondes longitudinales sont calculées par les deux méthodes EFM et DFSA..... 146

Figure A-B : Configuration simplifiée utilisée pour démontrer le lien entre la diffusion et l'atténuation .....157

Figure A-F : Figures de pôles obtenues par l'analyse EBSD dans les plans cristallographiques {200}, {111} et {220} de l'échantillon d'Inconel600 (B359-EBSD-Peau) .....166

Figure A-H.1 : Représentation des angles d'Euler ( $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ ) dans la convention de Bunge. a) Représentation du repère échantillon ( $x_s, y_s, z_s$ ) et repère du cristal ( $x_c, y_c, z_c$ ), b) Rotation d'un angle  $\varphi_1$  autour de  $z_c$ , c) Rotation d'un angle  $\phi$  autour de  $x'_c$  et d) Rotation d'un angle  $\varphi_2$  autour de  $z''_c$  .....171

Figure A-H.2 : Représentation des angles d'Euler ( $\varphi, \theta, \psi$ ) dans la convention de Roe. a) Représentation du repère échantillon ( $x_s, y_s, z_s$ ) et repère du cristal ( $x_c, y_c, z_c$ ), b) Rotation d'un angle  $\varphi$  autour de  $z_c$ , c) Rotation d'un angle  $\theta$  autour de  $y'_c$  et d) Rotation d'un angle  $\psi$  autour de  $z''_c$  .....171

# Liste des tableaux

Tableau I-1 : Différentes régimes de diffusion [5].	22
Tableau I-2 : Propriétés élastiques du matériau isotrope Inconel600 [4, 36].	31
Tableau I-3 : Propriétés élastiques du matériau isotrope transverse Inox316L [44].	42
Tableau II-1 : Composition chimique de la barre forgée en Inconel600 [45].	47
Tableau II-2 : Composition chimique de la soudure en acier inoxydable austénitique Inox316L [46-48].	48
Tableau II-3 : Données statistiques de la microstructure équiaxe de l’Inconel600 obtenues par l’analyse EBSD sans prendre en compte les macles.	55
Tableau II-4 : Données statistiques de la microstructure équiaxe de l’Inconel600 obtenues par l’analyse EBSD en prenant en compte les macles.	55
Tableau II-5 : Données statistiques de la microstructure de l’Inox316L obtenues par l’analyse EBSD 60	
Tableau III-1 : Données statistiques des modèles 2D des microstructures équiaxes obtenus par les calculs des diagrammes de Poisson-Voronoi 2D.	92
Tableau III-2 : Données statistiques des modèles 2D des microstructures texturées à grains allongés obtenus par les calculs des diagrammes de Poisson-Voronoi 2D.	97
Tableau III-3 : Données statistiques des modèles 3D des microstructures équiaxes générés par DREAM.3D®	101
Tableau III-4: Données statistiques des modèles 3D des microstructures équiaxes générés par DREAM.3D® en prenant en compte les macles et sans prendre en compte les macles.	104
Tableau III-5 : Données statistiques des modèles 3D des microstructures texturées à grains allongés obtenus par DREAM.3D® [36, 88-90].	106
Tableau IV-1 : Temps des calculs 2D et 3D pour le cas d’une microstructure caractérisée par une taille moyenne de grains $d = 775 \mu m$ .	118
Tableau IV-2 : Caractéristiques des capteurs utilisés dans les simulations EF et les mesures expérimentales.	118
Tableau IV-3 : Propriétés statistiques et géométriques des microstructures artificielles utilisées dans les simulations EF 2D et 3D réalisées pour le matériau isotrope Inconel600.	120
Tableau IV-4 : Propriétés statistiques des différentes distributions des tailles de grains équiaxes de l’Inconel600 utilisées dans le calcul EF 3D et les valeurs d’atténuation des ondes longitudinales obtenues à 2,25 MHz.	121
Tableau IV-5 : Propriétés statistiques des microstructures isotropes avec des macles utilisées dans les simulations 3D de l’atténuation pour l’Inconel600.	125
Tableau IV-6 : Données statistique des modèles 2D et 3D des microstructures utilisées dans les simulations 2D et 3D (valeurs calculées à partir de 20 tirages en 2D et 3 tirages en 3D).	137





De plus, lors du recouvrement d'une passe de soudage, les grains en solidification adoptent naturellement l'orientation cristallographique des grains sous-jacents, c'est la croissance épitaxiale. Ce phénomène conduit à la formation de grains qui peuvent s'étendre sur plusieurs passes de soudage et mesurer plusieurs millimètres, voire une dizaine de millimètres de long. Les grains allongés sont ainsi formés et constituent une microstructure texturée très fortement anisotrope.

Les microstructures hétérogènes de ces matériaux isotropes et anisotropes sont susceptibles d'entraîner une très forte diffusion des ondes ultrasonores par les joints de grains particulièrement lorsque les tailles de grains sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Une partie de l'énergie des ondes incidentes est alors réémise dans toutes les directions. Cela dégrade les performances du contrôle ultrasonore et complique l'interprétation des inspections via deux phénomènes liés. D'une part, cette dispersion d'énergie des ondes génère une atténuation de l'amplitude des échos de défauts. D'autre part, quand elle atteint le capteur en réception, la partie d'énergie diffusée fait apparaître un signal gênant appelé bruit de structure.

Il est donc essentiel d'étudier les phénomènes induits par la diffusion des ondes afin de pouvoir émettre un jugement fiable quant à l'état de santé du composant contrôlé. Cependant, il est très difficile de quantifier expérimentalement ces phénomènes complexes intrinsèques aux matériaux. C'est pourquoi, la simulation numérique joue aujourd'hui un rôle essentiel en CND puisqu'elle permet de développer et d'étudier différentes méthodes de contrôle sans avoir recours à des campagnes expérimentales, parfois longues et coûteuses à mettre en place. Pour cela, EDF R&D a développé depuis plusieurs années le code de simulation par éléments finis ATHENA<sup>®</sup> permettant de modéliser la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux hétérogènes et anisotropes. Cet outil a été couplé avec une description complète du matériau à l'échelle polycristalline dans une approche dénommée simulation à l'échelle des grains (Grain-Scale Modelling GSM,), mise en place dans leurs versions 2D et 3D. Cette approche numérique permet de simuler les phénomènes complexes liés à la diffusion multiple de l'onde ultrasonore par la microstructure, notamment l'atténuation ultrasonore et le bruit de structure. Ainsi, l'amélioration constante des capacités de la simulation numérique par l'utilisation du cluster de calcul nous permet d'envisager des campagnes d'études conséquentes de simulations visant à identifier les paramètres influents de la propagation ultrasonore.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet mené à EDF R&D qui engage des recherches visant à améliorer la connaissance et la capacité de prédiction du phénomène d'atténuation par diffusion dans les composants des centrales nucléaires REP. L'objectif de ce travail de thèse est de disposer de différents moyens expérimentaux, théoriques et en simulation numérique mutuellement validés permettant de prévoir l'atténuation par diffusion dans les matériaux polycristallins à structure complexe. Pour cela, deux familles de matériaux ont été étudiées : les alliages à base nickel à gros grains (Inconel600) et les soudures en acier inoxydable austénitique (Inox316L). Dans cette étude, la famille des alliages à base nickel - non représentative de la structure métallurgique de composants réels - a été sélectionnée en tant que matériau modèle macroscopiquement isotrope, pour la possibilité de contrôler la microstructure du matériau grâce à des traitements thermiques adaptées, induisant une recristallisation et permettant d'obtenir des microstructures à «gros grains».

Ce travail a pour enjeux d'améliorer les connaissances de l'influence des propriétés métallurgiques des deux matériaux étudiés sur l'atténuation par diffusion et d'améliorer les performances des codes de simulation afin d'obtenir à terme des résultats numériques les plus représentatifs possibles des mesures expérimentales et des prédictions des modèles théoriques.

Ce manuscrit de thèse est structuré en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique concernant la problématique mise en jeu est présentée. Tout d'abord, les bases théoriques de la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux anisotropes et hétérogènes sont rappelées. Puis, nous décrivons le phénomène de diffusion et son origine ainsi que ses impacts sur les inspections ultrasonores en CND sous forme d'atténuation et de bruit de structure. Nous présentons ensuite les différentes manifestations des phénomènes de diffusion simple et de diffusion multiple ainsi que leurs différentes équations de base et les approximations couramment associées. Enfin, des modèles théoriques permettant de prédire l'atténuation par diffusion sont détaillés. Dans ce contexte, nous évoquons des modèles théoriques

spécifiques aux matériaux polycristallins texturés et non texturés, c'est-à-dire macroscopiquement isotropes. Cela nous conduit à identifier les modèles théoriques correspondant les mieux à notre étude, afin d'effectuer une comparaison fiable des prédictions d'atténuation théoriques avec les données numériques et expérimentales.

Le second chapitre est scindé en trois parties. La première partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation métallurgique de deux matériaux. Après une présentation des maquettes et des échantillons étudiés, nous exposons les techniques de caractérisation expérimentale employées. Les propriétés morphologiques, cristallographiques et élastiques des matériaux sont enfin décrites. La seconde partie du chapitre est dédiée à la présentation des différentes méthodes théoriques et expérimentales permettant de déterminer l'atténuation par diffusion à partir de signaux transitoires simulés ou acquis. Nous citons d'abord quelques méthodes classiques existantes dans la littérature. Puis, nous présentons deux techniques plus évoluées et utilisées dans cette étude qui sont la méthode des échos de fond multiples (EFM) et la méthode de décomposition du faisceau ultrasonore en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques (DFSA). Le chapitre se termine par la description de deux dispositifs expérimentaux adaptés aux méthodes EFM et DFSA permettant de relever les mesures d'atténuation dans les échantillons inspectés.

Dans le troisième chapitre, l'approche numérique GSM est abordée. Nous commençons ce chapitre en rappelant les équations, les hypothèses et les spécificités du code ATHENA<sup>®</sup> pour expliquer la manière dont l'atténuation ultrasonore a pu être intégrée. Nous nous intéressons ensuite à la modélisation à l'échelle des grains des microstructures des matériaux polycristallins étudiés. Dans cette optique, nous exposons des procédures développées dans cette étude pour générer des modèles numériques 2D et 3D de microstructure isotrope à grains équiaxes de l'Inconel600 et de microstructure anisotrope texturée à grains allongés de l'Inox316L. La dernière section de ce chapitre nous permet de discuter la cohérence entre les microstructures réelles caractérisées expérimentalement et les microstructures artificielles générées numériquement ainsi que la sensibilité et les limites des outils utilisés aux paramètres métallurgiques fournis en entrée.

Le dernier chapitre vise à présenter les résultats d'atténuation des ondes longitudinales obtenus pour les deux matériaux étudiés. D'abord, des études paramétriques issues des simulations numériques sont discutées afin d'identifier les propriétés métallurgiques influentes sur le phénomène d'atténuation dans chaque matériau. Une comparaison des valeurs d'atténuation simulées avec des prédictions théoriques et des données expérimentales est présentée. Cette confrontation permet d'évaluer la fiabilité de l'approche de simulation ainsi que l'efficacité des méthodes expérimentales utilisées pour la quantification de l'atténuation.

Le manuscrit s'achève par un rappel des conclusions de ce travail et propose des perspectives de développement.

# CHAPITRE I : État de l'art de la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux polycristallins

## Introduction

L'objet de ce chapitre est d'exposer la problématique liée au CND par ultrasons des matériaux anisotropes et hétérogènes tels que les matériaux polycristallins utilisés dans les composants du circuit primaire de centrale nucléaire REP (soudures en aciers inoxydables austénitiques, aciers austénoferritiques moulés, alliages à base nickel à gros grains...). Dans certains cas, l'efficacité du contrôle ultrasonore est fortement diminuée par des interactions ayant lieu entre les ondes et leur microstructure hétérogène. Ces interactions sont à l'origine des phénomènes d'atténuation et de bruit de structure générés par la diffusion multiple des ondes ultrasonores par la microstructure. Une étude bibliographique concernant la problématique mise en jeu est donc présentée dans le but de définir le positionnement du travail effectué au cours de cette thèse. En outre, des évaluations théoriques spécifiques au phénomène d'atténuation sont aussi abordées. Dans ce contexte, les principaux modèles analytiques issus de la littérature permettant de prévoir l'atténuation par diffusion dans les matériaux texturés et non texturés sont exposés.

Ce chapitre est divisé en quatre parties essentielles. Dans une première section, un rappel sur la théorie générale de la propagation ultrasonore dans les milieux hétérogènes et anisotropes, et les propriétés des structures polycristallines est présenté. Ensuite, le phénomène de diffusion, son origine et son influence sur le CND sous forme d'atténuation et de bruit de structure sont décrits. Nous présentons ensuite les différentes manifestations du phénomène de diffusion sous forme de diffusion simple et multiple ainsi que les différentes équations et approximations associées. Dans la suite du chapitre, des modèles issus de la littérature permettant de prédire l'atténuation des ondes longitudinales et transversales sont décrits. Des évaluations théoriques basées sur les modèles d'atténuation analytiques sont donc présentées pour les deux matériaux de l'étude : le matériau isotrope non texturé Inconel600 et le matériau anisotrope texturé Inox316L.

## I.1. Propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux anisotropes et hétérogènes

Les ondes ultrasonores sont des vibrations mécaniques qui se propagent dans tout milieu élastique à des fréquences allant de 20 kHz à 100 MHz. La gamme 0,5 à 10 MHz couvre la grande majorité des applications du CND par ultrasons et en particulier dans l'industrie électronucléaire. Dans le cas de certains matériaux polycristallins les ondes ultrasonores subissent plusieurs phénomènes tels que la réflexion, la réfraction et la diffusion qui influent sur les performances du contrôle. Ces phénomènes résultent de l'interaction entre l'onde propagée et la microstructure. Dans cette optique, on rappelle dans cette section quelques notions sur la théorie de la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux anisotropes et hétérogènes.

### I.1.1. Equation de propagation

La propagation des ondes élastiques est régie par des relations fondamentales de la mécanique des milieux continus. Nous considérons un matériau homogène élastique soumis à une perturbation ultrasonore. Sous l'hypothèse d'un comportement élastique linéaire, la relation entre le tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$  et le tenseur des déformations  $\varepsilon_{kl}$  est donnée par la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (I.1)$$

où les indices  $(i, j, k, l)$  sont égaux à 1, 2 et 3 et  $C_{ijkl}$  est un tenseur d'ordre 4 qui contient les constantes d'élasticité du matériau et qui possède 81 éléments dans un espace 3D.

Dans les relations tensorielles utilisées dans ce manuscrit, nous utilisons «la convention d'Einstein» sur les indices, dans laquelle, un indice répété correspond à la somme sur cet indice de 1 à 3.

Le tenseur des déformations s'exprime en fonction du vecteur de déplacement  $\vec{u}$  par la relation suivante :

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (I.2)$$

où  $u_k$  est la  $k$ ème composante du vecteur déplacement (du vecteur position en coordonnées cartésiennes du point considéré).

Étant donné que les tenseurs des contraintes et des déformations sont symétriques, le tenseur d'élasticité  $C_{ijkl}$  est symétrique et satisfait les relations suivantes :

$$C_{ijkl} = C_{jikl} \text{ et } C_{ijkl} = C_{ijlk} \quad (I.3)$$

Ces symétries réduisent les composantes indépendantes à 36. Par ailleurs pour des considérations énergétiques, nous montrons aussi que :  $C_{ijkl} = C_{klij}$ , ce qui réduit le nombre de constantes indépendantes à 21 dans le cas du matériau anisotrope (système triclinique). Si la symétrie du matériau augmente, le nombre de constantes indépendantes diminue. À partir de ces relations symétriques, la loi de Hooke peut être écrite en termes de déplacement sous la forme suivante :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (I.4)$$

L'application du principe fondamental de la dynamique par unité de volume du milieu de masse volumique  $\rho$  permet d'obtenir la relation (I.5) :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (I.5)$$

La prise en compte de la loi de Hooke (I.4) dans (I.5) donne l'équation générale de propagation de l'onde dans un milieu d'anisotropie quelconque :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (\text{I.6})$$

La solution générale de l'équation de propagation se présente sous la forme d'une onde plane progressive monochromatique se propageant à une vitesse de phase  $V$  dans la direction de vecteur unitaire  $\vec{n}$  peut s'écrire :

$$u_i = U_i F_w(\vec{n} \cdot \vec{x} - V t) = U_i F_w(n_j x_j - V t) \quad (\text{I.7})$$

où  $F_w$  est la fonction associée à la forme d'onde et  $U_i$  est la composante de la polarisation suivant l'axe  $i$ .

La substitution de l'expression (I.7) dans l'équation (I.6) permet d'aboutir au système d'équations de Christoffel (I.8) :

$$\Gamma_{il} U_l = \rho V^2 U_i \quad (\text{I.8})$$

$\Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$  est appelé tenseur de Christoffel. C'est un tenseur d'ordre 2, symétrique en raison des propriétés de symétrie du tenseur élastique. En posant  $U_i = \delta_{il} U_l$  où  $\delta_{il}$  étant le symbole de Kronecker, on obtient la relation suivante :

$$(\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}) U_l = 0 \quad (\text{I.9})$$

Pour un matériau de symétrie quelconque (avec 21 constantes d'élasticité indépendantes), les expressions explicites des  $\Gamma_{il}$  s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= C_{11} n_1^2 + C_{66} n_2^2 + C_{55} n_3^2 + 2 C_{16} n_1 n_2 + 2 C_{15} n_1 n_3 + 2 C_{56} n_2 n_3 \\ \Gamma_{22} &= C_{66} n_1^2 + C_{22} n_2^2 + C_{44} n_3^2 + 2 C_{26} n_1 n_2 + 2 C_{46} n_1 n_3 + 2 C_{24} n_2 n_3 \\ \Gamma_{33} &= C_{55} n_1^2 + C_{44} n_2^2 + C_{33} n_3^2 + 2 C_{45} n_1 n_2 + 2 C_{35} n_1 n_3 + 2 C_{34} n_2 n_3 \\ \Gamma_{12} &= C_{16} n_1^2 + C_{26} n_2^2 + C_{45} n_3^2 + (C_{12} + C_{66}) n_1 n_2 + (C_{14} + C_{56}) n_1 n_3 \\ &\quad + (C_{46} + C_{25}) n_2 n_3 \\ \Gamma_{13} &= C_{15} n_1^2 + C_{46} n_2^2 + C_{35} n_3^2 + (C_{14} + C_{56}) n_1 n_2 + (C_{13} + C_{55}) n_1 n_3 \\ &\quad + (C_{36} + C_{45}) n_2 n_3 \\ \Gamma_{23} &= C_{56} n_1^2 + C_{24} n_2^2 + C_{34} n_3^2 + (C_{46} + C_{25}) n_1 n_2 + (C_{36} + C_{45}) n_1 n_3 \\ &\quad + (C_{23} + C_{44}) n_2 n_3 \\ \Gamma_{21} &= \Gamma_{12} \\ \Gamma_{31} &= \Gamma_{13} \\ \Gamma_{32} &= \Gamma_{23} \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

La résolution de système d'équations (I.10) donne les polarisations  $\vec{U}_1$ ,  $\vec{U}_2$ ,  $\vec{U}_3$  et les vitesses  $V$  associées respectivement aux trois modes de propagation : quasi-longitudinal  $L$ , et quasi-transversal vertical  $TV$  (onde rapide), quasi-transversal horizontal  $TH$  (onde lente) (voir Figure I-1). Elles s'obtiennent en cherchant les vecteurs propres et les valeurs propres du tenseur de Christoffel  $\Gamma_{il}$  qui sont respectivement  $U_i$  et  $\rho V^2$  [1] :

$$\det(\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}) = 0 \quad (\text{I.11})$$

La résolution de ces équations dépend de la symétrie du tenseur d'élasticité  $C$ , sans aucune symétrie  $C$  contient 21 constantes élastiques indépendantes (cas triclinique). Ce qui conduit à résoudre une équation polynomiale de degré 6 qui peut être réduite au degré 3 avec  $X = \rho V^2$  :

$$X^3 + aX^2 + bX + c = 0 \quad (\text{I.12})$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= -(\Gamma_{11} + \Gamma_{22} + \Gamma_{33}) \\ b &= \Gamma_{11} \Gamma_{22} + \Gamma_{11} \Gamma_{33} + \Gamma_{22} \Gamma_{33} - \Gamma_{12}^2 - \Gamma_{13}^2 - \Gamma_{23}^2 \\ c &= \Gamma_{11} \Gamma_{23}^2 + \Gamma_{22} \Gamma_{13}^2 + \Gamma_{33} \Gamma_{12}^2 - \Gamma_{11} \Gamma_{22} \Gamma_{33} - 2 \Gamma_{12} \Gamma_{13} \Gamma_{23} \end{aligned} \quad (I.13)$$

La résolution donne les expressions de vitesse de trois ondes [2] :

$$V_L^2 = \frac{2}{\rho} \sqrt{\frac{p}{3}} \cos\left(\frac{\varphi}{3}\right) - \frac{a}{3} \quad (I.14)$$

$$V_{TH}^2 = \frac{2}{\rho} \sqrt{\frac{p}{3}} \cos\left(\frac{\varphi + 2\pi}{3}\right) - \frac{a}{3} \quad (I.15)$$

$$V_{TV}^2 = \frac{2}{\rho} \sqrt{\frac{p}{3}} \cos\left(\frac{\varphi - 2\pi}{3}\right) - \frac{a}{3} \quad (I.16)$$

avec :

$$p = \frac{a^2}{3} - b \quad \text{et} \quad \cos(\varphi) = \frac{3\left(\frac{ab}{3} - 2\left(\frac{a}{3}\right)^3 - c\right)}{2p} \sqrt{\frac{3}{p}} \quad (I.17)$$

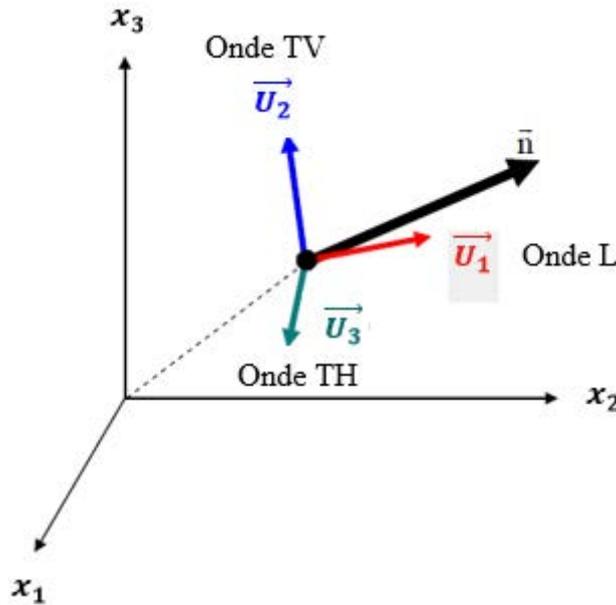


Figure I-1 : Polarisation des trois ondes  $\vec{U}_1$ ,  $\vec{U}_2$ ,  $\vec{U}_3$ , pouvant se propager dans la direction d'unitaire  $\vec{n}$ .

### I.1.2. Généralités sur les vitesses

Dans le cas général, la théorie montre que pour un milieu anisotrope, les valeurs des vitesses de phase des ondes varient selon la direction de propagation dans un repère  $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ . Cela permet de tracer les courbes des lenteurs ( $\vec{L} = \vec{n}/V$ ) et donc de mieux comprendre comment se propage une onde plane quelconque dans le matériau. Par ailleurs, la propagation d'une onde élastique est accompagnée d'un transport d'énergie. La vitesse d'énergie ou la vitesse de groupe  $\vec{V}^G$  est liée à la vitesse de phase  $V$  (la solution de l'équation de Christoffel), à la direction de propagation et aux constantes d'élasticité par la relation suivante :

$$V_i^G = C_{ijkl} \frac{U_j U_l n_k}{\rho V} \quad (I.18)$$

L'équation (I.16) implique par ailleurs la relation suivante :

$$V = \vec{V}^G \cdot \vec{n} = V^G \cos(\Delta) \quad (I.19)$$

où  $\Delta$  désigne l'angle de déviation entre la vitesse de phase  $V$  et la vitesse de groupe  $V^G$ .

Il est d'autre part démontré que la vitesse d'énergie est en tout point perpendiculaire à la surface des lenteurs [3]. Le tracé des surfaces des lenteurs permet aussi de déterminer géométriquement les directions des vitesses de phase réfractées et réfléchies à l'interface entre deux milieux par application de la loi de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin(\theta^R)}{V(\theta^R)} = \frac{\sin(\theta^T)}{V(\theta^T)} = \frac{\sin(\theta^I)}{V(\theta^I)} \quad (I.20)$$

$I, R, T$  désignent les ondes incidentes, réfléchies et réfractées (transmises).

Un exemple de surfaces de lenteurs est présenté par la Figure I-2. Ces surfaces ont été tracées dans un plan principal d'un matériau isotrope et d'un matériau anisotrope. Comme nous pouvons le voir sur la Figure I-2, les ondes longitudinales sont les plus rapides (lenteurs les plus faibles). D'autre part, nous pouvons également remarquer que les courbes sont symétriques par rapport à  $\vec{x}_2$  et à  $\vec{x}_3$

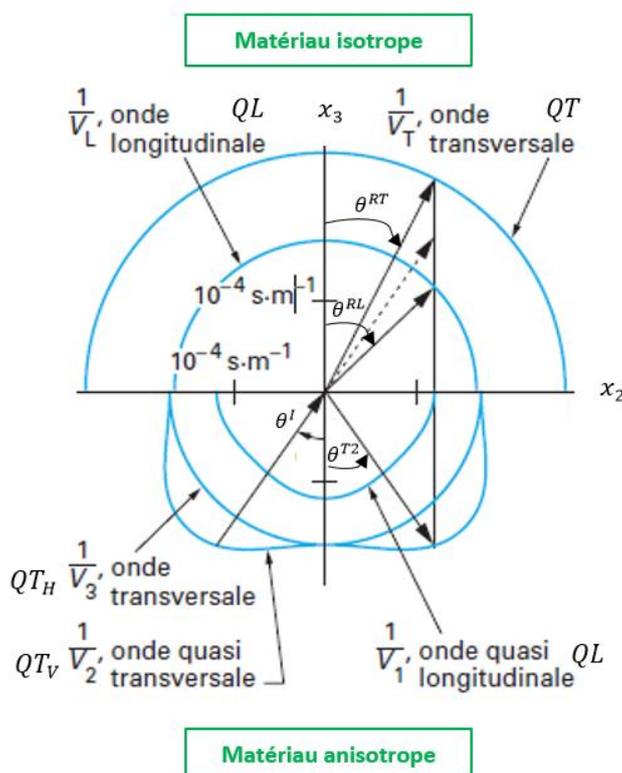


Figure I-2 : Section des surfaces des lenteurs caractéristiques des ondes ultrasonores dans le plan principal  $(\vec{x}_2, \vec{x}_3)$  pour des matériaux isotrope et anisotrope [1].

## I.2. Structures polycristallines

Un matériau polycristallin est un matériau constitué d'une multitude des petits volumes appelés cristaux ou grains. Ces grains présentent une variété de formes, de tailles, d'orientations cristallographiques. La forme de grains peut être relativement sphérique (équiaxe), allongée avec une distribution de taille de grains qui dépend des variations des paramètres du procédé de fabrication (pression, température, composition, moulage, forgeage, ...). Les surfaces délimitant les grains sont appelées joints de grains. Lorsque les grains présentent une orientation privilégiée, le matériau est dit texturé. Au contraire, une distribution aléatoire des orientations constitue une structure non texturée (ou équiaxe).

À l'échelle microscopique, les matériaux polycristallins sont considérés comme des milieux hétérogènes où chaque grain représente un monocristal caractérisé par un comportement de matériau anisotrope. Cela signifie que pour deux grains différents d'un même matériau, les propriétés élastiques et cristallographiques ne sont pas identiques dans le repère du laboratoire. En conséquence, lorsque l'onde se déplace d'un grain à un autre, elle subit un changement d'impédance, une réflexion, une réfraction et éventuellement une conversion de mode. De ce fait, dans le cas du matériau monophasé, d'un grain à un autre, un nouveau tenseur d'élasticité peut être exprimé par la rotation du tenseur d'élasticité initial (aligné dans le repère de laboratoire). Cette rotation peut être exprimée suivant les angles d'Euler [4].

Les alliages à base nickel à gros grains, les aciers à structure complexe et grossière : soudures en aciers inoxydables austénitiques, aciers austéno-ferritiques moulés, le titane sont des exemples de matériaux polycristallins typiquement rencontrés dans l'industrie nucléaire. Pour illustrer visuellement les caractéristiques métallurgiques d'une structure polycristalline nous rapportons sur la Figure I-3 un résultat d'une étude métallographique issue de la littérature [4] et d'une analyse par Diffraction des Electrons Rétrodiffusés (EBSD) effectuée dans notre étude pour un échantillon en alliage à base nickel (Inconel 600). Il s'agit d'un matériau monophasique utilisé dans certains composants du circuit primaire de centrales nucléaires.

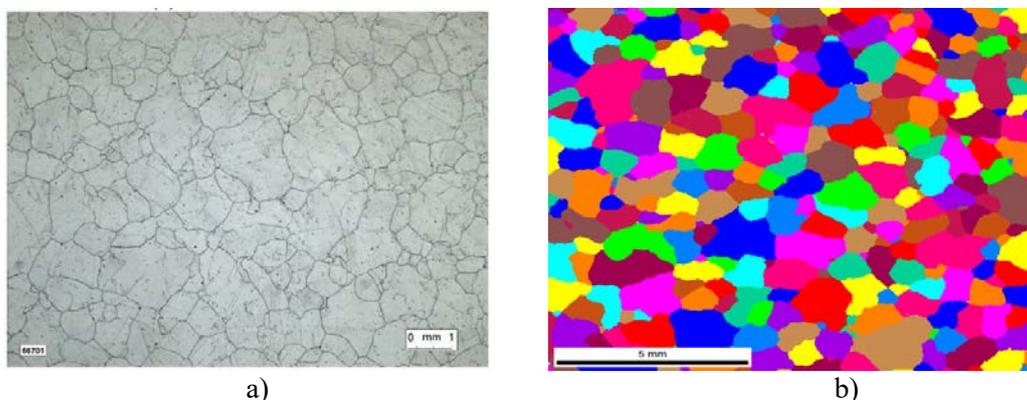


Figure I-3 : Caractéristiques de la microstructure polycristalline de l'alliage à base nickel : a) micrographie optique [4] et b) Analyse par Diffraction des Electrons Rétrodiffusés EBSD réalisée dans cette étude.

### I.3. Présentation du phénomène de diffusion

#### I.3.1. Origine de la diffusion des ultrasons

La complexité de la microstructure d'un matériau polycristallin est caractérisée par une répartition spatiale particulière des constituants du matériau. En outre, dans le cas d'un matériau à plusieurs phases, tous les grains n'ont pas la même proportion de constituants chimiques ou la même structure cristalline. Des transformations de phase peuvent conduire à des inhomogénéités significatives des polycristaux caractérisées par des variations des propriétés d'élasticité. Dans la littérature, une variable  $\xi$  est définie pour mesurer le degré d'inhomogénéité dans un matériau polycristallin. Dans le cas d'un polycristallin avec un faible degré d'inhomogénéité, c'est-à-dire que  $\xi \ll 1$ ,  $\xi$  peut être exprimé en termes de la variance des constantes élastiques de la manière suivante [5]:

$$\xi^2 \approx \frac{1}{4} \frac{\langle (C_{ijkl}(x) - C_{ijkl}^0)^2 \rangle}{(C_{ijkl}^0)^2} \quad (I.21)$$

où  $\langle . \rangle$  désigne la moyenne sur le volume de l'échantillon et  $C_{ijkl}$  et  $C_{ijkl}^0$  sont respectivement le tenseur élastique dans le milieu inhomogène étudié et le tenseur élastique dans le milieu moyenné au sens de Voigt.

Nous notons que dans la relation (I.21), il n'y a pas de sommation et le choix des indices «ijkl» est spécifique selon le type d'onde considéré.

Du point de vue ultrasonore, ces variations élastiques et ces inhomogénéités créent un contraste d'impédance acoustique à la frontière entre les grains. Par conséquent, les ondes ultrasonores incidentes qui se propagent d'un grain à un autre sont alors sensibles à ce contraste et subissent une diffusion, c'est-à-dire la réémission d'une partie de leur énergie dans toutes les directions. En outre, la structure réelle du matériau présente également d'autres inhomogénéités à des échelles plus petites. Des impuretés et des défauts cristallins sont généralement présents aux interfaces entre les cristaux. Ces défauts dépendent des conditions de procédé de fabrication comme la température, la pression, la composition des matériaux d'apport en soudage. Parmi ces défauts, nous trouvons les dislocations aux joints de grains. Par définition, les joints de grains désignent les interfaces entre les cristaux. Chaque cristal est composé d'un empilement régulier d'atomes et comme chaque cristal a sa propre orientation, les interfaces sont constituées de discontinuités de ces empilements. Ces discontinuités sont appelées dislocations aux joints de grains qui peuvent être l'origine du phénomène de diffusion ultrasonore [6]. En outre, dans un polycristallin, des irrégularités de la structure peuvent être présentées sous la forme de précipités ou des vides qui peuvent générer aussi la diffusion [5]. Cependant, les contributions de ces imperfections à la diffusion sont habituellement considérées comme négligeables devant l'effet des variations de constantes élastiques entre les grains [7]. Des phénomènes de diffusion similaires existent également pour des matériaux inhomogènes non polycristallins, comme par exemple les bétons ou certains matériaux composites. Toutefois, les applications possibles de ce travail de thèse sont limitées à la diffusion par la microstructure des matériaux polycristallins métalliques.

### I.3.2. Distinction entre diffusion simple et diffusion multiple

L'un des problèmes pratiques rencontrés lors du CND par ultrasons est la diffusion des ondes par la microstructure polycristalline. En effet, lors d'une interaction entre une onde et la microstructure du matériau diffuseur, une fraction de l'énergie est réémise dans toutes les directions. Cette diffusion traduit donc la dispersion de l'énergie acoustique par déviation ou réflexion lors de la rencontre de discontinuités d'impédance acoustique, que constituent les joints de grains, les inclusions ou les défauts. Chaque hétérogénéité se comporte comme un diffuseur multidirectionnel ou un réflecteur. De ce fait, l'énergie élastique ne sera pas convertie en une autre forme d'énergie, mais une partie de cette énergie sera réémise dans toutes les directions. Ce phénomène est intrinsèque au matériau car il dépend de la forme de grains, de leurs tailles et des joints de grains. Nous distinguons deux types de diffusion : la diffusion simple et la diffusion multiple. Dans le cas où l'onde n'a été diffusée en moyenne qu'une fois par la microstructure, la contribution est dite «diffusion simple». Cependant, l'onde résultant d'un événement de diffusion peut interagir de nouveau avec la microstructure en un autre point du milieu et être diffusée une nouvelle fois. Ensuite, elle continue à se diffuser plusieurs fois par les grains. Dans ce cas, la diffusion est dite «multiple». La Figure I-4 montre une distinction phénoménologique entre les deux types de diffusion. Le fait de négliger la contribution de la diffusion multiple (flèches en orange) consiste à se placer dans «l'approximation de Born». En effet, celle-ci consiste à ignorer tout couplage entre les diffuseurs. Ce qui revient à négliger les ondes diffusées plus d'une fois par la microstructure devant les ondes diffusées une seule fois. Dans ce cas, on se place dans l'hypothèse de la diffusion simple (flèches en vert).

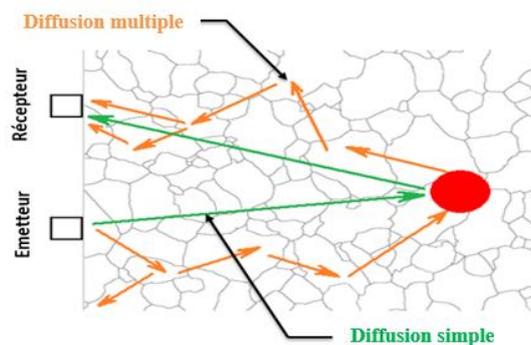


Figure I-4 : Distinction phénoménologique entre la diffusion simple et la diffusion multiple dans un matériau polycristallin.

### I.3.3. Influence de la diffusion sur le contrôle non destructif par ultrasons

Le contrôle non destructif (CND) par ultrasons constitue une des techniques essentielles et intensivement utilisée sur le circuit primaire dans les centrales nucléaires dans l'industrie électronucléaire permettant de détecter les défauts présents dans la structure d'une pièce et de les caractériser de manière à évaluer leur nocivité. Dans le cas d'un milieu polycristallin à structure complexe et diffusante, l'efficacité du contrôle ultrasonore est fortement diminuée par le phénomène de diffusion. Par conséquent, une partie de l'énergie des ondes incidentes est réémise dans toutes les directions. Cela influe sur la qualité du contrôle via deux processus liés. D'une part, cette dispersion d'énergie de l'onde entraîne une diminution de l'amplitude des échos de défauts appelée «atténuation ultrasonore». D'autre part, quand elle atteint le capteur en réception, la partie d'énergie diffusée fait apparaître un signal gênant appelé «bruit de structure» (voir Figure I-5).

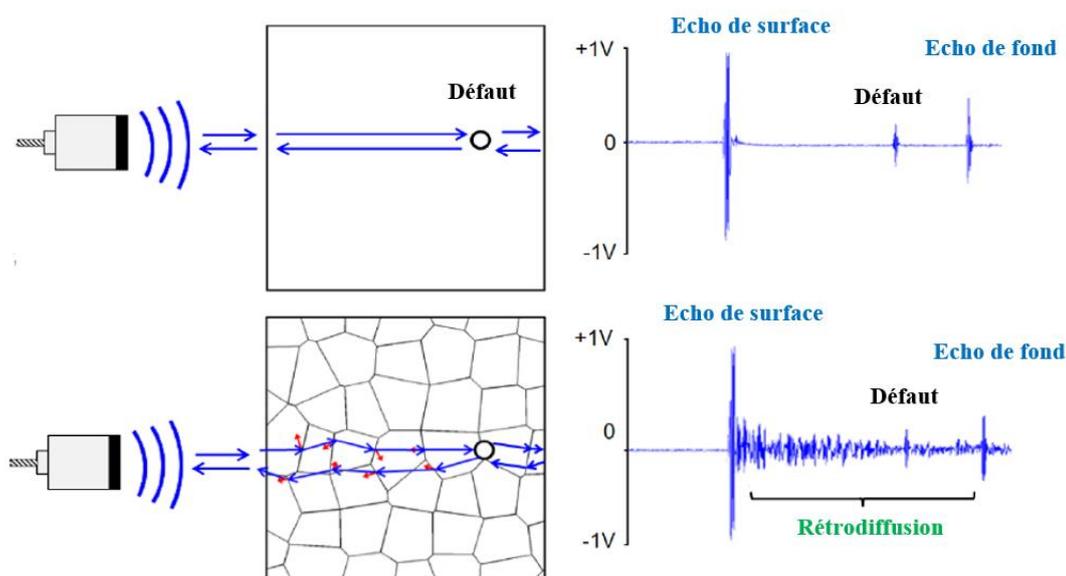


Figure I-5 : Influence de l'atténuation et du bruit de structure générés par la diffusion par la microstructure polycristalline sur le contrôle ultrasonore.

#### I.3.3.1. Atténuation ultrasonore

Par définition, l'atténuation désigne la perte d'énergie de l'onde qui se traduit par la décroissance de son amplitude. Cette atténuation est produite par trois contributions : la divergence géométrique du faisceau, l'absorption et la diffusion dont seules les deux dernières sont intrinsèques et liées aux propriétés du milieu de propagation. En effet, l'atténuation par diffusion est attribuée aux interactions entre les ondes et les joints de grains en raison de l'inhomogénéité des propriétés élastiques et de la masse volumique entre les grains adjacents. Elle varie en fonction de l'anisotropie élastique, la taille et la forme de grains, et la texture cristallographique. C'est pourquoi, certaines propriétés de la microstructure peuvent être déterminées théoriquement de manière inverse en mesurant l'atténuation ultrasonore induite par la diffusion. En revanche, l'atténuation par absorption résulte de la conversion de l'énergie mécanique vibratoire en chaleur et est essentiellement liée à des mécanismes de conduction thermique de milieu visqueux qui dépendent linéairement de la fréquence. L'augmentation de la fréquence qui accroît les frottements favorise le transfert d'énergie. Dans les matériaux polycristallins, l'atténuation par absorption dépend principalement des dislocations et est considérée comme négligeable aux fréquences usuelles en comparaison de l'atténuation par diffusion [8, 9]. Par ailleurs, l'atténuation par divergence correspond à un phénomène purement géométrique lié à la divergence du faisceau ultrasonore. En effet, dans la zone de divergence du capteur, l'énergie acoustique par unité de surface diminue avec la distance parcourue. Ce phénomène peut être maîtrisé puisqu'il dépend de la géométrie du capteur et sa fréquence.

En considérant que la divergence du faisceau ultrasonore est maîtrisée et que le phénomène d'absorption est négligeable dans les matériaux polycristallins, l'objet de cette thèse concerne particulièrement l'atténuation par diffusion.

### I.3.3.2. Bruit de structure

Dans le domaine du CND par ultrasons, le bruit est défini comme un signal gênant qui limite les performances du contrôle et la détection des échos des défauts. Par définition, le bruit de structure ou le bruit rétrodiffusé est la partie des ondes ultrasonores diffusées par la microstructure polycristalline et interceptée par le capteur. Ce bruit de structure se distingue des autres types de bruit comme le bruit électronique. Ce dernier est aléatoire et lié à la chaîne d'acquisition du signal ultrasonore qui peut être éliminé en raison de son incohérence temporelle. Cependant, le bruit de structure est déterministe et intrinsèque au matériau inspecté, ce qui permet de caractériser les propriétés de la microstructure. Il recouvre le phénomène de diffusion et fait donc intervenir les mêmes mécanismes que l'atténuation ultrasonore.

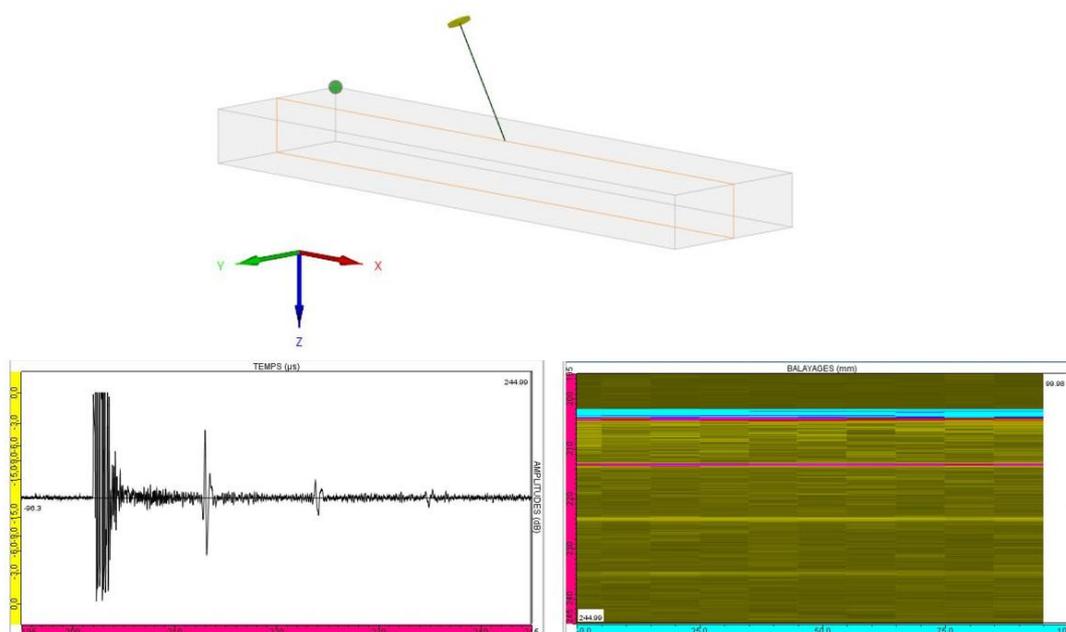


Figure I-6 : Mesure de bruit de structure dans l'alliage à base nickel à gros grains (Inconel600).

Pour illustrer l'influence du bruit de structure sur les capacités de détection, nous présentons le cas du contrôle d'une pièce d'alliage à base nickel (Inconel600) à gros grains (à taille de grains de 775  $\mu\text{m}$ ) utilisé dans certains composants de la tuyauterie primaire des réacteurs à eau pressurisée des centrales nucléaires. Le contrôle est réalisé en immersion dans l'eau avec un capteur d'une fréquence de l'ordre de 5 MHz. Le capteur est déplacé le long de la pièce en enregistrant le signal à chaque position pour obtenir le résultat sous forme d'une image B-Scan. Une autre image A-Scan est présentée pour illustrer un signal enregistré pour une position du capteur. Ces images présentées dans la Figure I-6 montrent l'apparition d'un bruit de structure important qui diminue l'efficacité de l'inspection et la détection des échos de signal. Plusieurs phénomènes sont capables d'affecter la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux polycristallins dont les tailles de grains sont du même ordre de grandeur que la longueur d'ondes. La diffusion par la microstructure polycristalline est généralement considérée comme la principale perturbation générée par l'interaction entre les ondes et la microstructure. Dans de nombreuses études, il est fait l'hypothèse que l'onde ne subit par d'autres perturbations. Cette hypothèse a permis de développer des approches permettant d'évaluer des grandeurs caractéristiques de la diffusion à partir des propriétés de la microstructure. L'étude de ce phénomène permet également d'obtenir des prédictions quantitatives de l'atténuation et du bruit de structure. C'est pourquoi, les travaux réalisés durant cette thèse sont centrés sur ce phénomène de diffusion. La capacité moyenne d'un métal à diffuser les ondes peut être quantifiée à l'aide d'un coefficient nommé «coefficient de diffusion». Ce dernier sera présenté dans la section suivante.

## I.4. Modélisation de la diffusion simple et multiple

Plusieurs approches théoriques ont été développées dans la littérature pour modéliser le phénomène de diffusion. Dans un premier temps, nous présentons le développement de Born, qui permet de décrire intégralement la fonction de Green diffusée. Ensuite, nous nous attardons sur une des hypothèses les plus utilisées, l'hypothèse de diffusion simple. Enfin, nous décrivons les principales équations permettant la prise en compte de la diffusion multiple des ultrasons dans les milieux fortement diffuseurs : «l'équation de Dyson», «l'équation de Bethe-Salpeter» ainsi que deux simplifications, «l'équation du Transfert Radiatif» et «l'approximation de la diffusion».

### I.4.1. Notion de champ cohérent et incohérent

Un solide polycristallin peut être considéré comme un milieu aléatoire. Pour cette raison, la propagation des ondes varie en fonction de différentes réalisations possibles de la microstructure. Comme nous avons vu précédemment, l'atténuation et le bruit de structure sont deux phénomènes intrinsèques à la microstructure, c'est-à-dire liés à la distribution et l'orientation de grains. L'étude de ces phénomènes nécessite la connaissance parfaite de la microstructure, ce qui est impossible en raison de sa grande complexité. Pour régler ce problème de complexité, les auteurs traitent le problème de manière statistique. Le principe de cette approche repose sur les valeurs moyennes des grandeurs physiques telles que la vitesse, la pression acoustique, l'intensité. En se basant sur cette approche, la microstructure est décrite comme étant le résultat du tirage d'une répartition aléatoire des diffuseurs, correspondant à un tirage sur la position, la taille, la forme et l'orientation cristalline de grains. La moyenne est effectuée sur toutes les répartitions possibles des diffuseurs et appelée «moyenne d'ensemble» ou «moyenne sur le désordre». Dans les équations de propagation, en utilisant l'approche statistique, les propriétés élastiques peuvent être décomposées en deux termes: un terme moyen et un terme de fluctuation dû au caractère aléatoire du milieu de propagation. Par exemple, la vitesse des ondes  $L$  peut s'écrire sous la forme suivante [10] :

$$V_L(r) = \langle V_L(r) \rangle + \delta V_L(r) \quad (\text{I.22})$$

où  $\langle V_L(r) \rangle$  est la vitesse moyennée sur le désordre,  $\delta V_L(r)$  est la fluctuation ou la variation locale et par définition  $\langle \delta V_L(r) \rangle = 0$ .

Celle-ci permet de considérer le champ acoustique propagé comme une variable aléatoire :

$$\Psi(r) = \langle \Psi(r) \rangle + \delta \Psi(r) \quad (\text{I.23})$$

Le premier terme  $\langle \Psi(r) \rangle$  désigne le champ cohérent ou le champ moyen. Le second terme  $\delta \Psi(r)$  correspond à la partie du champ éliminée par la moyenne, c'est-à-dire le champ incohérent et par définition  $\langle \delta \Psi(r) \rangle = 0$ . Le champ cohérent se comporte comme un champ se propageant dans un milieu homogène, appelé «milieu effectif». Ce milieu est caractérisé par un nombre d'ondes complexe : sa partie réelle est liée à la vitesse de propagation des ondes et sa partie imaginaire correspond à l'atténuation. Par contre, le champ incohérent est étudié dans le cadre de la modélisation du bruit de structure.

L'intensité moyenne peut s'exprimer en fonction du champ moyen et du champ fluctuant selon :

$$I \propto \langle \Psi^2 \rangle = \langle [\langle \Psi(r) \rangle + \delta \Psi(r)]^2 \rangle \quad (\text{I.24})$$

### I.4.2. Formalisation de la propagation de l'onde cohérente

L'objectif de cette section est de rappeler quelques notions théoriques développées pour décrire la propagation des ondes dans un milieu hétérogène. Nous commençons tout d'abord par donner une idée générale sur l'approche théorique en décrivant un cas simple, c'est le cas de la propagation d'une onde scalaire (cas d'une onde acoustique se propageant dans un fluide). Ensuite, nous présentons le cas de l'onde élastique en milieu anisotrope qui représente le cas le plus général.

### I.4.2.1. Cas d'onde scalaire

Dans un milieu hétérogène, les équations de propagation acoustique classiques ne sont pas valables. Pour simplifier le problème, nous considérons le cas d'un fluide sans perte défini par sa masse volumique  $\rho$  et sa compressibilité  $\chi$  qui ne sont pas constantes dans l'espace. Dans ce cas l'onde est dite scalaire et ne possède qu'une polarisation possible. L'équation de pression acoustique devient [11-13] :

$$\frac{\partial^2 P_a(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - V^2(\vec{r}) \nabla^2 P_a(\vec{r}, t) = - \frac{V^2(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} \vec{\nabla}(\rho(\vec{r})) \vec{\nabla}(P_a(\vec{r}, t)) \quad (I.25)$$

$$V(\vec{r}) = V_0 + \delta V(\vec{r}) \quad (I.26)$$

où  $\vec{\nabla}$  est l'opérateur de gradient en coordonnées cartésiennes tridimensionnelle  $(x, y, z)$  ( $\vec{\nabla}\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \frac{\partial\Phi}{\partial y}, \frac{\partial\Phi}{\partial z}$ ),  $\nabla^2$  est l'opérateur de laplacien ( $\nabla^2\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}$ ),  $P_a(\vec{r}, t)$  désigne la pression acoustique instantanée au point  $\vec{r}$  et à l'instant  $t$ ,  $V(\vec{r})$  est la vitesse ou la célérité des ondes dans le milieu hétérogène (la vitesse de l'onde  $V(\vec{r})$  peut être définie par :  $V(\vec{r}) = 1/\sqrt{\rho(\vec{r})\chi(\vec{r})}$ ) et  $\delta V(\vec{r})$  est la fluctuation de la vitesse de l'onde dans le milieu homogène. Le terme à droite de l'équation (I.25) peut être considéré comme un terme source. Si l'onde considérée est monochromatique de pulsation  $\omega$  :

$$P_a(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (I.27)$$

L'équation (I.25) conduit à l'équation de Helmholtz suivante :

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) + k_0^2 \Psi(\vec{r}) = D(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) \quad (I.28)$$

où  $D(\vec{r})$  est appelé «opérateur de diffusion» qui caractérise l'hétérogénéité du milieu. Il est défini par la relation suivante [4] :

$$D(\vec{r}) = k_0^2 \left( 1 - \frac{V_0^2}{V^2(\vec{r})} \right) + \frac{1}{\rho(\vec{r})} \vec{\nabla}(\rho(\vec{r})) \vec{\nabla} \quad (I.29)$$

avec  $k_0(\vec{r}, \omega) = \omega/V_0$  et  $k(\vec{r}, \omega) = \omega/V(\vec{r})$  sont les nombres d'ondes respectivement dans les milieux homogène et hétérogène ( $V_0$  et  $V$  sont les vitesses dans les milieux homogène et hétérogène).

Nous pouvons définir la fonction de Green  $G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega)$  associée à l'équation de propagation (I.28) comme la fonction solution en un point  $\vec{r}$  en réponse à une excitation harmonique émise en point source  $\vec{r}_s$ . L'équation de propagation correspondante s'écrit donc de la manière suivante [14, 15] :

$$\nabla^2 G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + k_0^2 G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) = D(\vec{r}) G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_s) \quad (I.30)$$

La fonction de Green en milieu hétérogène  $G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega)$  qui présente la solution de l'équation précédente peut être exprimée en fonction de la fonction de Green monochromatique  $G_0(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega)$  en milieu homogène :

$$G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) = G_0(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + \int G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 \quad (I.31)$$

En d'autres termes, l'onde se propageant dans le milieu hétérogène dépend à la fois du champ non diffusé (représenté par  $G_0$ ) et des hétérogénéités (représentées par  $D$ ) affectant le champ acoustique en présence (modélisé par  $G$ ). Cette dernière expression peut donc s'écrire dans un formalisme plus compact :

$$G = G_0 + G_0 D G \quad (I.32)$$

### I.4.2.2. Cas d'onde élastique

Dans le cas des ondes élastiques, l'approche est similaire mais le modèle précédent est insuffisant pour prendre en compte les polarisations de l'onde. L'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} C_{ijkl}(\vec{r}) u_k(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 u_i(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (I.33)$$

où  $C_{ijkl}(\vec{r})$  est le tenseur d'élasticité et  $u_i(\vec{r}, t)$  est le champ de déplacement.

Dans ce cas, une fonction de Green élastique  $G_{ij}(\vec{r}, t, \vec{r}_s, t_s)$  doit être utilisée à la place de la fonction de Green scalaire  $G(\vec{r}, \vec{r}_s)$ . Cette fonction élastique définit la solution en un point  $(\vec{r}, t)$  et dans la direction  $j$  en réponse à une impulsion émise en point source  $(\vec{r}_s, t_s)$  dans la direction  $i$ . L'équation (I.33) conduit à l'équation de Helmholtz suivante [4, 10, 11, 14, 15] :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} C_{ijkl}(\vec{r}) + \rho(\vec{r}) \delta_{ki} \omega^2 \right] G_{km}(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) = \delta_{im} \delta(\vec{r} - \vec{r}_s) \quad (I.34)$$

où  $\delta_{ij}$  représente le symbole de Kronecker et  $\delta(\vec{r})$  désigne la distribution de Dirac. Comme dans le cas de l'onde scalaire et en suivant le même raisonnement, une équation similaire à l'équation (I.32) est obtenue par Weaver [16]:

$$G_{im} = G_{0,im} + G_{0,in} D_{nj} G_{jm} \quad (I.35)$$

### I.4.3. Développement de Born

Comme nous avons vu dans le paragraphe précédent, la solution  $G$  de l'équation de propagation en milieu hétérogène est exprimée par la relation (I.32). Cette solution peut s'exprimer d'une manière récursive sous forme d'une série connue sous le nom «développement de Born» [4, 11] en remplaçant  $G$  par son expression complète dans le membre de droite de l'équation (I.32). Le résultat obtenu est une nouvelle équation qui tient compte de l'infinité des événements de diffusion. Cette dernière peut s'écrire sous forme d'opérateurs :

$$G = G_0 + G_0 D G_0 + G_0 D G_0 D G_0 + G_0 D G_0 D G_0 D G_0 + \dots \quad (I.36)$$

De la même manière le développement de Born peut être obtenu en notation intégrale pour faire apparaître les variables d'intégration. Par ailleurs, l'équation (I.31) montre que la solution  $G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega)$  dépend de terme  $G(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega)$ . En effet, le diffuseur en position  $\vec{r}_1$  se comporte comme une source et contribue au champ à la position  $\vec{r}$  par le terme  $G(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega)$  à l'intérieur de l'intégrale de l'équation (I.31). De la même manière,  $G(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega)$  peut être exprimée par relation suivante :

$$G(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) = G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) + \int G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) D(\vec{r}_2) G(\vec{r}_2, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_2 \quad (I.37)$$

En remplaçant l'équation (I.37) dans (I.31), la solution devient :

$$\begin{aligned} G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) &= G_0(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + \int G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 \\ &+ \iint G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) D(\vec{r}_2) G(\vec{r}_2, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \end{aligned} \quad (I.38)$$

La procédure peut être répétée, ce qui mène à obtenir le développement de Born sous forme intégrale :

$$\begin{aligned} G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) &= G_0(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + \int G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 \quad (1) \\ &+ \iint G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) D(\vec{r}_2) G_0(\vec{r}_2, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (2) \\ &+ \iiint G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) D(\vec{r}_2) G_0(\vec{r}_2, \vec{r}_3, \omega) D(\vec{r}_3) G_0(\vec{r}_3, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 \quad (3) \end{aligned} \quad (I.39)$$

Les différents chemins entre la position  $r$  et les diffuseurs du milieu sont illustrés dans Figure I-7. Le développement de Born prend en considération toutes les diffractions et les interactions des interférences générées dans le milieu aléatoire. Le premier terme (1) de l'équation (I.39) correspond à une seule interaction entre la source  $s$  et le point  $r$ , il exprime la contribution de la diffusion simple. Les autres termes correspondent à la contribution de la diffusion multiple.

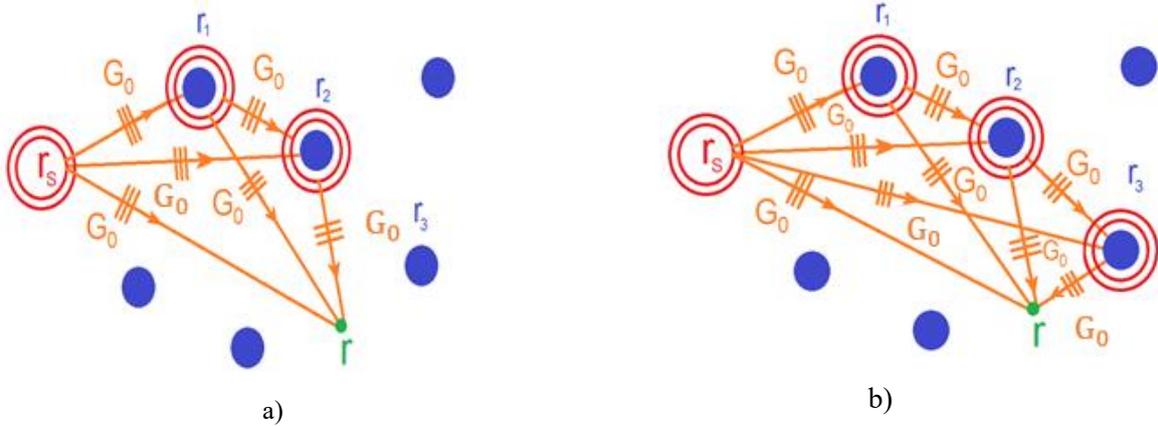


Figure I-7 : Illustration des chemins possibles (orange) dans le développement de Born avec : a) 2 diffuseurs (bleu) et b) 3 diffuseurs [4].

#### I.4.4. Hypothèse de diffusion simple et approximation de Born

L'hypothèse de diffusion simple consiste à négliger les ondes diffusées plus d'une fois par la microstructure devant les ondes diffusées une seule fois. Cette hypothèse est généralement valable dans les milieux faiblement diffuseurs. C'est pourquoi, négliger les contributions dues à la diffusion multiple simplifie grandement le développement de Born présenté dans le paragraphe précédent. En effet, seuls les deux premiers termes sont conservés, ce qui revient à réduire l'équation (I.39) pour une onde scalaire :

$$G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) = G_0(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + \int G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1) G_0(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 \quad (I.40)$$

Cette approximation est nommée «approximation de Born de premier ordre». Le terme  $G_0$  correspond à une onde se propageant comme si elle ne rencontrait aucun diffuseur. Le terme de l'intégrale correspond aux ondes diffusées une seule fois. Dans le cas d'un milieu polycristallin, l'approximation de diffusion simple s'écrit de manière analogue à l'approximation de Born en remplaçant  $G_0$  par le tenseur de Green effectif  $\bar{G}_{eff}$  représentatif de la propagation dans le milieu :

$$\begin{aligned} \bar{G}_{Diff\ Simple}(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) \\ = \bar{G}_{eff}(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) + \int \bar{G}_{eff}(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) D(\vec{r}_1, \omega) \bar{G}_{eff}(\vec{r}_1, \vec{r}_s, \omega) d\vec{r}_1 \end{aligned} \quad (I.41)$$

Il faut noter que l'approximation de diffusion simple (I.41) n'est pas équivalente à l'approximation de Born (I.40) puisque cette dernière assimile le champ incident au champ en absence de diffuseur (en raison de l'utilisation de la fonction de Green  $G_0$  qui définit un champ incident non affecté par les diffuseurs). Pour cette raison, l'approximation de diffusion simple fait intervenir la fonction de Green  $\bar{G}_{eff}$  pour prendre en considération les effets de la diffusion ultrasonore en présence de diffuseur dans le milieu polycristallin.

#### I.4.5. Coefficient de diffusion

Il est possible de définir des quantités volumiques intrinsèques à un matériau permettant de caractériser sa capacité moyenne à diffuser l'énergie ultrasonore par les grains. Ces quantités se retrouvent dans la littérature sous plusieurs noms : «differential scattering cross section per unit volume» [17-19] et de «Figure-Of-Merit (FOM)» [20]. Le FOM d'un matériau est relié au coefficient de diffusion  $\eta$  par la relation suivante :

$$FOM = \sqrt{\eta} \quad (I.42)$$

Le coefficient de diffusion volumique  $\eta$  est défini de telle sorte que  $\eta d\Omega dV$  est la puissance totale diffusée par unité d'angle solide et par unité de volume. Il peut également être défini comme la section efficace différentielle de diffusion moyenne par unité de volume. Le coefficient de diffusion et le  $FOM$  des matériaux peuvent être soit mesurés, soit déterminés à l'aide de modèles théoriques. Ils peuvent être ensuite utilisés comme données d'entrée dans des méthodes de modélisation du bruit de structure et l'atténuation ultrasonore. Dans cette optique, Margetan [17-19] propose des expressions de ce coefficient pour tout angle de diffusion et pour les ondes longitudinales ( $L$ ) et transversales ( $T$ ) dans le cas d'un matériau polycristallin avec une structure monophasique et équiaxe dans laquelle la symétrie cristalline est cubique ou hexagonale. Ces expressions sont inspirées de l'approche de Rose [21, 22] qui est basée sur l'approximation de Born définie par la relation (I.40) [5].

Les auteurs montrent que le coefficient de diffusion dépend de la fréquence  $\omega$ , des vitesses des ondes incidentes  $V^{Inc}$  et diffusées  $V^{Diff}$ , de la masse volumique du matériau  $\rho$ , du diamètre effectif du grain  $d$ , de l'angle de diffusion  $\theta$ , et d'une fonction  $pp$  qui correspond à une pondération sur les différents éléments des covariances des constantes élastiques  $C_{ij}$  :

$$\eta = \frac{\omega^4}{V^{Inc}{}^3 V^{Diff}{}^5 (4\pi\rho)^2} \langle \delta C_{ij} \delta C_{kl} \rangle pp_{ijkl} \pi \bar{d}^3 \left[ 1 + \frac{\omega^2 \bar{d}^2 \left( \frac{1}{V^{Inc}{}^2} + \frac{1}{V^{Diff}{}^2} - \frac{2 \cos(\theta)}{V^{Inc} V^{Diff}} \right)}{4} \right]^2 \quad (I.43)$$

Il est également possible d'obtenir des expressions du coefficient de diffusion pour chacune des conversions de mode incident  $\rightarrow$  diffusé :  $L \rightarrow L$ ,  $L \rightarrow T$ ,  $T \rightarrow T$  et  $T \rightarrow L$ .

### I.4.6. Prise en compte de la diffusion multiple

Lorsque l'ordre de diffusion est élevé, l'étude devient plus complexe surtout dans le cas d'un solide polycristallin qui peut être considéré comme un milieu aléatoire. Pour cette raison et comme nous l'avons mentionné dans la section I.4.1, les théoriciens lèvent cette complexité en traitant le problème de manière statistique. Le principe de cette approche statistique repose sur la moyenne sur le désordre (la moyenne d'ensemble) des grandeurs physiques. Dans cette optique, diverses équations ont été développées pour modéliser la diffusion multiple et prendre en compte ses effets. Certaines équations sont basées sur la moyenne de l'amplitude du champ cohérent  $\langle \psi \rangle$  d'autres sont fondées sur l'intensité moyenne  $\langle |\psi|^2 \rangle$ . La propagation du champ cohérent dans le milieu diffuseur est caractérisée par l'équation de Dyson. Par contre, l'intensité moyenne obéit à l'équation de Bethe-Salepter qui peut être approximée à l'équation du Transfert Radiatif.

#### I.4.6.1. Équation de Dyson

La propagation du champ d'ondes moyen est décrite par la moyenne d'ensemble de la fonction de Green  $\langle G \rangle$ . Comme il s'agit d'une moyenne sur différentes réalisations d'un processus aléatoire, cette fonction de Green du milieu hétérogène  $\langle G \rangle$  et la fonction de Green du milieu homogène  $G_0$  sont invariantes en translation dans l'espace, c'est-à-dire qu'elles dépendent uniquement de la distance entre la position source et la position d'observation ( $\vec{r} - \vec{r}_s$ ).

Pour cela, en appliquant la moyenne d'ensemble, l'équation de propagation (I.35) devient :

$$\langle G_{km} \rangle = G_{0,km} + G_{0,kn} \langle D_{nl} G_{lm} \rangle \quad (I.44)$$

Ce qui nous ramène à définir «l'équation de Dyson», du nom de Freeman Dyson qui peut envelopper tous les termes de l'équation (I.39), y compris l'ordre infini de diffusion. Cette équation peut s'exprimer en fonction de la moyenne de fonction de Green et s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) \rangle &= \langle G(\vec{r} - \vec{r}_s, \omega) \rangle \\ &= G_0(\vec{r} - \vec{r}_s, \omega) \\ &+ \iint G_0(\vec{r} - \vec{r}_1, \omega) \Sigma(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \omega) \langle G(\vec{r}_1 - \vec{r}_s, \omega) \rangle d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \end{aligned} \quad (I.45)$$

où  $\Sigma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega)$  est appelé «opérateur de masse» ou «self-energy» et contient toutes les informations sur la diffusion simple ou multiple ayant lieu dans le milieu. Le calcul de cet opérateur nécessite l'application de certaines approximations telles que «l'approximation de diffusion indépendante» ou encore «l'approximation de Keller».

Il est possible d'écrire l'équation de Dyson sous forme d'opérateurs :

$$\langle G_{km} \rangle = G_{0,km} + G_{0,kn} \Sigma_{nl} \langle G_{lm} \rangle \quad (\text{I.46})$$

L'équation (I.46) s'écrit comme suit dans le domaine de Fourier spatial de variable  $\vec{p}$  :

$$\langle G(\omega, \vec{p}) \rangle = G_0(\omega, \vec{p}) + G_0(\omega, \vec{p}) \Sigma(\omega, \vec{p}) \langle G(\omega, \vec{p}) \rangle \quad (\text{I.47})$$

De même, la fonction de Green en milieu homogène  $G_0$  peut être exprimée dans l'espace de Fourier spatial de variable  $\vec{p}$  par la relation suivante :

$$G_0(\omega, \vec{p}) = \frac{1}{k_0^2 - p^2} \quad (\text{I.48})$$

où  $k_0$  est le nombre d'onde dans le milieu homogène et  $p$  désigne le module du vecteur  $\vec{p}$ .

En substituant la relation (I.48) dans l'expression (I.47), la fonction de Green moyenne en milieu hétérogène  $\langle G \rangle$  prend finalement la forme suivante :

$$\langle G(\omega, \vec{p}) \rangle = \frac{1}{k_0^2 - \Sigma(\omega, \vec{p}) - p^2} \quad (\text{I.49})$$

Dans un milieu où l'opérateur de masse  $\Sigma$  est indépendant du vecteur  $\vec{p}$  pour une bande de fréquence donnée, le milieu de propagation peut être vu comme un milieu effectif défini par un nombre d'onde qui s'écrit sous la forme suivante :

$$k_{eff}^2 = k_0^2 - \Sigma(\omega, \vec{p}) \quad (\text{I.50})$$

Celui-ci est appelé nombre d'onde effectif qui permet de caractériser la propagation de l'onde cohérente dans le milieu diffuseur. Sa partie réelle décrit la vitesse de l'onde moyenne alors que sa partie imaginaire quantifie son atténuation.

Dans la littérature, des nombreux auteurs ont fondé leurs théories sur l'équation de Dyson [16]. Parmi ces auteurs, nous citons Weaver [16] qui a développé un modèle théorique permettant de calculer l'atténuation ultrasonore par diffusion multiple dans les matériaux polycristallins.

### I.4.6.2. Équation de Bethe-Salpeter

L'équation de Bethe-Salpeter (EBS) permet de décrire totalement le phénomène de diffusion multiple. Elle s'obtient grâce à un calcul analogue à celui de l'équation de Dyson. En effet, cette dernière s'applique à la fonction de Green moyenne  $\langle G \rangle$  alors que l'EBS s'applique à la covariance (l'autocorrélation) de la fonction de Green en milieu hétérogène :  $\langle G G^* \rangle$ . Cela revient à multiplier la fonction de Green par sa conjuguée et à prendre la moyenne sur le désordre de produit. Le développement mathématique de cette équation dans le cas de la propagation de l'onde élastique est assez complexe puisqu'il nécessite l'introduction d'un grand nombre de notations [4, 10]. En revanche, dans le cas d'une onde scalaire, son expression est définie de manière analogue à la démarche précédente sous forme intégrale :

$$\begin{aligned} \langle G(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) G^*(\vec{q}, \vec{q}_s, \omega) \rangle &= \langle G_0(\vec{r}, \vec{r}_s, \omega) \rangle \langle G_0^*(\vec{q}, \vec{q}_s, \omega) \rangle \\ &+ \int \int \int \int \langle G_0(\vec{r}, \vec{r}_1, \omega) \rangle \langle G_0^*(\vec{q}, \vec{q}_1, \omega) \rangle \zeta(\vec{r}_1, \vec{q}_1, \vec{r}_2, \vec{q}_2, \omega) \\ &\cdot \langle G(\vec{r}_2, \vec{r}_s, \omega) \rangle \langle G^*(\vec{q}_2, \vec{q}_s, \omega) \rangle d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{q}_1 d\vec{q}_2 \end{aligned} \quad (\text{I.51})$$

où  $\zeta$  est appelé «vertex irréductible» [4, 10]. Il s'agit de la quantité analogue à l'opérateur de masse  $\Sigma$  et contient l'information sur les différentes successions de diffusion multiple au sein du matériau.

L'équation de Bethe-Salpeter est également récursive et prend en compte tous les événements de diffusion entre  $(\vec{r}, \vec{r}_s)$  et  $(\vec{q}, \vec{q}_s)$ . Le premier terme du membre de droite de l'équation (I.51) représente la contribution de l'intensité cohérente et le second terme représente la contribution de l'intensité incohérente. Dans la pratique, la détermination du vertex irréductible reste difficile surtout dans le cas de la propagation d'une onde élastique. Il est donc nécessaire de s'autoriser quelques approximations, comme «l'approximation de Boltzmann» ou «l'approximation des diagrammes de ladder», pour pouvoir fournir une expression analytique [10].

### I.4.6.3. Équation du Transfert Radiatif

Dans de nombreux travaux concernant la diffusion multiple, des approximations ont été appliquées dans le but de simplifier l'équation de Bethe-Salpeter, ce qui mène à définir une équation équivalente : l'équation du Transfert Radiatif (ETR). Cette équation ne s'applique pas à la covariance du champ, mais à l'intensité spécifique  $I(\vec{r}, \vec{n}, t)$  correspondant à la densité de puissance rayonnée au point  $\vec{r}$  à travers une surface de normale  $\vec{n} = \vec{k}/\|\vec{k}\|$ . L'ETR s'écrit :

$$\left[ \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{n} \cdot \nabla \right] I(\vec{r}, \vec{n}, t) = - \frac{I(\vec{r}, \vec{n}, t)}{l^{ext}} + \frac{1}{l^e} \int I(\vec{r}, \vec{n}_s, t) P(\vec{n} | \vec{n}_s) d^2 \vec{n}_s + S(\vec{r}, \vec{n}, t) \quad (I.52)$$

où  $V$  est la vitesse de phase du milieu effectif,  $S(\vec{r}, \vec{n}, t)$  est le terme source présent dans le milieu,  $P(\vec{n} | \vec{n}_s)$  représente la probabilité qu'une onde incidente se propageant dans la direction  $\vec{n}$  soit diffusée dans la direction  $\vec{n}_s$  et  $l^e$ ,  $l^{ext}$  sont les libres parcours moyens élastique et d'extinction.  $l^e$  désigne la distance caractéristique d'atténuation de l'intensité de l'onde cohérente et peut être exprimée en fonction du coefficient d'atténuation par  $l^e = 1/(2\alpha)$ . Par ailleurs,  $l^{ext}$  contient les informations sur l'atténuation globale, par diffusion et absorption.

Le membre de gauche de l'équation (I.52) représente les variations dans le temps et dans l'espace de l'intensité spécifique le long de la direction  $\vec{n}$ . Le premier terme dans le membre de droite mesure la perte d'énergie dans la direction incidente due aux diffusions dans les autres directions (pertes par atténuation de l'intensité de l'onde cohérente). Le second terme représente le gain d'énergie dans la direction incidente liée à des diffusions dans la direction  $\vec{n}_s$  vers la direction incidente  $\vec{n}$ . Le dernier terme regroupe les éventuelles sources dans le milieu.

L'ETR peut être décrite par une démonstration phénoménologique. Dans ce contexte, on considère un volume élémentaire cylindrique sur lequel nous effectuons un bilan de conservation sur de l'énergie entrante et sortante (l'intensité spécifique) entre l'instant  $t$  et  $t + dt$ . La variation du flux énergétique est représentée par une dérivée partielle, que nous retrouvons dans le membre de gauche de l'ETR. Cette variation est alors la somme des pertes et des gains énergétiques comme montre la Figure I-8. L'ETR et l'EBS ont été utilisés par des nombreux auteurs pour développer des modèles théoriques capables de modéliser le phénomène du bruit de structure. Weaver [16] et Turner [23, 24] ont utilisé l'ETR pour traiter la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux polycristallins. Tandis que l'étude de l'ETR est beaucoup plus simple que l'équation de Bethe-Salpeter, la résolution de l'ETR requiert l'utilisation de méthodes numériques lourdes. Quelle que soit la méthode utilisée, la résolution de l'équation du transfert radiatif reste complexe et coûteuse en temps de calcul. Il est donc préférable d'utiliser des approximations supplémentaires pour simplifier les calculs. Turner [23, 24] note que, pour des temps courts, l'équation du transfert radiatif est approximativement équivalente à une équation plus simple nommée «équation de diffusion (ED)».

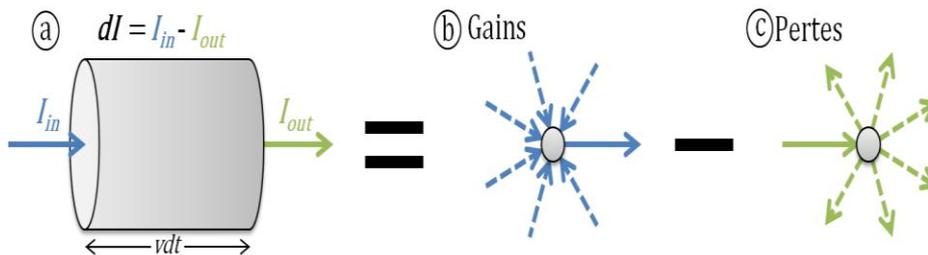


Figure I-8 : Schéma résumé du bilan de conservation l'intensité spécifique dans la direction  $\vec{n}$  (a) égal à la somme (b) des gains (c) des pertes par diffusion.

#### I.4.6.4. Approximation de la diffusion

L'équation de diffusion (ED) peut être obtenue à partir de l'équation du transfert radiatif en appliquant une série d'approximations. Il est important de noter que le terme «diffusion» utilisé ici n'a pas le même sens que celui utilisé précédemment, lorsqu'il s'agissait de décrire la réémission de l'énergie d'une onde ultrasonore rencontrant une hétérogénéité dans la microstructure. Or, dans le cadre de l'approximation de la diffusion, il s'agit d'une analogie avec la diffusion de la chaleur, car il est supposé que l'énergie ultrasonore se propage dans un solide à la manière de la chaleur, dans un processus d'étalement et sans direction de propagation préférentielle. L'ED est exprimée par la densité locale d'énergie  $E(\vec{r}, t)$  comme suit

$$\frac{\partial E(\vec{r}, t)}{\partial t} - \frac{V^E l^t}{3} \nabla^2 E(\vec{r}, t) = 0 \quad (I.53)$$

où  $V^E$  est la vitesse de transport d'énergie. Elle est différente de la vitesse de phase et la vitesse de groupe. Cette vitesse de transport est définie, pour une fréquence donnée  $\omega$ , comme le rapport entre le module du vecteur courant  $\vec{J}^{cou}$  et la densité locale d'énergie  $E$  :

$$V^E = \frac{J^{cou}(\omega)}{E(\omega)} \quad (I.54)$$

Le vecteur courant  $\vec{J}^{cou}$  est défini comme l'intégrale sur tout l'angle solide de l'intensité spécifique :

$$\vec{J}^{cou}(\vec{r}, t) = \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{n}, t) \vec{n} d\Omega_n \quad (I.55)$$

$\vec{J}^{cou}(\vec{r}, t) \vec{n} dS$  représente au point  $\vec{r}$  le flux d'énergie à travers la surface  $dS$  de vecteur normale  $\vec{n}$ . La densité locale d'énergie  $E(\vec{r}, t)$  est exprimée par la relation suivante :

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{V} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{n}, t) d\Omega_n \quad (I.56)$$

La grandeur  $l^t$  apparaît dans l'équation (I.53), est le libre parcours moyen de transport. Celui-ci diffère du libre parcours moyen élastique via l'expression suivante :

$$l^t = \frac{l^e}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle} \quad (I.57)$$

Le terme  $\langle \cos(\theta) \rangle$  est défini comme l'intégrale sur toutes les directions du cosinus de l'angle de diffusion  $\theta$ . Comme nous avons dit, le libre parcours moyen élastique  $l^e$  correspond physiquement à la distance caractéristique d'atténuation de l'onde cohérente. En revanche,  $l^t$  est le libre parcours moyen de transport qui représente la distance caractéristique au bout de laquelle l'onde «a perdu sa mémoire de la direction de propagation initiale».

D'une manière générale, l'équation de diffusion peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial E(\vec{r}, t)}{\partial t} - \eta \nabla^2 E(\vec{r}, t) = 0 \quad (I.58)$$

où  $\eta$  est le coefficient de diffusion. Par identification avec l'équation (I.53), ce coefficient est exprimé par :

$$\eta = \frac{V^E l^t}{3} \quad (I.59)$$

Le nombre 3 qui apparaît dans l'expression du coefficient de diffusion (I.59) provient de la dimension du milieu considérée ici comme tridimensionnelle. L'approximation de la diffusion a été utilisée dans la littérature pour plusieurs applications. Nous pouvons citer les travaux de Page [25] qui modélise le champ transmis à travers des échantillons de billes de verres plongées dans l'eau à l'aide de conditions aux limites de réflexion totale aux interfaces. En outre, Deroo [26] utilise également l'approximation de la diffusion pour modéliser la détection de défauts structurels en surface dans les bétons.

### I.4.7. Conclusion sur la modélisation de la diffusion

Il existe plusieurs approches permettant d'étudier les phénomènes de diffusion simple et multiple. En effet, le régime de diffusion simple peut être modélisé analytiquement grâce à l'approximation (I.41) notée dans la section I.4.4 et au calcul du coefficient de diffusion. Ces outils font la base de différentes approches permettant de traiter l'atténuation et le bruit de structure générés par la diffusion simple des ondes ultrasonores. La prise en compte de la diffusion multiple permet de généraliser la problématique et de décrire tous les aspects de la propagation de l'énergie diffusée par la microstructure hétérogène. Cependant, les calculs sont plus complexes que dans le cas de la diffusion simple. L'équation de Dyson permet de décrire la diffusion simple et multiple de l'onde cohérente. En outre, l'équation de Bethe-Salpeter décrit de façon exacte la propagation des ondes diffusées. En revanche, la résolution de cette dernière est très difficile et nécessite l'application de certaines approximations. La simplification de l'équation de Bethe-Salpeter mène à l'équation du transfert radiatif. La résolution de cette dernière ment l'utilisation de méthodes numériques qui sont très coûteuses en temps de calcul. Pour cette raison, il est possible de se ramener à des solutions analytiques définies par l'équation de la diffusion en appliquant des hypothèses supplémentaires. Plusieurs auteurs ont fondé leurs modèles théoriques sur ces équations dans le but de caractériser les phénomènes de l'atténuation ultrasonore par diffusion et du bruit de structure.

## I.5. Modèles théoriques de l'atténuation dans les matériaux polycristallins

Dans la littérature, les chercheurs se sont intéressés au phénomène d'atténuation ultrasonore par diffusion depuis les années 50. Dans cette optique, ils ont proposé des modèles théoriques visant à prévoir la valeur du coefficient d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$ . Certains modèles sont fondés sur l'hypothèse de diffusion simple et d'autres sur l'hypothèse de diffusion multiple. Dans ce cadre, nous présentons dans cette section, les différents régimes qui caractérisent le coefficient d'atténuation par diffusion ainsi que les principaux modèles théoriques spécifiques aux matériaux polycristallins texturés et non texturés qui sont issus de la littérature.

### I.5.1. Remarques préliminaires – illustrations numériques et unités

Les résultats des travaux et modèles théoriques de cette section sont usuellement présentés graphiquement en traçant le coefficient d'atténuation normalisé par la taille moyenne de grains  $\alpha \bar{d}$  en fonction de la fréquence normalisée ( $x_0 = k_0 \bar{d}$ ) qui peut être exprimée en fonction du nombre d'ondes dans le domaine homogène ( $k_0 = 2\pi f/V_0$ ) (dont  $V_0$  désigne la vitesse des ondes dans le domaine homogène) et la taille moyenne de grains  $\bar{d}$ . Cette représentation nous permet d'obtenir des courbes d'atténuation indépendantes du choix de la taille de grains (des valeurs sans unité). Bien que très compacte et élégante pour la comparaison des modèles, cette représentation ne permet pas de faire le lien direct avec l'atténuation dans un matériau donné – c'est-à-dire pour une taille moyenne de grains donnée - et pour un procédé de contrôle donné - c'est-à-dire pour une fréquence de contrôle donnée.

Ainsi pour les modèles présentés dans la suite, le choix a été fait de tracer en parallèle les représentations suivantes :

Dans le cas de matériaux isotropes à grains équiaxes, nous traçons :

- $\alpha = f(f)$ , l'atténuation (en dB/mm) en fonction de la fréquence (en MHz) pour un diamètre de grains donné.
- $\log(\alpha \bar{d}) = f(\log(x_0))$ , l'atténuation normalisée par le diamètre moyen de grains en fonction de la fréquence normalisée  $x_0 = k_0 \bar{d}$  sur une échelle logarithmique. Cette représentation permet d'obtenir une évolution de l'atténuation indépendante de la taille de grains.

Dans le cas de matériaux anisotropes texturés à grains allongés, nous traçons :

- $\alpha = f(f, \theta)$ , l'atténuation (en dB/mm) en fonction de la fréquence (en MHz) et l'orientation de grains pour des dimensions de grains allongés données.

- $\alpha/k_0 = f(x_0, \theta)$ , l'atténuation normalisée par le nombre d'ondes en fonction de la fréquence normalisée et l'orientation de grains pour des dimensions de grains allongés données.

Il faut noter également que pour passer de l'unité «Neper (Np)» à l'unité «Décibel (dB)», nous multiplions la valeur en Np par une constante est égale à  $(20 \log(10) = 8,6859)$ .

### I.5.2. Différents régimes d'atténuation par diffusion

Comme nous avons mentionné précédemment, l'atténuation est définie par une diminution d'amplitude des échos du signal ultrasonore. Cette diminution d'amplitude se manifeste généralement par une décroissance exponentielle suivant la direction de propagation de l'onde. Elle est caractérisée par le coefficient d'atténuation  $\alpha$  et se traduit de la manière suivante pour une onde se propageant dans la direction positive selon l'axe  $\vec{x}$  :

$$\vec{u} = \vec{U}_0 e^{i\omega t} e^{-i k_{eff} \vec{n} \cdot \vec{x}} \quad (I.60)$$

Le nombre d'onde effectif complexe est défini par le terme suivant :  $k_{eff} = k_0 - i\alpha$  contenant les informations sur la vitesse de propagation et sur l'atténuation. Trois régimes de diffusion sont distingués, selon le rapport entre la longueur d'onde  $\lambda$  et la taille moyenne de grains  $\bar{d}$  comme montre la Figure I-9 : régime de Rayleigh, régime stochastique et régime géométrique.

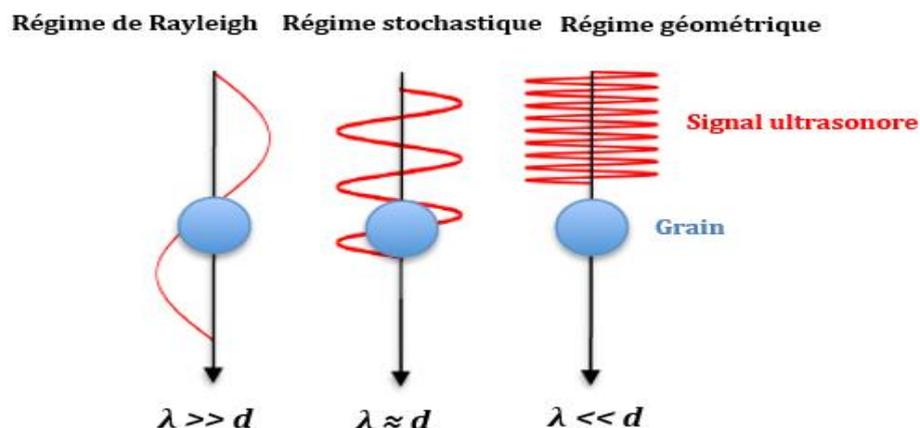


Figure I-9 : Les trois régimes de diffusion.

Plusieurs modèles analytiques ont été développés dans chacun régime de diffusion pour obtenir le coefficient d'atténuation par diffusion. Toutefois, il en existe d'autres qui ne nécessitent pas de faire une distinction entre les trois domaines. Il s'agit des modèles valables quel que soit le régime de diffusion. Selon la théorie unifiée de Stanke et Kino [5], la variation de l'atténuation dans les trois régimes est exprimée par les lois théoriques présentés dans le Tableau I-1, où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $\bar{d}$  est la taille moyenne de grains,  $f$  est la fréquence et  $C_1, C_2, C_3$  sont des constantes propres au matériau.

Tableau I-1 : Différentes régimes de diffusion [5].

$\lambda/\bar{d}$	Régime de diffusion	Atténuation $\alpha$
$\gg 1$	Rayleigh	$\alpha \propto C_1 f^4 \bar{d}^3$
$\approx 1$	stochastique	$\alpha \propto C_2 f^2 \bar{d}$
$\ll 1$	géométrique	$\alpha \propto C_3 / \bar{d}$

### I.5.2.1. Atténuation dans le régime de Rayleigh

Les premiers travaux de recherche concernant l'atténuation ultrasonore par diffusion portaient sur les matériaux à cristaux cubiques et hexagonaux avec des grains de forme sphérique et aléatoirement orientés. Ces études aboutissent à des formules relativement simples des coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  qui sont valables pour certaines plages des fréquences et selon la structure des cristaux du matériau. Dans ce cadre, Bhatia [27, 28] a fourni un modèle qui n'est valable que dans le régime de Rayleigh et qui ne prend pas en compte les effets de diffusion multiple puisqu'il fonde son modèle sur le calcul de l'énergie diffusée en utilisant la théorie des perturbations du premier ordre et l'hypothèse de la diffusion simple.

Lifshitz et Parkhomovski [29] ont aussi établi des expressions du coefficient d'atténuation dans le régime de diffusion. Ensuite, Merkulov [30] a étendu ces travaux pour fournir des formules applicables aux matériaux à symétries cubiques et hexagonales et qui prennent en compte les conversions de mode. Les coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  obtenus sont :

$$\alpha_L^{Rayleigh} = \frac{8 \pi^3 a_c^2 f^4 V^{Grain}}{375 \rho^2 V_L^3} \left[ \frac{2}{V_L^5} + \frac{3}{V_T^5} \right] \quad (I.61)$$

$$\alpha_T^{Rayleigh} = \frac{2 \pi^3 a_c^2 f^4 V^{Grain}}{125 \rho^2 V_T^3} \left[ \frac{2}{V_L^5} + \frac{3}{V_T^5} \right] \quad (I.62)$$

$\rho$  désigne la densité volumique du matériau,  $V_L$ ,  $V_T$  sont les vitesses des ondes respectivement longitudinales et transversales,  $V^{Grain}$  est le volume de grains qui est proportionnel à  $\bar{d}^3$ ,  $f$  est la fréquence et  $a_c$  désigne le facteur d'anisotropie défini par la formule suivante :

$$a_c = C_{11} - C_{12} - 2 C_{44} \quad (I.63)$$

où  $C_{ij}$  sont les constantes d'élasticité d'un grain exprimées dans son repère cristallin.

En observant expressions (I.61) et (I.62), nous reconnaissons bien la dépendance en  $f^4 \bar{d}^3$  du Tableau I-1. Papadakis [31, 32] a proposé une amélioration des formules précédentes en prenant en compte la distribution des tailles de grains et pas seulement leur volume moyen. Cela conduit à remplacer le volume moyen  $V^{Grain}$  par le coefficient suivant :

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\bar{R}^6}{\bar{R}^3} \quad (I.64)$$

où  $R$  est le rayon d'un grain et  $\bar{R}^n$  désigne la moyenne de  $R^n$  sur l'ensemble de grains.

### I.5.2.2. Atténuation dans le régime stochastique

Lifshitz et Parkhomovski [29] ont aussi développé des expressions pour caractériser l'atténuation par diffusion dans le domaine stochastique où la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la taille de grains. Ces expressions sont plus simples puisqu'elles ne prennent pas en compte les conversions de mode, contrairement aux formules du domaine de Rayleigh. Les coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  dans ce régime sont présentés par les relations suivantes :

$$\alpha_L^{stochastique} = \frac{16 \pi^2 a_c^2 f^2 \bar{d}}{525 \rho^2 V_L^6} \quad (I.65)$$

$$\alpha_T^{stochastique} = \frac{4 \pi^2 a_c^2 f^2 \bar{d}}{210 \rho^2 V_T^6} \quad (I.66)$$

Nous remarquons également la dépendance en  $f^2 \bar{d}$  notée dans le Tableau I-1.

### I.5.2.3. Atténuation dans le régime géométrique

Dans le régime géométrique, lors de la propagation dans la microstructure, l'onde incidente subit des perturbations très fortes dues aux fortes déviations et réflexions par les joints de grains. En effet, la taille de grains est très grande par rapport à la longueur d'onde, le passage de l'onde d'un grain à un autre est analogue au passage d'une interface à une autre. Dans ce contexte, des coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  ont été définis dans ce domaine par la théorie unifiée de Stanke & Kino [5]. Ces coefficients sont égaux à l'inverse de la taille moyenne de grains mais sont indépendants de la fréquence :

$$\alpha_L^{géométrique} = \alpha_T^{géométrique} = \frac{1}{\bar{d}} \quad (I.67)$$

## I.6. Modèles d'atténuation spécifiques aux matériaux non texturés à grains équiaxes

Les modèles cités dans les paragraphes précédents ont été développés pour quantifier l'atténuation dans un seul régime parmi les trois régimes de diffusion. Par ailleurs, il existe dans la littérature d'autres théories plus générales, valables dans deux ou trois régimes de diffusion. Elles sont spécifiques aux matériaux polycristallins non texturés avec des grains équiaxes. Parmi ces théories, nous citons les modèles d'Hirse Korn [33, 34], de Weaver [16] et Stanke & Kino [5].

### I.6.1. Modèle d'Hirse Korn

Hirse Korn [33, 34] est le premier auteur à proposer un modèle plus général permettant de calculer les coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  dans les régimes de diffusion de Rayleigh et stochastique. Ce modèle tient compte de la diffusion multiple et des conversions de mode dans les polycristaux non texturés à cristaux cubiques avec des grains équiaxes aléatoirement orientés.

L'auteur fonde sa théorie sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- 1) Le matériau est considéré faiblement anisotrope, ceci signifie que le degré d'inhomogénéité dans le matériau est  $\xi \ll 1$ . Comme nous avons noté dans la section I.2, dans un polycristallin monphasé, ce degré est proportionnel à l'anisotropie de grains et peut être exprimé également en fonction du nombre d'ondes dans le milieu inhomogène  $k$  et le milieu homogène  $k_0$  par :

$$\xi = \left\{ \frac{\langle (k - k_0)^2 \rangle}{k_0} \right\}^{1/2} \quad (I.68)$$

- 2) Tous les grains sont sphériques, de même taille et il n'existe pas de corrélation entre eux.

L'équation de départ est l'équation de propagation de l'onde élastique, exprimée pour le vecteur de déplacement  $\vec{u}$  dans le milieu inhomogène :

$$\sum_{j,k,l=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left( C_{jkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right) + \rho \omega^2 u = 0 \quad (I.69)$$

avec :

$$C_{jkl} = (C_{1jkl}, C_{2jkl}, C_{3jkl}) \quad (I.70)$$

$x_i$  sont les coordonnées cartésiennes et  $C_{ijkl}$  est le tenseur d'élasticité.

Les constantes d'élasticité varient d'un grain à l'autre. Pour modéliser l'inhomogénéité dans le matériau, on définit alors :

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho \quad \text{et} \quad C_{ijkl} = \langle C_{ijkl} \rangle + \delta C_{ijkl} \quad (I.71)$$

où  $\rho_0$  et  $\langle C_{ijkl} \rangle$  sont les valeurs moyennes respectivement de la masse volumique et des constantes d'élasticité, et où les variations  $\delta C_{ijkl}$  et  $\delta \rho$  sont faibles par rapport aux valeurs moyennes.

Pour simplifier la résolution de l'équation de propagation (I.69) par la théorie des perturbations du second ordre (voir Annexe A.1), le vecteur de déplacement est divisé en deux termes :  $\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T$ , où  $\vec{u}_L$  désigne le déplacement des ondes  $L$  et  $\vec{u}_T$  désigne le déplacement des ondes  $T$ . Cette décomposition permet de définir deux potentiels  $\Psi$  et  $\vec{\Phi}$  permettant de modéliser la propagation des ondes  $L$  et  $T$ . Ces quantités sont définies par les expressions suivantes :

$$\Psi = \text{div}(\vec{u}) = \text{div}(\vec{u}_L) \quad (\text{I.72})$$

$$\vec{\Phi} = \text{rot}(\vec{u}) = \text{rot}(\vec{u}_T) \quad (\text{I.73})$$

La résolution de l'équation de propagation (I.69) par la théorie des perturbations du second ordre nécessite le calcul des potentiels de déplacement des ondes  $L$  et  $T$  :  $\Psi$  et  $\vec{\Phi}$ . Ce dernier est basé sur les expressions exposées dans l'Annexe A.2. En se basant sur les deux quantités  $\Psi$  et  $\vec{\Phi}$ , Hirsekorn obtient ensuite des expressions caractérisant les nombres complexes des ondes  $L$  et  $T$  respectivement  $K_L$  et  $K_T$ :

$$K_L(r) = k_L - i\alpha_L = k_L \left[ 1 - \frac{1}{(4\pi)^3} \left( \frac{a_c}{\rho_0 V_L^2} \right)^2 \left( -B_1 + \frac{k_T^2}{k_L^2} B_2 \right) \right] \quad (\text{I.74})$$

$$K_T(r) = k_T - i\alpha_T = k_T \left[ 1 - \frac{1}{(4\pi)^3} \left( \frac{a_c}{\rho_0 V_T^2} \right)^2 \left( -D_1 + \frac{k_L^2}{k_T^2} D_2 \right) \right] \quad (\text{I.75})$$

où  $a_c$  désigne le facteur d'anisotropie invariant du matériau, défini par la formule (I.63),  $k_L$ ,  $k_T$  et  $V_L$ ,  $V_T$  sont respectivement les nombres réels et les vitesses des ondes  $L$  et  $T$ . Les termes  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $D_1$  et  $D_2$  et la démarche du calcul des nombres d'ondes complexes  $K_L$  et  $K_T$  sont détaillés dans l'Annexe A.3.

Les coefficients d'atténuation  $\alpha_L$  et  $\alpha_T$  sont donc définis par la partie imaginaire des nombres d'ondes complexes de la manière suivante :

$$\alpha_L = k_L \left\{ 1 - \left( \frac{a_c}{\rho_0 V_L^2} \right)^2 \left[ \text{Im} \left[ \frac{1}{(4\pi)^3} \left( -B_1 + \frac{k_T^2}{k_L^2} B_2 \right) \right] \right] \right\} \quad (\text{I.76})$$

$$\alpha_T = k_T \left\{ 1 - \left( \frac{a_c}{\rho_0 V_T^2} \right)^2 \left[ \text{Im} \left[ \frac{1}{(4\pi)^3} \left( -D_1 + \frac{k_L^2}{k_T^2} D_2 \right) \right] \right] \right\} \quad (\text{I.77})$$

Les expressions des coefficients d'atténuation sont difficilement exploitables. Pour cette raison, Hirsekorn [33, 34] a utilisé des méthodes numériques pour faciliter le calcul des coefficients d'atténuation. L'auteur a montré finalement que les valeurs des coefficients d'atténuation obtenues dans les régimes de Rayleigh et stochastique sont très cohérentes avec les valeurs asymptotiques calculées par les expressions exposées dans la section I.5.2.1 et la section I.5.2.2. Par ailleurs, l'utilisation de la théorie des perturbations du second ordre dans le modèle d'Hirsekorn [33, 34] permet de s'affranchir de l'approximation de la diffusion simple. Ce qui permet de prendre en compte un certain degré de diffusion multiple.

## I.6.2. Modèle de Weaver

Weaver [16] propose un modèle plus souple que le modèle d'Hirsekorn [33, 34] et la théorie unifiée de Stanke & Kino [5] en termes de calcul et valable sur une plage de fréquence large. Ce modèle permet de prendre en compte les effets de la diffusion multiple grâce à l'équation de Dyson. Il permet d'aboutir à des résultats similaires aux modèles cités précédemment et est aisément adaptable à des matériaux isotropes non texturés. Weaver [16] part de la fonction de Green (dyadique) pour la réponse d'un milieu élastodynamique anisotrope et hétérogène, définie par l'équation suivante :

$$\left[ -\delta_{jk} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_l} C_{ijkl}(x) \right] G_{km}(x, x') = \delta_{jm} \delta^3(x - x') \quad (I.78)$$

où  $x$  est la position de la récepteur,  $x'$  est la position de l'émetteur,  $\delta_{jk}$  est le symbole de Kronecker et  $\delta^3$  est la fonction tridimensionnelle de Dirac.

La fonction de Green  $G_{ij}(x, x')$  désigne la réponse de déplacement dans la direction  $i$  en un point  $x$  due à une impulsion émise dans la direction  $j$  par un point source  $x'$  à  $t = 0$ .  $C_{ijkl}$  est le tenseur d'élasticité du matériau qui peut être exprimé de la même manière que dans le modèle de Hirsekorn [33, 34] :

$$C_{ijkl}(x) = C_{ijkl}^0 + \delta C_{ijkl}(x) \quad (I.79)$$

$\delta C$  est un terme qui désigne la variation des constantes d'élasticité dont sa moyenne d'ensemble est égale à zéro :  $\langle \delta C(x) \rangle = 0$ .

Toutes les informations statistiques concernant l'hétérogénéité du matériau sont définies par la fonction de covariance des déviations des constantes d'élasticité  $\gamma$  :

$$\langle \delta C_{ijkl}(x) \delta C_{mnpq}(x') \rangle = \Xi_{ijkl}^{mnpq} W(|x - x'|) \quad (I.80)$$

où  $\Xi_{ijkl}^{mnpq}$  est un tenseur sans dimension d'ordre 8 et  $W(r)$  désigne la fonction de corrélation spatiale qui permet de modéliser la distribution géométrique de grains. Elle exprime la probabilité que deux points distants de  $r = |x - x'|$  appartiennent au même grain. Comme dans le modèle de Stanke & Kino [5], Weaver [16] suppose que cette fonction est de forme exponentielle :

$$W(r) = \exp(-\beta r) \quad (I.81)$$

où  $\beta$  est la distance de corrélation qui peut être exprimée en fonction de la taille moyenne de grains  $\beta = 2/\bar{d}$ . Ce qui permet d'exprimer le volume moyen de grains  $V^{Grain}$  en fonction de  $\beta$  :

$$V^{Grain} = \int \exp(-\beta r) d^3r = \frac{8\pi}{\beta^3} \quad (I.82)$$

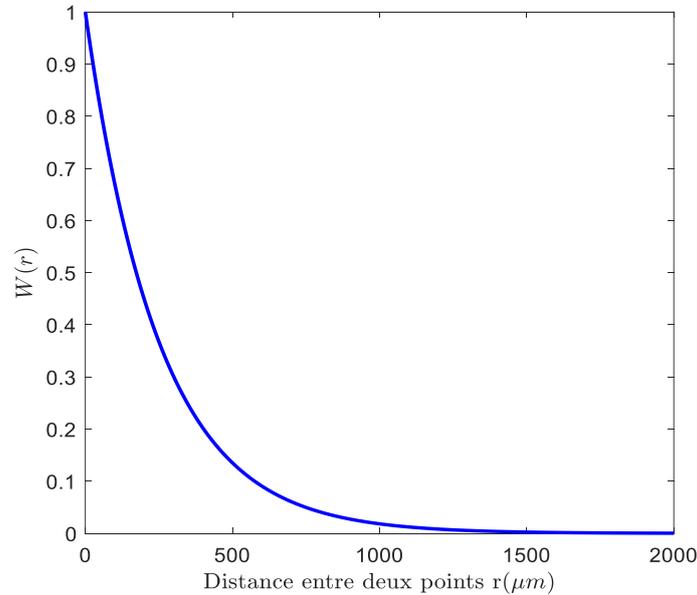


Figure I-10 : Fonction de corrélation spatiale exponentielle pour un diamètre moyen de grains de 500 μm.

À titre d'exemple, la Figure I-10 représente la fonction de corrélation spatiale exponentielle pour un matériau monophasique non texturé à grains équiaxes dont le diamètre moyen de grains est 500 μm. Cette forme de fonction est souvent utilisée car elle permet d'obtenir des expressions analytiques relativement simples des coefficients d'atténuation.

Pour faciliter la résolution de l'équation (I.78), nous passons du domaine temporel au domaine fréquentiel en appliquant la transformée de Fourier :

$$\left\{ (\omega + i\varepsilon)^2 \delta_{jk} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_l} C_{ijkl}^0(x) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_l} \delta C_{ijkl}(x) \right\} G_{km}(x, x') = \delta_{jm} \delta^3(x - x') \quad (I.83)$$

Le terme  $i\varepsilon$  est inclus pour souligner la partie imaginaire positive infinitésimale de  $\omega$ . La solution de l'équation (I.78) est définie ensuite par l'équation de Dyson que nous avons décrit dans le paragraphe I.4.6.1 :

$$\langle G_{km}(x, x') \rangle = G_{km}^0(x, x') + \iint G_{kn}^0(x, y) \Sigma_{nl}(y, z) \langle G_{lm}^0(z, x') \rangle d^3y d^3z \quad (I.84)$$

où  $\Sigma$  est l'opérateur de masse qui tient compte de tous les événements de diffusion multiple et  $G^0$  est la fonction de Green en milieu homogène équivalent qui présente la solution de l'équation (I.83) lorsque  $\delta C = 0$ .

Une approximation est toutefois nécessaire pour évaluer l'opérateur de masse  $\Sigma$ . C'est une approximation au premier ordre sur l'inhomogénéité du milieu, connue sous le nom de «First-Order-Smoothing Approximation (FOSA)» [16]. Cette approximation consiste à approcher l'opérateur de masse  $\Sigma$  par son terme de l'ordre le plus bas dans une expansion des puissances des modules fluctuants  $\gamma$ . L'expression FOSA de  $\Sigma$  s'écrit donc comme suit :

$$\Sigma_{nl}(y, z) \approx \left\langle \frac{\partial}{\partial y_m} \delta C_{mnpq}(y) \frac{\partial}{\partial y_s} G_{pi}(y, z) \frac{\partial}{\partial z_k} \delta C_{kilj}(z) \frac{\partial}{\partial z_j} \right\rangle \quad (I.85)$$

L'équation de Dyson (I.84) peut être résolue facilement dans le domaine de transformée de Fourier spatiale. C'est pourquoi, nous définissons les transformées de Fourier spatiales des  $G^0$ ,  $\langle G \rangle$  et  $\Sigma$  par les formules suivantes :

$$G_{km}^0(k) \delta^3(k - s) \equiv \frac{1}{(2\pi)^3} \iint e^{-ik \cdot x} G_{km}^0(x, x') e^{is \cdot x'} d^3x d^3x' \quad (I.86)$$

$$\langle G_{km}(k) \rangle \delta^3(k - s) \equiv \frac{1}{(2\pi)^3} \iint e^{-ik \cdot x} \langle G_{km}(x, x') \rangle e^{is \cdot x'} d^3x d^3x' \quad (I.87)$$

$$-E_{nl}(k) \delta^3(k - s) \equiv \frac{1}{(2\pi)^3} \iint e^{-ik \cdot x} \Sigma_{nl}(x, x') e^{is \cdot x'} d^3x d^3x' \quad (I.88)$$

La substitution de l'approximation FOSA de  $\Sigma$  (I.85) dans l'équation (I.88) donne:

$$E_{nl}(k) = k_m k_l \int G_{pk}^0(r) \Xi_{ijkl}^{mnpq} \frac{\partial^2}{\partial x_p \partial x_i} \{W(r) e^{-ik \cdot r}\} d^3r \quad (I.89)$$

où  $E_{nl}$  présente l'énergie du champ moyen.

Dans la notation directe, cette énergie peut être décomposé en deux termes : une composante pour les ondes  $L$  et une autre pour les ondes  $T$  :

$$E(k) = E_L(k) \vec{k} \vec{k} + E_T(k) (I - \vec{k} \vec{k}) \quad (I.90)$$

La transformée de Fourier spatiale de l'équation de Dyson (I.84) et les équations (I.86) - (I.88) réduisent l'équation de Dyson en une équation algébrique exprimée par la transformée de Fourier de la fonction de Green  $\langle G \rangle$  sous la forme suivante :

$$\langle G \rangle = g_L(k) \vec{k} \vec{k} + g_T(k) (I - \vec{k} \vec{k}) \quad (I.91)$$

avec  $g_L$  et  $g_T$  sont respectivement le champ moyen des ondes  $L$  et  $T$  diffusées :

$$g_L(k) = \{\omega^2 - k^2 V_L^2 + E_L(k)\}^{-1} \quad (I.92)$$

$$g_T(k) = \{\omega^2 - k^2 V_T^2 + E_T(k)\}^{-1} \quad (I.93)$$

Les nombres d'ondes effectifs sont donc définis par les solutions  $k$  des équations algébriques suivantes:

$$\omega^2 - k^2 V_L^2 + E_L(k) = 0 \quad (I.94)$$

$$\omega^2 - k^2 V_T^2 + E_T(k) = 0 \quad (I.95)$$

Le calcul analytique ou numérique des solutions  $k$  des équations (I.94) et (I.95) nécessite l'application de l'approximation de Born [5, 35] dans le but de simplifier la résolution des équations. Cette approximation consiste à approcher le champ réel (perturbé) dans le milieu diffuseur par le champ non perturbé. Elle est favorisée par l'hypothèse de faible anisotropie du matériau. En considérant que les solutions  $k$  sont proches des nombres d'ondes du milieu homogène  $k = \omega/V$ , nous pouvons approximer  $E(k)$  par  $E(\omega/V)$  et définir les expressions des nombres d'ondes effectifs suivantes :

$$k_L^{eff} = \left\{ \frac{\omega^2}{V_L^2} + V_L^2 + \frac{E_L(\omega/V_L)}{V_L^2} \right\}^{1/2} \quad (I.96)$$

$$k_T^{eff} = \left\{ \frac{\omega^2}{V_T^2} + V_T^2 + \frac{E_T(\omega/V_T)}{V_T^2} \right\}^{1/2} \quad (I.97)$$

Par conséquent, les coefficients d'atténuation par diffusion des ondes  $\alpha_L$  et  $\alpha_T$  sont déterminés à partir des parties imaginaires des nombres d'ondes  $k_L^{eff}$  et  $k_T^{eff}$  :

$$\alpha_L = Im \left\{ \frac{E_L(\omega/V_L)}{2 \omega V_L} \right\} \quad (I.98)$$

$$\alpha_T = Im \left\{ \frac{E_T(\omega/V_T)}{2 \omega V_T} \right\} \quad (I.99)$$

Ces coefficients sont capables de prendre en considération les conversions de mode des ondes  $L$  et  $T$ :

$$\alpha_L = \alpha_{LL} + \alpha_{LT} \quad (I.100)$$

$$\alpha_T = \alpha_{TT} + \alpha_{TL} \quad (I.101)$$

avec

$$\alpha_{LL} = \frac{\pi^2 \omega^4}{2 V_L^8} \int_{-1}^{+1} W_{LL} L d\vartheta \quad (I.102)$$

$$\alpha_{LT} = \frac{\pi^2 \omega^4}{2 V_L^3 V_L^5} \int_{-1}^{+1} W_{LT} (M - L) d\vartheta \quad (I.103)$$

$$\alpha_{TT} = \frac{\pi^2 \omega^4}{4 V_T^8} \int_{-1}^{+1} W_{TT} (N - 2 M + L) d\vartheta \quad (I.104)$$

$$\alpha_{TL} = \frac{1}{2} \left( \frac{V_T}{V_L} \right)^2 \alpha_{LT} \quad (I.105)$$

où  $\vartheta = \cos(\theta)$ ,  $\theta$  est l'angle entre le vecteur d'onde incidente et celui de l'onde diffusée (Figure I-11).

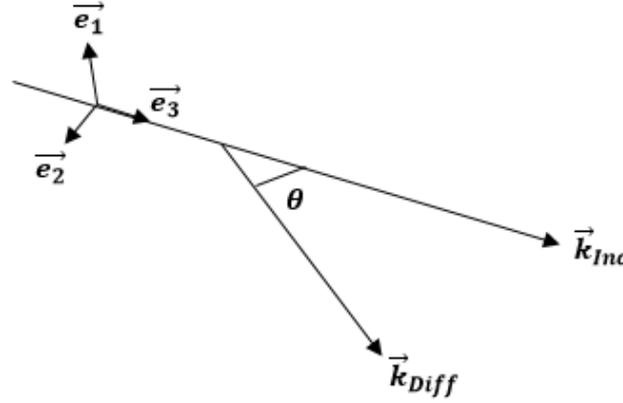


Figure I-11 : Définition de l'angle de diffusion  $\theta$ .

Les fonctions de corrélation  $W_{LL}$ ,  $W_{TT}$ ,  $W_{LT}$  et  $W_{TL}$  et les variables  $L$ ,  $M$  et  $N$  introduites dans les expressions des coefficients d'atténuation (I.100) – (I.105) sont définies par les formules exposées dans l'Annexe B.1. Ce qui permet d'écrire les coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  d'une manière explicite :

$$\alpha_{LL} = \frac{\beta}{1050} \frac{a_c^2}{V_L^4} x_L^4 \int_{-1}^{+1} \frac{(3 + \vartheta^2)}{\{1 + 2 x_L^2 (1 - \vartheta)\}^2} d\vartheta \quad (\text{I.106})$$

$$\alpha_{LT} = \frac{\beta}{1050} \frac{a_c^2}{V_L V_T^3} x_L^2 x_T^2 \int_{-1}^{+1} \frac{(15 + 6 \vartheta^2 - \vartheta^4)}{\{1 + x_L^2 + x_T^2 - 2 x_L x_T \vartheta\}^2} d\vartheta \quad (\text{I.107})$$

$$\alpha_{TT} = \frac{\beta}{2100} \frac{a_c^2}{V_T^4} x_T^4 \int_{-1}^{+1} \frac{(24 + 3 \vartheta^2 + \vartheta^4)}{\{1 + 2 x_T^2 (1 - \vartheta)\}^2} d\vartheta \quad (\text{I.108})$$

$$\alpha_{TL} = \frac{1}{2} \left( \frac{V_T}{V_L} \right)^2 \alpha_{LT} \quad (\text{I.109})$$

où  $x_L \equiv \omega/V_L \beta$  et  $x_T \equiv \omega/V_T \beta > x_L$  sont des mesures sans dimension de la fréquence. On peut présenter également les coefficients d'atténuation dans le régime de Rayleigh (dans les basses fréquences) sous la condition  $x_L < x_T \ll 1$  :

$$\alpha_{LL}^{Rayleigh} = \frac{8}{375} \frac{\beta a_c^2 x_L^4}{V_L^4} \quad (\text{I.110})$$

$$\alpha_{LT}^{Rayleigh} = \frac{12}{375} \frac{\beta a_c^2 x_L^2 x_T^2}{V_L V_T^3} \quad (\text{I.111})$$

$$\alpha_{TT}^{Rayleigh} = \frac{9}{375} \frac{\beta a_c^2 x_T^4}{V_T^4} \quad (\text{I.112})$$

$$\alpha_{TL}^{Rayleigh} = \frac{6}{375} \frac{\beta a_c^2 x_L^2 x_T^2}{V_T V_L^3} \quad (\text{I.113})$$

Le modèle de Weaver [16] permet aussi de relier le coefficient d'atténuation à l'intégrale de l'énergie diffusée dans toutes les directions par un élément de volume calculée en fonction du coefficient de diffusion. Ce lien peut être démontré à l'aide d'une preuve phénoménologique sur l'énergie portée par les ondes entrantes et sortantes d'un volume. Cette preuve phénoménologique ainsi les relations qui relient les coefficients d'atténuation  $\alpha$  et de diffusion  $\eta$  sont décrites dans l'Annexe B.2.

Afin d'évaluer la capacité de ce modèle à caractériser l'atténuation par diffusion ainsi que les impacts des approximations utilisées, nous avons implémenté ce modèle théorique dans des scripts MATLAB®.

Sur la Figure I-12.a et la Figure I-13.a, nous traçons les valeurs des coefficients d'atténuation  $\alpha$  en dB/mm respectivement pour les ondes  $L$  et  $T$  en fonction de la fréquence  $f$  en sur une plage de [0 – 12] MHz. Ces valeurs sont calculées pour un échantillon du matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$  et des propriétés élastiques exposées dans le Tableau I-2. Nous présentons également sur la Figure I-12.b et la Figure I-13.b en échelle logarithmique, les coefficients d'atténuation normalisés par le diamètre moyen de grains  $\alpha\bar{d}$  ainsi les valeurs asymptotiques dans le domaine de Rayleigh et stochastique en fonction de la fréquence normalisée ( $x_0 = k_0\bar{d}$ ).

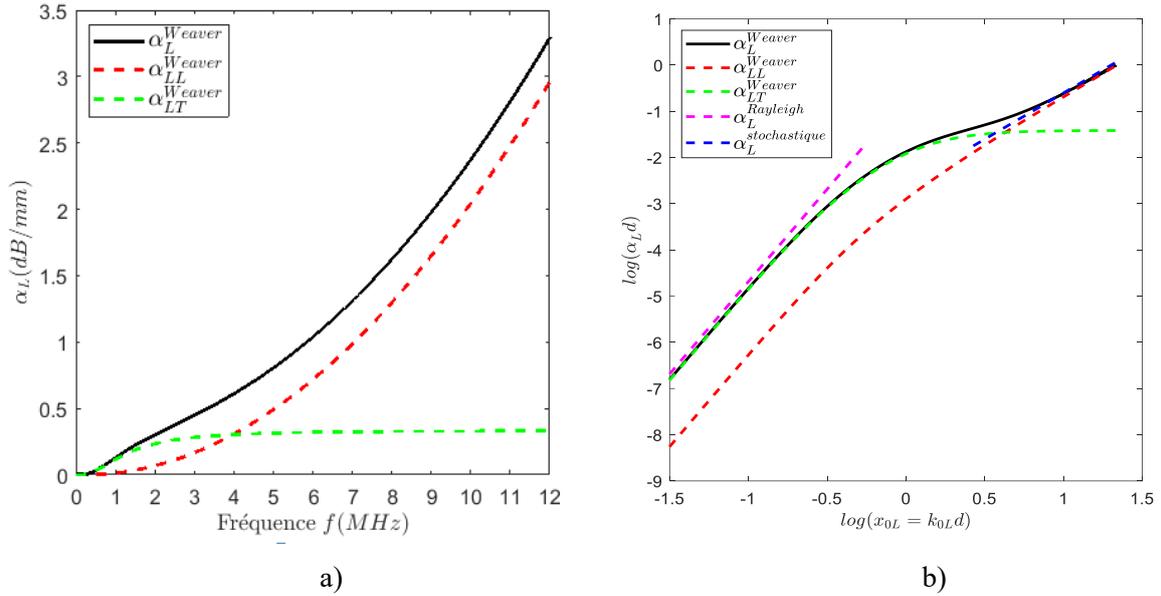


Figure I-12 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Weaver [16] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0L} = k_{0L}\bar{d}$  en échelle logarithmique

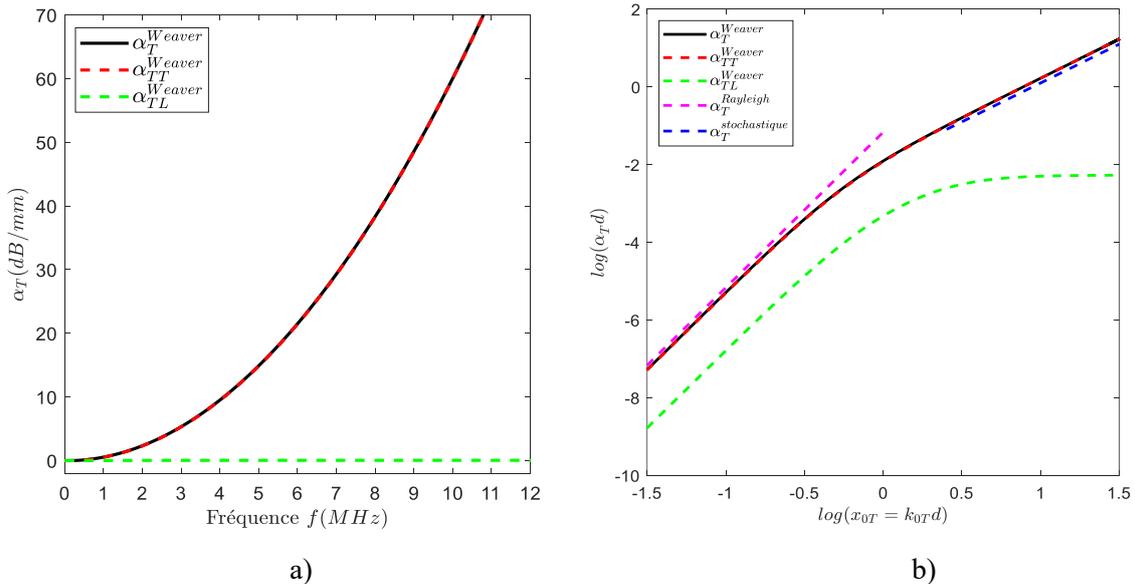


Figure I-13 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes transversales calculées par le modèle de Weaver [16] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0T} = k_{0T}\bar{d}$  en échelle logarithmique.

Tableau I-2 : Propriétés élastiques du matériau isotrope Inconel600 [4, 36].

Milieu hétérogène					Milieu homogène			Masse volumique $\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
Constantes d'élasticité du monocristal (GPa)			Coefficients d'anisotropie		Constantes d'élasticité homogénéisées (Moyenne de Hill) (GPa)			
$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{44}$	$A_c$	$a_c$ (GPa)	$C_{11}$	$C_{44}$	$C_{12}$	
235	145	126	2,8	-162	283	79	126	8200

Le coefficient  $a_c$  noté dans le Tableau I-2 désigne le coefficient d'anisotropie invariant, défini par  $a_c = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$  et  $A_c$  désigne le coefficient d'anisotropie normalisé, défini par  $A_c = 2C_{44}/(C_{11} - C_{12})$ . Les équations de Hill permettant de calculer les constantes d'élasticité homogénéisées sont exposées dans l'Annexe C.

En observant la Figure I-12.a et la Figure I-13.a, il apparaît que l'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  croissent d'une façon monotone en fonction de la fréquence du capteur  $f$ . En outre, la Figure I-12.b et la Figure I-13.b montrent que les coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  normalisés rejoignent l'asymptote du régime de Rayleigh aux basses fréquences, dont la dépendance fréquentielle est définie par  $f^4$ . Dans ce régime, l'atténuation est générée par la conversion de mode des ondes  $L$  en ondes  $T$  dans le cas de la diffusion des ondes  $L$  (voir Figure I-12) et la conversion de mode des ondes  $T$  en ondes  $L$  dans le cas de la diffusion des ondes  $T$  (voir Figure I-13). Par ailleurs, aux hautes fréquences, les courbes d'atténuation rejoignent l'asymptote du régime stochastique, dont la dépendance fréquentielle est caractérisée par  $f^2$ . Dans ce régime, l'atténuation est établie par la conservation de mode des ondes  $L$  en ondes  $L$  dans le cas de la diffusion des ondes  $L$  et la conservation de mode des ondes  $T$  en ondes  $T$  dans le cas de la diffusion des ondes  $T$ . Il est important de noter que ce modèle d'atténuation n'est pas capable de caractériser le régime de diffusion géométrique car l'auteur [16] fonde sa théorie sur l'approximation de Born [5, 35] pour simplifier le calcul. Ce modèle est donc limité aux basses fréquences. Ces résultats seront confirmés par la théorie unifiée de Stanke & Kino [5] présentée dans le paragraphe suivant.

### 1.6.3. Modèle de Stanke & Kino

La théorie unifiée de Stanke & Kino [5] est considérée comme la théorie la plus générale qui permet de calculer l'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  dans les matériaux anisotropes non texturés. Elle permet de tenir compte des conversions de mode. Ce modèle théorique est valable sur une large bande de fréquence puisqu'il est applicable quelle que soit la fréquence et pour n'importe quel rapport entre la longueur d'onde et la taille moyenne de grains (c'est-à-dire pour les trois régimes de diffusion). Il est basé sur l'association d'un modèle de distribution géométrique de grains avec un modèle anisotrope décrivant la structure d'un grain qui permet de généraliser les problèmes des matériaux polycristallins anisotropes. Le modèle de la distribution géométrique de grains utilisé par les auteurs est appelé modèle de procédé stochastique. C'est un modèle statistique qui permet de décrire la microstructure par une fonction de corrélation spatiale comme dans la théorie de Weaver [16].

#### 1.6.3.1. Approximations et hypothèses associées

Pour simplifier le calcul, deux approximations sont utilisées dans cette théorie. La première est nommée «approximation de Keller du second ordre» [5, 35]. Cette approximation consiste à exprimer le champ d'ondes dans chaque grain anisotrope par la théorie des perturbations appliquée au second ordre du degré d'inhomogénéité  $\zeta$  du milieu. Ensuite, le champ moyen de tout le milieu est formulé avec une précision jusqu'au second ordre. La seconde est l'approximation de Born [5, 35] définie précédemment. Cette dernière consiste à remplacer le champ réel perturbé dans chaque grain par le champ non perturbé dans le milieu homogène équivalent. Par ailleurs, Stanke & Kino [5] fondent leur modèle sur certaines hypothèses permettant de caractériser l'hétérogénéité du matériau :

- 1) Les matériaux polycristallins étudiés sont considérés faiblement anisotropes, ce qui signifie que l'écart entre les constantes d'élasticité et leurs propriétés moyennes sont beaucoup plus faibles que ces dernières, c'est-à-dire  $\xi \ll 1$ .
- 2) En ce qui concerne la morphologie des matériaux, ces derniers sont supposés être monophasés à symétrie cubique avec une distribution aléatoire des orientations cristallographiques de grains équiaxes.
- 3) À l'échelle macroscopique, les milieux sont considérés homogènes, c'est-à-dire que le milieu équivalent moyen est homogène.

### I.6.3.2. Formules d'atténuation ultrasonore dans le cas général

Le point de départ est toujours l'équation d'onde élastique harmonique sans aucun terme source à l'intérieur d'un milieu élastique occupant un domaine  $\Omega$ , définie par un tenseur d'élasticité  $C(x)$  et une masse volumique  $\rho_0$ . L'équation de la propagation de l'onde s'écrit sous la forme suivante :

$$\text{div}_x (\sigma(x, \omega)) + \rho_0 \omega^2 u(x, \omega) = 0 \quad (\text{I.114})$$

où  $u(x, \omega)$  désigne la transformée de Fourier du champ de déplacement variable dans le temps  $u(x, t)$ ,  $\text{div}_x$  est l'opérateur de divergence d'un tenseur du second ordre par rapport à la position  $x$ ,  $\omega = 2\pi f$  désigne la fréquence angulaire et  $\sigma(x, \omega)$  est le tenseur de contrainte défini par la relation suivante :

$$\sigma(x, \omega) = C(x) : \varepsilon(x, \omega) \quad (\text{I.115})$$

avec  $\varepsilon(x, \omega)$  est le tenseur de déformation qui peut être exprimé en fonction du champ de déplacement  $u(x)$  :

$$\varepsilon(x, \omega) = \frac{1}{2} [\nabla_x(u(x, \omega)) + \nabla_x^T(u(x, \omega))] \quad (\text{I.116})$$

En définissant un opérateur linéaire  $L(x)$ , l'équation (I.114) peut s'écrire sous la forme générique suivante :

$$L(x) u(x, \omega) = 0 \quad (\text{I.117})$$

Cet opérateur est noté  $L^0$  dans le milieu homogène équivalent. En se basant sur les hypothèses dérivantes de l'hétérogénéité du matériau,  $L^0$  est considéré indépendant de la position  $x$ , inversible et légèrement différente de  $L(x)$ . De ce fait, nous pouvons développer  $L(x)$  à partir de  $L^0$  grâce à la théorie des perturbations du second ordre [5, 35] :

$$L(x) = L^0 - \xi L_1(x) - \xi^2 L_2(x) - o(\xi^3) \quad (\text{I.118})$$

$L_1(x)$  et  $L_2(x)$  sont respectivement les opérateurs des perturbations du premier et du second ordre caractérisant les effets de l'inhomogénéité du matériau.

L'objectif est de trouver la solution du champ de déplacement moyen  $\langle u(x) \rangle$ . En appliquant l'approximation de Keller du second ordre [35], une équation explicite de  $\langle u(x) \rangle$  précis à l'ordre de  $\xi^2$ , s'écrit comme suit [5]:

$$\{L^0 - \xi \langle L_1(x) \rangle - \xi^2 [\langle L_1(x) (L^0)^{-1} L_1(x) \rangle - \langle L_1(x) \rangle (L^0)^{-1} \langle L_1(x) \rangle + \langle L_2(x) \rangle]\} \langle u(x) \rangle = 0 \quad (\text{I.119})$$

L'application de l'approximation de Keller du second ordre dans l'équation (I.118) permet de prendre en considération les effets de la diffusion multiple. Pour utiliser cette approximation, nous définissons par la relation (I.79), la perturbation ou la variation du tenseur d'élasticité local par rapport au tenseur d'élasticité isotrope  $C^0$  «non perturbé»:  $\delta C(x) = C(x) - C^0$ . Par conséquent, les opérateurs  $L^0$ ,  $L_1(x)$  et  $L_2(x)$  sont définis par les relations suivantes :

$$L^0 u(x) = \text{div}_x [C^0 : \varepsilon(u(x))] + \rho_0 \omega^2 u(x) \quad (\text{I.120})$$

$$\xi L_1(x) u(x) = - \operatorname{div}_x [\delta C(x) : \varepsilon(u(x))] \quad (\text{I.121})$$

$$\xi^n L_n(x) u(x) = 0, \quad n > 1 \quad (\text{I.122})$$

En substituant les équations (I.120) – (I.122) dans l'équation (I.119), nous constatons que la solution de déplacement moyen  $\langle u(x) \rangle$  satisfait à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \rho_0 \omega^2 \langle u(x) \rangle + \operatorname{div}_x [C^0 : \varepsilon(\langle u(x) \rangle)] + \operatorname{div}_x [\delta C(x) : \varepsilon(\langle u(x) \rangle)] \\ - \langle \operatorname{div}_x \left[ \delta C(x) : \int_{\Omega} \nabla_x (G(x-x')) : \operatorname{div}_{x'} [\delta C(x') : \varepsilon(\langle u(x') \rangle)] d\Omega \right] \rangle \\ + \operatorname{div}_x \left[ \langle \delta C(x) \rangle : \int_{\Omega} \nabla_x (G(x-x')) \operatorname{div}_{x'} [\langle \delta C(x') \rangle : \varepsilon(\langle u(x') \rangle)] d\Omega \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{I.123})$$

où le terme  $(L^0)^{-1}$  présent dans (I.119), est définie comme une intégrale exprimée en fonction du tenseur de la fonction de Green  $G(x-x')$ . nous notons que  $G$  dans un milieu homogène isotrope est définie par la formule suivante [29]:

$$G(x-x') = \frac{1}{4\pi \rho_0 \omega^2} \left\{ \nabla_r \left( \nabla_r \left( \frac{e^{ik_{0T}r}}{r} - \frac{e^{ik_{0L}r}}{r} \right) \right) + k_{0T}^2 \frac{e^{ik_{0T}r}}{r} I_3 \right\} \quad (\text{I.124})$$

où  $r$  est un vecteur défini par  $r = x - x'$ ,  $I_3$  est le tenseur d'identité de dimensions 3 et  $k_{0L}$ ,  $k_{0T}$  sont les nombres d'ondes  $L$  et  $T$  qui peuvent être calculées à partir des vitesses  $V_{0L}$  et  $V_{0T}$  dans le milieu homogène :

$$k_{0L} = \frac{\omega}{V_{0L}} \quad (\text{I.125})$$

$$k_{0T} = \frac{\omega}{V_{0T}} \quad (\text{I.126})$$

$$V_{0L} = \sqrt{\frac{C_{11}^0}{\rho_0}} \quad (\text{I.127})$$

$$V_{0T} = \sqrt{\frac{C_{44}^0}{\rho_0}} \quad (\text{I.128})$$

où  $\omega = 2\pi f$  est la fréquence angulaire et  $C_{11}^0, C_{44}^0, C_{12}^0$  sont les constantes d'élasticité homogénéisées.

L'équation (I.123) est valable pour toutes les fréquences sur la base de l'hypothèse fondamentale de faible anisotropie  $\xi \ll 1$ . Les termes situés à gauche de cette relation peuvent être faciles à interpréter. Le premier et le second terme présentent l'approximation du premier ordre  $u^0$  et  $u(x)$  qui caractérisent la solution de l'équation de propagation de l'onde dans le milieu homogène équivalent :

$$\operatorname{div}_x [C^0 : \varepsilon(u^0)] + \rho_0 \omega^2 u^0 = 0 \quad (\text{I.129})$$

Le troisième terme est impliqué par la perturbation du premier ordre du champ réel due à la diffusion des ondes ultrasonores. Les deux derniers termes sont associés à l'approximation du second ordre, ce qui introduit un certain degré de diffusion multiple puisque les interactions entre deux points arbitraires sont prises en compte. Par ailleurs, les auteurs [5] supposent que la perturbation du tenseur d'élasticité  $\delta C(x)$  dans chaque grain est constante et est notée  $\delta C^I$  pour le  $I^{th}$  grain  $g^I$  où  $\gamma^I$  désigne sa fonction caractéristique ( $\gamma^I = 1$  dans  $g^I$  et  $\gamma^I = 0$  ailleurs). Nous pouvons donc exprimer la perturbation du tenseur d'élasticité par  $\delta C = \sum_I \delta C^I \gamma^I$ . La moyenne de la variation du tenseur d'élasticité  $\langle \delta C \rangle$  est affectée seulement par la texture cristallographique du matériau texturé et est égale à 0 lorsque le matériau est non texturé. En se basant sur l'hypothèse du matériau monophasé, nous représentons la moyenne sur toutes les orientations cristallographiques par  $\langle \delta C^I \rangle$ . Ce dernier devient par la suite  $\langle \delta C^g \rangle$  puisqu'il est indépendant de grains. En supposant que la perturbation

des constantes d'élasticité et la fonction caractéristique varient indépendamment, la fonction de corrélation moyenne du tenseur d'élasticité dans deux points différents  $x$  et  $x'$   $\langle \delta C(x) \delta C(x') \rangle$  peut-être définie par la relation suivante :

$$\langle \delta C(x) \delta C(x') \rangle = W(r) \langle \delta C^g \delta C^g \rangle + (1 - W(r)) \langle \delta C^g \rangle \langle \delta C^g \rangle \quad (\text{I.130})$$

où  $W$  est la fonction de corrélation spatiale permettant de caractériser la distribution géométrique de grains équiaxes dans la microstructure polycristalline. Elle est définie comme la probabilité que deux points  $x$  et  $x'$  distants de  $r = |r| = |x - x'|$  soient dans le même grain.

Par conséquent, l'équation (I.123) dévient :

$$\rho_0 \omega^2 \langle u(x) \rangle + \text{div}_x [C^0 : \varepsilon(\langle u(x) \rangle)] + \text{div}_x [\langle \delta C^g \rangle : \varepsilon(\langle u(x) \rangle)] - [\langle \delta C^g \delta C^g \rangle - \langle \delta C^g \rangle \langle \delta C^g \rangle] : Q(x) = 0 \quad (\text{I.131})$$

où  $Q$  est un tenseur d'ordre 7, exprimé par la formule suivante

$$Q_{jklmnpq}(\langle u \rangle, x) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \int_{\Omega} \frac{\partial G_{km}(r)}{\partial x_l} \frac{\partial}{\partial x'_n} \left[ W(r) \frac{\partial \langle u_p(x') \rangle}{\partial x'_q} \right] d\Omega \right] \quad (\text{I.132})$$

Pour résoudre l'équation (I.131), le champ moyen du milieu hétérogène est supposé sous la forme d'une onde plane se propageant dans ce milieu :

$$\langle u(x) \rangle = \vec{U} \exp(ikx \cdot \vec{k}) \quad (\text{I.133})$$

où  $\vec{U}$  est le vecteur de polarisation,  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde définissant la direction de propagation et  $k = \omega/V - i\alpha$  désigne le nombre d'ondes complexe exprimé en fonction de la vitesse de phase  $V$  et le coefficient d'atténuation  $\alpha$ .

La substitution de l'expression (I.133) de  $\langle u(x) \rangle$  dans l'équation (I.131) permet d'obtenir une nouvelle équation d'une forme similaire à l'équation de Christoffel :

$$[\Gamma - \rho_0 \omega^2 / k^2] \cdot \vec{U} = 0 \quad (\text{I.134})$$

avec  $\Gamma$  est un tenseur acoustique symétrique du second ordre, défini par la relation suivante :

$$\Gamma_{ik} = \left\{ C_{ijkl}^0 + \langle \delta C_{ijkl}^g \rangle + A_{ijklmnpq} P_{klmn} \right\} \quad (\text{I.135})$$

où le terme  $P_{klmn}$  est défini par :  $P_{klmn} = \int_{\Omega} G_{km}(r) \frac{\partial^2}{\partial r_n \partial r_l} [W(r) e^{ik \cdot r}] d\Omega$  et le terme  $A_{ijklmnpq}$  est exprimé par la formule suivante :

$$A_{ijklmnpq} = \left[ \langle \delta C_{ijkl}^g \delta C_{mnpq}^g \rangle - \langle \delta C_{ijkl}^g \rangle \langle \delta C_{mnpq}^g \rangle \right] \quad (\text{I.136})$$

Dans le milieu homogène équivalent et en absence de l'atténuation par diffusion, le tenseur acoustique  $\Gamma^0$  peut être exprimé de la manière suivante :

$$\Gamma^0(\vec{k}) \cdot \vec{U}_M^0 = \frac{\rho \omega^2}{k_{0M}^2} \vec{U}_M^0 \quad (\text{I.137})$$

où l'indice  $M$  définit le mode d'ondes :  $M = L, T$  et  $\vec{U}_L^0, \vec{U}_T^0$  sont les vecteurs de polarisation des ondes  $L$  et  $T$  qui sont respectivement parallèle et perpendiculaire à la vecteur d'onde  $\vec{k}$ .

Le calcul des coefficients d'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  nécessite la résolution de l'équation (I.134). Pour cette objectif et comme dans le modèle de Weaver [16], Stanke & Kino [5] utilisent une fonction de corrélation spatiale  $W$  de forme exponentielle :

$$W(r) = \exp\left[-\frac{2r}{\bar{d}}\right] \quad (\text{I.138})$$

Nous rappelons que  $r = |r| = |x - x'|$  est la distance entre les points  $x$  et  $x'$ , et  $\bar{d}$  est le diamètre moyen de grains. Une autre hypothèse des grains à symétrie cubique est nécessaire pour évaluer analytiquement la moyenne de la perturbation des constantes d'élasticité du monocristal en deux points différents. Cette hypothèse est définie par les formules suivantes :

$$\langle \delta C_{33kl}^g \delta C_{mn33}^g \rangle = \langle \delta C^2 \rangle_{klmn}^L \quad (\text{I.139})$$

$$\langle \delta C_{13kl}^g \delta C_{mn13}^g \rangle = \langle \delta C^2 \rangle_{klmn}^T \quad (\text{I.140})$$

Les composantes caractérisant la moyenne de la variation du tenseur d'élasticité  $\langle \delta C^2 \rangle$  est définie par les expressions présentées dans l'Annexe D.1.

Après avoir substitué les expressions (I.133) et (I.138) dans les équations (I.134) et (I.135), et réalisé les calculs de dérivation et d'intégration nécessaires, les auteurs obtiennent un développement analytique sous forme deux équations proportionnelles aux coefficients d'atténuation  $\alpha_L$  et  $\alpha_T$ . Ces équations sont présentées dans l'Annexe D.2 (équations (D.3) et (D.4)). Ces dernières sont des équations implicites qui ne possèdent pas des solutions analytiques exactes. Pour cette raison, Stanke & Kino [5] utilisent des méthodes numériques pour obtenir des prédictions unifiées des coefficients d'atténuation. Par ailleurs, il est possible d'appliquer l'approximation de Born pour obtenir des solutions analytiques approchées comme dans le modèle de Weaver [16]. Cette dernière consiste à réaliser les approximations suivantes dans les relations (D.3) et (D.4) :  $x_L^2 - x_{0L}^2 \approx 2 x_{0L}(x_L - x_{0L})$ ,  $x_T^2 - x_{0T}^2 \approx 2 x_{0T}(x_T - x_{0T})$  dans les termes situés à gauche et  $x_L \approx x_{0L}$ , et  $x_T \approx x_{0T}$  dans les termes situés à droite.

Dans la littérature, cette théorie a fait la base des plusieurs études. Dans ce contexte, Kubé [37, 38] a fourni une solution unifiée pour l'atténuation des onde  $L$  en résolvant numériquement l'équation (D.3) par une méthode itérative. Les valeurs obtenues de la solution unifiée sont comparées avec celles obtenues par la solution analytique approchée proposée par Stanke & Kino [5] et celle de Weaver [16]. Les prédictions théoriques sont relevées pour le matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$ . Les propriétés élastiques de l'Inconel600 sont illustrées dans le Tableau I-2. Les valeurs d'atténuation sont tracées en fonction de la fréquence  $f$  sur la Figure I-14.a. Les valeurs du coefficient d'atténuation normalisées  $\alpha_L \bar{d}$  sont aussi présentées en fonction de la fréquence normalisée  $x_{0L} = k_{0L} \bar{d}$  en échelle logarithmique sur la Figure I-14.b. Pour évaluer la dépendance fréquentielle et dimensionnelle des courbes d'atténuation, nous traçons également les valeurs asymptotiques dans les trois régimes de diffusion de Rayleigh, stochastique et géométrique, quantifiées par les relations suivantes :

$$\alpha_L^{Rayleigh} = \frac{7}{20} \left[ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{V_{0L}}{V_{0T}} \right)^5 \right] \xi_L^2 k_{0L}^4 \bar{d}^3 \quad (\text{I.141})$$

$$\alpha_L^{stochastique} = \xi_L^2 k_{0L}^2 \bar{d} \quad (\text{I.142})$$

$$\alpha_L^{géométrique} = \frac{1}{\bar{d}} \quad (\text{I.143})$$

où  $\xi_L$  et  $\xi_T$  sont respectivement les degrés de l'inhomogénéité des ondes  $L$  et  $T$ , qui peuvent être approximés par les relations suivantes :

$$\xi_L^2 \approx \frac{4}{525} \frac{a_c^2}{(C_{11}^0)^2} \quad (\text{I.144})$$

$$\xi_T^2 \approx \frac{3}{700} \frac{a_c^2}{(C_{44}^0)^2} \quad (\text{I.145})$$

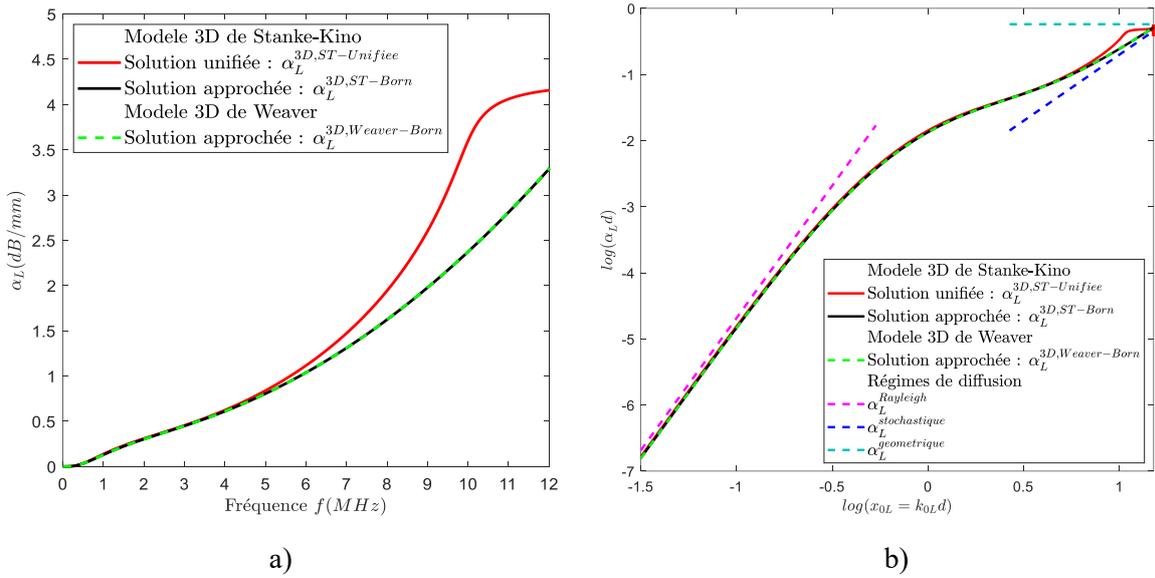


Figure I-14 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Stanke & Kino [5] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de  $1000 \mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0L} = k_{0L}d$  en échelle logarithmique. Les valeurs d'atténuation sont calculées par la solution unifiée obtenue par une méthode numérique, implémentée par Kubé [37, 38] et la solution analytique approchée obtenue par l'application de l'approximation de Born [5].

Sur la Figure I-14.a, nous observons une croissance monotone des valeurs d'atténuation obtenues par le modèle de Stanke & Kino [5] (solution unifiée (courbe rouge) et solution approchée (courbe noire) et le modèle de Weaver [16] (courbe verte) en fonction de la fréquence du capteur sur une plage de  $[0 - 12]$  MHz. Il apparaît que les solutions analytiques approchées des deux modèles donnent les mêmes valeurs d'atténuation des ondes  $L$ . Par ailleurs, en comparant les valeurs approchées avec celles calculées par la solution unifiée de Stanke & Kino [5], nous constatons que les valeurs d'atténuation sont très similaires sur une plage fréquentielle de  $[0 - 5]$  MHz. Ensuite, nous remarquons un changement au niveau de la variation de l'atténuation à partir de 5 MHz. Cette observation est confirmée aussi par la Figure I-14.b. Sur cette figure, un écart maximal de 0,4% entre les courbes des deux solutions approchées et la solution unifiée est observé pour une fréquence normalisée  $x_{0L} = 7,94$  ( $\log_{10}(x_{0L}) = 0,9$ ). Cette figure montre aussi que la dépendance fréquentielle et dimensionnelle de l'atténuation des ondes  $L$  respectivement de  $k_L^4$  et  $\bar{d}^3$  est confirmée par les différentes courbes dans le domaine de Rayleigh, aux basses fréquences :  $x_{0L} \leq 0,18$  ( $\log(x_{0L}) \leq -0,75$ ). D'autre part, dans le domaine stochastique, nous observons une dépendance fréquentielle et dimensionnelle de l'atténuation respectivement de  $k_L^2$  et  $\bar{d}$  aux intermédiaires fréquences :  $5,75 \leq x_{0L} \leq 11,22$  ( $0,76 \leq \log(x_{0L}) \leq 1,05$ ). La transition entre les deux régimes de Rayleigh et stochastique est également prouvée par les deux courbes dans laquelle la dépendance en fréquence peut varier avant de converger vers l'asymptote stochastique. Cette transition explique un changement du mécanisme de diffusion qui se produit par une bosse concave et une autre convexe dans une plage des fréquences normalisées de  $0,18 \leq x_{0L} \leq 5,75$  ( $-0,75 \leq \log(x_{0L}) \leq 0,76$ ). Les prédictions d'atténuation quantifiées par la théorie unifiée montrent une grande pertinence par rapport à la solution analytique approchée de Stanke & Kino [5] et le modèle de Weaver [16] à reproduire le régime géométrique. Ce dernier se traduit dans la Figure I-14.b par un plateau qui apparaît aux très hautes fréquences :  $x_{0L} = 11,22$  ( $\log(x_{0L}) = 1,05$ ). Il est donc important de noter que l'application de l'approximation de Born [5, 35] ne peut pas reproduire le régime géométrique puisqu'elle n'est pas valable dans le régime fréquentiel au-delà du régime stochastique.

### 1.6.3.3. Formules 3D d'atténuation de Bai & Tie

Dans ce paragraphe, nous présentons les formules analytiques 3D des coefficients d'atténuation, développées par Bai et Tie [39-41] en se référant à la théorie unifiée de Stanke & Kino [5]. Bai et Tie fournissent des formules plus simples que les formules de Stanke & Kino [5].

En effet, les auteurs fondent leur modèle théorique sur une hypothèse simplificatrice, basée sur le fait que les ondes incidentes se propageant dans les matériaux polycristallins non texturés à faible anisotropie sont purement longitudinales ou purement transversales. Cela revient à supposer que le vecteur de polarisation  $\vec{U}$  des ondes incidents  $L$  ou  $T$  est respectivement et strictement parallèle ou perpendiculaire au vecteur d'onde  $\vec{k} = \vec{n}_j$ . La prise en compte de cette hypothèse permet de simplifier la résolution de l'équation (I.134). Ce qui permet de fournir une équation plus facile en terme du calcul:

$$\vec{n}_j \cdot \Gamma \cdot \vec{n}_j - \rho_0 \omega^2 / k_M^2 = 0 \quad (\text{I.146})$$

Une équation implicite exprimée en fonction de la fréquence normalisée  $x_M = k_M \bar{d}$  peut-être donc déduite à partir de (I.147) :

$$x_M^2 = x_{0M}^2 + \frac{x_M^2}{C_{j^M j j^M j}^0} \left\{ \langle \delta C_{j^M j k l}^g \delta C_{m n j^M j}^g \rangle P_{klmn} (k_M \vec{n}_j) \right\} \quad (\text{I.147})$$

où l'indice  $j^M$  indique la direction de polarisation de l'onde de type  $M$  se propageant dans la direction de propagation  $\vec{n}_j$ . À titre d'exemple, pour  $M = L$  et  $j = 3$  on a  $j^M = 3$  alors que pour  $M = T$  et  $j = 3$ , si les ondes  $T$  sont polarisées suivant  $\vec{n}_1$  on a donc  $j^M = 1$ .

L'application de l'approximation de Born sur la relation (I.147) (c'est-à-dire remplacer  $x_M^2 - x_{0M}^2 \approx 2 x_{0M} (x_M - x_{0M})$  et  $x_L \approx x_{0L}$ ) respectivement dans les termes situés à droite et à gauche) conduit à une équation explicite permettant de fournir des solutions approchées :

$$x_M = x_{0M} + \frac{x_{0M}}{2C_{j^M j j^M j}^0} \left\{ \langle \delta C_{j^M j k l}^g \delta C_{m n j^M j}^g \rangle P_{klmn} (k_{0M} \vec{n}_j) \right\} \quad (\text{I.148})$$

L'équation (I.148) conduit à une expression des coefficients des ondes  $L$  et  $T$  qui est valable dans les cas 2D et 3D :

$$\alpha_{M=L,T} = \text{Im} \left\{ \frac{k_{0M}}{2C_{j^M j j^M j}^0} \left\{ \langle \delta C_{j^M j k l}^g \delta C_{m n j^M j}^g \rangle P_{klmn} (k_{0M} \vec{n}_j) \right\} \right\} \quad (\text{I.149})$$

Bai et Tie [39-41] développent aussi des expressions des coefficients d'atténuation permettant de prendre en compte les conversions de mode :

$$\alpha_L = \alpha_{LL} + \alpha_{LT} \quad (\text{I.150})$$

$$\alpha_T = \alpha_{TT} + \alpha_{TL} \quad (\text{I.151})$$

avec :

$$\alpha_{MN} = \text{Im} \left\{ \frac{k_{0M}}{2C_{j^M j j^M j}^0} \left\{ \langle \delta C_{j^M j k l}^g \delta C_{m n j^M j}^g \rangle \right\} \int_{\Omega} G_{km}^N(r) \frac{\partial^2}{\partial r_n \partial r_l} [W(r) e^{i k_{0M} \vec{n}_j \cdot r}] dr \right\} \quad (\text{I.152})$$

Les indices  $MN = LT, TL$  indiquent les termes liées à la diffusion des ondes due aux conversions de mode des ondes  $L$  et  $T$  alors que les indices  $N = LL, TT$  indiquent les termes liées à la diffusion des ondes due à la réflexion ou la transmission des ondes  $L$  et  $T$  et  $r = |r|$

Dans le cas 3D, la fonction de Green des ondes  $L$  et  $T$  ( $G^{M,3D}$ ) introduite dans les formules des coefficients d'atténuation (I.149) – (I.152) est définie par l'expression suivante :

$$G^{M,3D}(r) = \frac{(1 - ct(M))}{4\pi \rho_0 \omega^2} \left\{ \frac{e^{i k_{0M} r}}{r^3} (3 - 3 i k_{0M} r - k_{0M}^2 r^2) \vec{r} \vec{r} - \frac{e^{i k_{0M} r}}{r^3} \left( 1 - i k_{0M} r - \frac{ct(M)}{2} k_{0M}^2 r^2 \right) I_3 \right\} \quad (\text{I.153})$$

où  $ct(M)$  est une constante qui est égale à 0 pour  $M = L$ , 2 pour  $M = T$ ,  $\vec{r}$  est un vecteur unitaire et  $r = |r|$ .

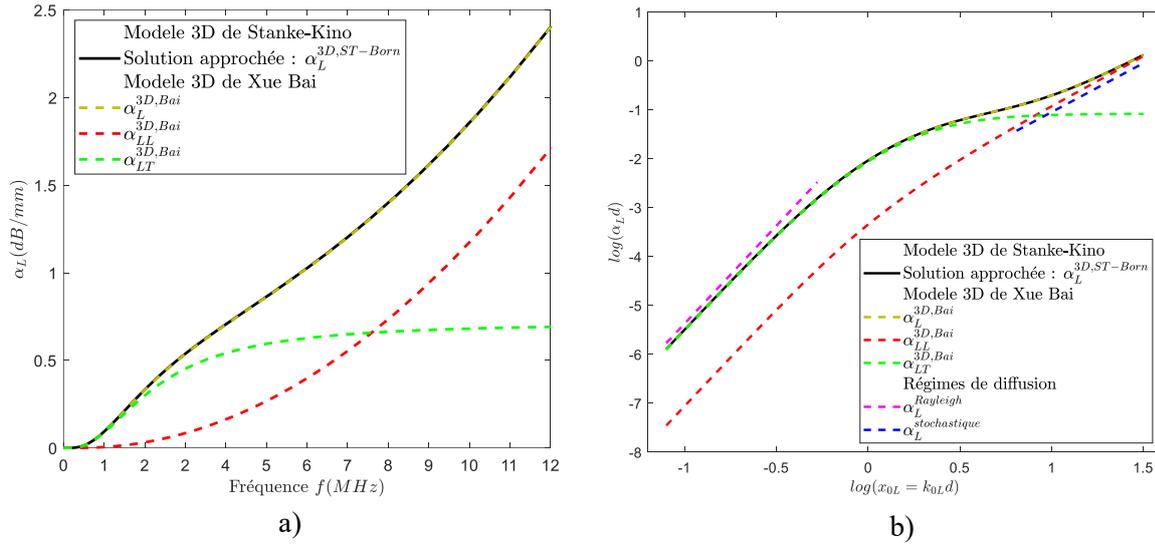


Figure I-15 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Stanke & Kino [5] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0L} = k_{0L}\bar{d}$  en échelle logarithmique. Les valeurs d'atténuation sont calculées par la solution analytique approchée obtenue par l'application de l'approximation de Born [5] et la solution numérique approchée obtenue par les formules d'atténuation 3D de Bai & Tie [39-41].

Comme dans le cas général présenté dans le paragraphe précédent, nous traçons sur la Figure I-15, les prédictions théoriques d'atténuation des ondes  $L$  calculées par les formules 3D de Bai & Tie [39-41] et les valeurs obtenues par la solution analytique approchée, fournie par Stanke & Kino [5]. La Figure I-15.a et la Figure I-15.b montrent un très bon accord entre la solution analytique de Stanke & Kino et la solution 3D de Bai & Tie qui sont tous les deux fondées sur l'approximation simplificatrice de Born. Par conséquent, nous observons la présence deux régimes de diffusion de Rayleigh et stochastique dans les courbes d'atténuation et l'absence du régime géométrique. Ce qui confirme les résultats présentés dans la section I.6.2 et la section I.6.3.2.

#### I.6.3.4. Formules 2D d'atténuation de Bai & Tie

Dans la littérature, il n'existe pas de nombreux modèles théoriques permettant d'évaluer analytiquement l'atténuation ultrasonore dans le cas du problème 2D. Ces modèles 2D sont utilisés dans la validation des simulations numériques 2D qui restent un outil fréquemment utilisé dans la modélisation du phénomène d'atténuation par diffusion. Dans cette optique, Bai & Tie [39-41] a adapté la théorie de Stanke & Kino [5] dans ses travaux de thèse pour fournir des formules analytiques d'atténuation valables dans l'espace 2D. Bai & Tie [39-41] développe ses formules 2D en se basant sur le même principe des formules 3D présentées dans la section précédente (équations (I.149) – (I.152)). Par ailleurs, l'auteur remplace la fonction de Green 3D avec la fonction de Green 2D suivante:

$$G^{M,2D}(r) = \frac{(1 - ct(M))}{4\pi \rho_0 \omega^2} \left\{ i\pi \left( \frac{k_{0M}}{r} H_1^{(1)}(k_{0M} r) - \frac{1}{2} k_{0M}^2 \left( H_0^{(1)}(k_{0M} r) - H_2^{(1)}(k_{0M} r) \right) \right) \vec{r} \vec{r} - i\pi \left( \frac{k_{0M}}{r} H_1^{(1)}(k_{0M} r) - \frac{ct(M)}{2} k_{0M}^2 H_0^{(1)}(k_{0M} r) \right) I_3 \right\} \quad (\text{I.154})$$

$H_{i=0,1,2}^{(1)}$  désigne la fonction de Hankel du premier ordre qui caractérise les solutions des ondes cylindriques se propageant vers l'extérieur puisqu'elles sont supposées être uniformes le long de la direction de propagation  $\vec{n}_j$  pour un problème 2D.

En se référant à l'expression de la fonction de Green 2D (I.154), les coefficients d'atténuation 2D des ondes  $L$  et  $T$  sont définis par les relations (I.149) – (I.152). Par ailleurs, ces formules 2D sont implémentées numériquement par Bai & Tie [39-41] en utilisant le logiciel MATLAB® comme dans le cas 3D.

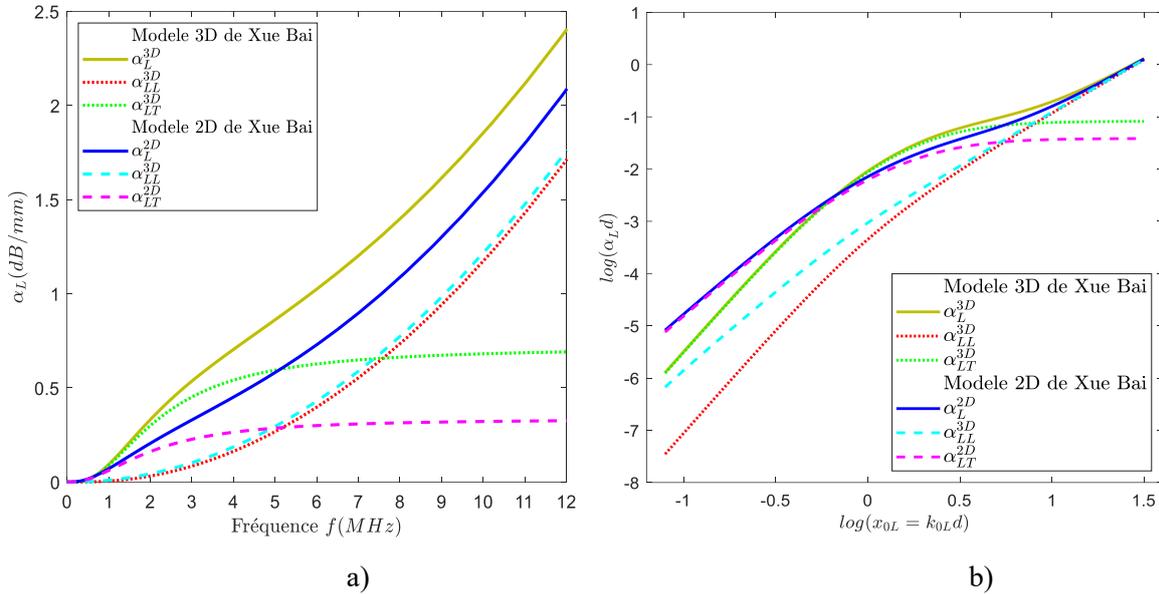


Figure I-16 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle de Stanke & Kino [5] appliqué au matériau isotrope Inconel600 caractérisé par une taille moyenne de grains de  $1000 \mu\text{m}$ , en fonction de la : a) fréquence  $f$  et b) fréquence normalisée  $x_{0L} = k_{0L} \bar{d}$  en échelle logarithmique. Les valeurs d'atténuation sont calculées par la solution analytique approchée obtenue par les formules d'atténuation 2D et 3D de Bai & Tie [39-41].

Dans ce cadre, nous superposons sur la Figure I-16, les valeurs d'atténuation des ondes  $L$  calculées par les formules 2D et 3D de Bai & Tie [39-41]. Ces figures montrent que les formules 2D sous-estiment les valeurs d'atténuation par rapport aux formules 3D (voir Figure I-16.a). Ce comportement dimensionnel de l'atténuation par diffusion est validé par les courbes des coefficients d'atténuation normalisés  $\log(\alpha_L \bar{d})$  tracées en fonction de la fréquence normalisée  $\log(x_{0L} = k_{0L} \bar{d})$  (voir Figure I-16.b).

Une dépendance du coefficient d'atténuation de  $k_{0L}^3$  et  $\bar{d}^2$  est donc trouvée en 2D dans le régime de Rayleigh. Par ailleurs, dans le cas 3D, une dépendance d'atténuation de  $k_{0L}^4$  et  $\bar{d}^3$  est obtenue dans le même régime. En outre, il apparaît que dans le régime de Rayleigh, l'atténuation par diffusion est générée par la conversion de mode  $L$  en ondes  $T$ . Dans le régime stochastique, nous remarquons que les courbes d'atténuation 2D et 3D convergent vers la même asymptote stochastique où le coefficient d'atténuation à  $k_{0L}^2$  et  $\bar{d}$ . Dans ce régime, l'atténuation est engendrée par la transmission ou la réflexion des ondes  $L$ . Il est aussi important de noter que la transition entre les régimes de Rayleigh et stochastique apparaît dans le cas 2D plus tôt que dans le cas 3D et avec une sous-estimation des valeurs d'atténuation.

Les résultats présentés dans ces sections montrent la capacité des modèles théoriques Weaver [16], de Stanke & Kino [5] et les extensions 2D et 3D de Bai & Tie [39-41] à prédire d'une manière très similaire l'atténuation dans les matériaux non texturés. Par conséquent, à ce niveau de fréquence utilisée ( $f < 12 \text{ MHz}$ ) et pour des microstructures isotropes caractérisées par une taille moyenne de l'ordre de  $1000 \mu\text{m}$ , les extensions 2D et 3D de Bai & Tie semblent efficaces pour fournir des valeurs théoriques fiables dans les dimensions 2D et 3D. Ces dernières seront donc utilisées dans la validation des résultats numériques qui sera présentée dans le Chapitre IV.

## I.7. Modèle d'Ahmed & Thompson spécifique aux matériaux texturés

Le modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43] est une extension du modèle de Stanke & Kino [5] pour évaluer l'atténuation par diffusion dans les matériaux texturés à grains allongés (ellipsoïdaux) tels que les soudures austénitiques. La théorie d'Ahmed & Thompson aboutit à l'équation stochastique de l'onde exprimée en fonction du champ de déplacement  $u$  associé à la propagation de l'onde élastique dans le matériau polycristallin (I.114). L'objectif est de trouver le nombre d'ondes complexes  $k$  exprimé en fonction des paramètres du milieu  $k = \omega/V - i\alpha$ , où  $V$  est la vitesse de phase et  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation. La résolution de cette équation repose sur l'application de l'approximation de Keller du second ordre qui permet de prendre en compte certains degrés de diffusion multiple. Pour introduire les effets de l'orientation préférentielle de grains (c'est-à-dire la texture cristallographique) dans les matériaux anisotropes texturés, Ahmed & Thompson [42, 43] définissent une nouvelle fonction de corrélation géométrique  $W(r, \theta)$  exprimée dans le tenseur acoustique  $\Gamma$  défini dans l'équation (I.134). Ce tenseur est caractérisé par la relation suivante

$$\Gamma_{ik} = \left\{ C_{ijkl}^0 + \xi \langle \Delta_{ijkl}^g \rangle + B_{ijklmnpq} \int_{\Omega} G_{km}(r) \frac{\partial^2}{\partial r_n \partial r_l} [W(r, \theta) e^{ik\vec{k} \cdot r}] d\Omega \right\} \quad (I.155)$$

Où la variation de constante est définie par :  $\xi \Delta_{ijkl}^g = C_{ijkl} - C_{ijkl}^0$ , le terme  $B_{ijklmnpq}$  est exprimé par les relations (I.157) – (I.159) et  $W(r, \theta)$  est la fonction de corrélation géométrique spécifique au matériau texturé.

La fonction de corrélation  $W(r, \theta)$  permet d'établir les effets de la taille, la forme et les orientations cristallographiques dans les matériaux polycristallins texturés :

$$W(r, \theta) = \exp \left( -2 \frac{r}{\bar{d}} \sqrt{1 + \left( \left( \frac{\bar{d}}{\bar{h}} \right)^2 - 1 \right) \cos^2(\theta)^2} \right) \quad (I.156)$$

où  $\bar{d}$  est le diamètre moyen de grains dans le plan perpendiculaire à la direction privilégiée (la direction d'élongation de grains),  $\bar{h}$  est la longueur moyenne de grains suivant la direction d'élongation<sup>(1)</sup> (voir Figure I-17),  $r = |r| = |x - x'|$  est la distance de corrélation entre deux points  $x$ ,  $x'$  et  $\theta$  est l'angle entre la direction d'élongation  $\vec{z}$  et la direction de propagation de l'onde  $\vec{z}'$  (voir Figure I-18.a).

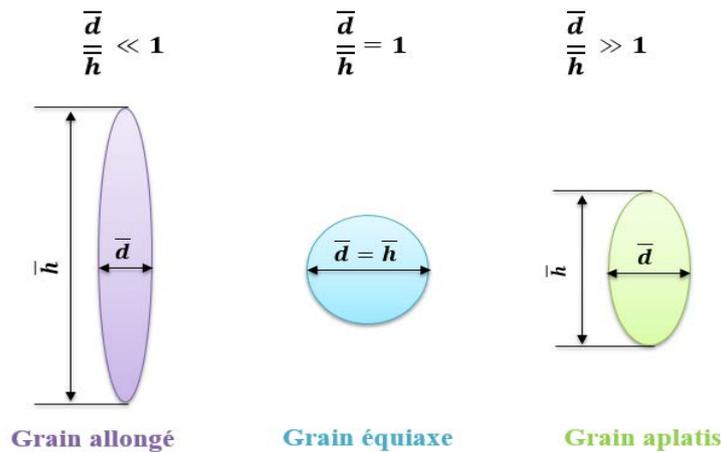


Figure I-17 : La forme de grains selon le rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$ .

<sup>(1)</sup> Les dimensions de grains allongés  $\bar{d}$  et  $\bar{h}$  correspondent respectivement aux dimensions  $L_x$  et  $L_z$  définies dans la suite de l'étude.

La Figure I-17 présente la forme de grains, définie par le rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$ . Les petites valeurs de  $\bar{d}/\bar{h}$  caractérisent les grains allongés (sous forme de cigare) et les grandes valeurs correspondent aux grains aplatis. Lorsque les grains ne sont pas allongés (c'est-à-dire équiaxes) ( $\bar{d} = \bar{h}$ ), on se situe dans le cas dans la théorie de Stanke & Kino [5] (voir Figure I-17).

Par définition la texture cristallographique est caractérisée par une orientation préférentielle de grains allongés. Cette dernière est définie par la présence d'un axe cristallographique  $\langle 100 \rangle$  commun à l'ensemble de grains et parallèle à la direction morphologique d'élongation  $\vec{z}$  dans le repère du laboratoire ( $x, y, z$ ) et deux autres axes  $\langle 001 \rangle$  et  $\langle 010 \rangle$  orientés aléatoirement autour de cette direction. L'axe commun  $\langle 100 \rangle$  est nommé «axe de fibre» (voir Figure I-18.b).

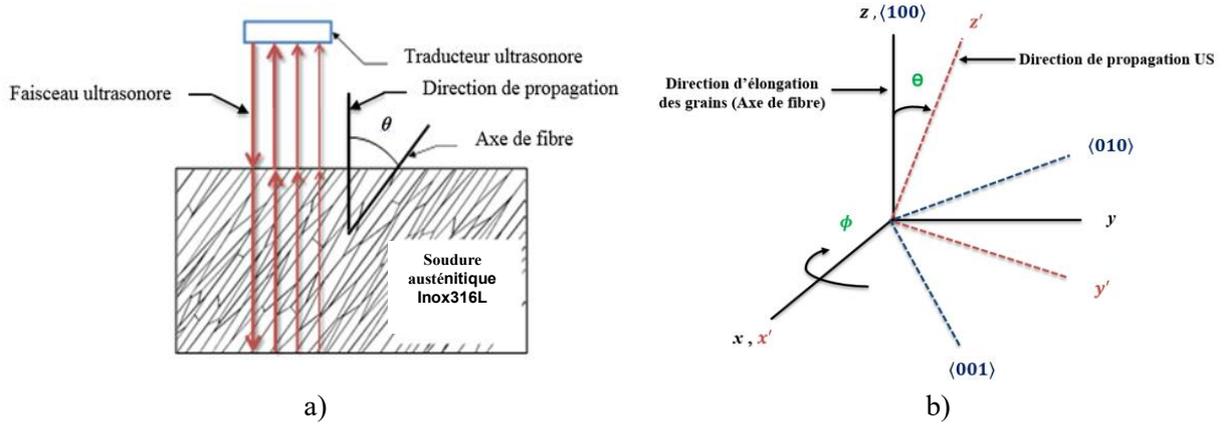


Figure I-18 : Caractéristiques géométriques et cristallographiques de grains allongés dans le matériau texturé (matériau isotrope transverse) : a) Orientations morphologiques de grains suivant l'angle  $\theta$  entre la direction d'élongation de grains (axe de fibre)  $\vec{z}$  et la direction de propagation des ondes ultrasonores  $\vec{z}'$ . b) Orientations cristallographiques de grains dans le repère du laboratoire ( $x, y, z$ ).

Comme dans le cas du modèle de Stanke & Kino [5], le calcul des coefficients d'atténuation à partir de la résolution de l'équation (I.134) nécessite un ensemble d'approximations concernant la moyenne de la perturbation des constantes d'élasticité du monocristal sur un point  $\xi \langle \Delta_{ijkl}^g \rangle$  et sur deux points  $B_{ijklmnpq}$ . En considérant  $\vec{z}'$  est la direction de propagation, les termes  $B_{ijklmnpq}$  pour les ondes quasi-longitudinales  $L$  et quasi-transversales horizontales  $TH$  et verticales  $TV$  peuvent être approximés par les relations suivantes :

$$B_{ijklmnpq}^L = B_{klmn}^L = \xi^2 [\langle \Delta_{33kl}^g \Delta_{mn33}^g \rangle - \langle \Delta_{33kl}^g \rangle \langle \Delta_{mn33}^g \rangle] \quad (I.157)$$

$$B_{ijklmnpq}^{TH} = B_{klmn}^{TH} = \xi^2 [\langle \Delta_{13kl}^g \Delta_{mn13}^g \rangle - \langle \Delta_{13kl}^g \rangle \langle \Delta_{mn13}^g \rangle] \quad (I.158)$$

$$B_{ijklmnpq}^{TV} = B_{klmn}^{TV} = \xi^2 [\langle \Delta_{23kl}^g \Delta_{mn23}^g \rangle - \langle \Delta_{23kl}^g \rangle \langle \Delta_{mn23}^g \rangle] \quad (I.159)$$

Les différentes composantes de  $\xi \langle \Delta_{ijkl}^g \rangle$  et  $B_{ijklmnpq}$  impliquées dans le calcul de l'équation (1.155) sont exposées dans l'Annexe E.1.

En prenant en considération les approximations notées précédemment et en effectuant les opérations algébriques nécessaires dans les équations (I.134) et (I.155), nous obtenons trois équations analytiques exprimées en fonction des nombre d'ondes complexes des trois modes  $x_L, x_{TH}$  et  $x_{TV}$  :

$$\left[ 1 + \frac{a_c \left( \cos(\theta)^4 + 3 \sin\left(\frac{\theta}{4}\right)^4 \right) - \frac{3 a_c}{5}}{C_{33}^0} \right] x_L^2 = x_{0L}^2 + \frac{x_L^2 a_c^2}{x_{0L}^2 (C_{33}^0)^2} F^L \quad (I.160)$$

$$\left[ 1 + \frac{a_c \sin\left(\frac{\theta}{4}\right)^2 - \frac{a_c}{5}}{C_{13}^0} \right] x_{TH}^2 = x_{0T}^2 + \frac{x_{TH}^2 a_c^2}{x_{0T}^2 (C_{13}^0)^2} F^{TH} \quad (I.161)$$

$$\left[ 1 + \frac{7 a_c \cos(\theta)^2 \sin\left(\frac{\theta}{4}\right)^2 - \frac{a_c}{5}}{C_{23}^0} \right] x_{TV}^2 = x_{0T}^2 + \frac{x_{TV}^2 a_c^2}{x_{0T}^2 (C_{23}^0)^2} F^{TV} \quad (I.162)$$

avec  $a_c$  le coefficient d'anisotropie et  $C_{33}^0, C_{13}^0, C_{23}^0$  les constantes d'élasticité homogénéisées, et les expressions  $F^L, F^{TH}$  et  $F^{TV}$  sont des termes impliquant l'intégrale dans l'équation (I.155). Ces dernières sont décrites dans l'Annexe E.2.

Il faut noter que la fonction de corrélation utilisée dans cette théorie permet de prendre en considération que deux dimensions de grains allongés  $\bar{d}$  et  $\bar{h}$ . Par conséquent, le modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43] est considéré comme un modèle théorique 2D. Pour calculer les coefficients d'atténuation  $\alpha$  des trois modes d'ondes  $L, TH$  et  $TV$  se propageant dans le milieu anisotrope texturé considéré, Ahmed & Thompson [42, 43] résolvent numériquement les équations algébriques (I.160) - (I.162). Par ailleurs, dans la présente étude, nous ne nous intéressons qu'à l'atténuation des ondes  $L$ . C'est pourquoi, sur les figure ci-dessous, nous présentons l'évolution du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence  $f$  et l'angle d'orientation de grains  $\theta$  dans la soudure austénitique Inox316L pour différentes formes de grains (différentes valeurs du rapport d'élongation de grains  $\bar{d}/\bar{h}$ ). Ces figures permettent de comprendre l'influence des deux paramètres sur l'atténuation par diffusion.

Tableau I-3 : Propriétés élastiques du matériau isotrope transverse Inox316L [44].

Milieu hétérogène					Milieu homogène						Masse volumique $\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
Constantes d'élasticité du monocristal (GPa)			Coefficients d'anisotropie		Constantes d'élasticité homogénéisées (Moyenne de Hill) (GPa)						
$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{44}$	$A_c$	$\frac{a_c}{(GPa)}$	$C_{11}$	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{66}$	$C_{12}$	$C_{13}$	
206	133	119	3,26	-165	236	206	118	66	103	133	7925

La Figure I-19 présente la variation des valeurs d'atténuation des ondes  $L$  calculées par la théorie 2D d'Ahmed & Thompson en fonction de la fréquence pour trois valeurs du rapport d'aspect  $\bar{d}/\bar{h}$  ( $\bar{d}/\bar{h} = 0,1, \bar{d}/\bar{h} = 0,5$  et  $\bar{d}/\bar{h} = 1$ ). Ces valeurs sont quantifiées pour le matériau isotrope transverse Inox316L en variant la dimension dans la direction d'élongation de grains  $h$  et en gardant la petite dimension  $\bar{d}$  constante ( $\bar{d} = 250 \mu m$ ). Nous notons que les propriétés élastiques du matériau étudié sont exposées sur le Tableau I-3. Par ailleurs, Nous notons également que les prédictions théoriques sont relevées pour une texture cristallographique caractérisée par une orientation préférentielle de  $\theta = 45^\circ$ . Sur la Figure I-19.a, nous traçons le coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  en fonction de la fréquence sur une plage de [0 – 12] MHz. Nous traçons également sur la Figure I-19.b, le coefficient d'atténuation normalisé  $\alpha_L/k_{0L}$  en fonction de la fréquence normalisée  $x_{0L}$  sur une bande de [0 – 10].

En se référant à la Figure I-19.a, nous constatons que le coefficient d'atténuation est affecté par l'élongation de grains  $\bar{d}/\bar{h}$ . En effet, les plus grandes valeurs d'atténuation correspondent à la plus petite valeur du rapport d'élongation (pour les grains plus allongés  $\bar{d}/\bar{h} = 0,1$ ). Ces résultats se situent dans le régime de Rayleigh où l'atténuation croît d'une façon monotone avec une loi proportionnelle de  $f^3$  ou  $k_{0L}^3$ . Nous rappelons que les dimensions 2D du problème considéré dans la théorie d'Ahmed

& Thompson [42, 43] réduisent la dépendance fréquentielle de l'atténuation dans le régime de Rayleigh de  $f^4$  ou  $k_{0L}^4$  à  $f^3$  ou  $k_{0L}^3$ . Ces observations sont confirmées par la Figure I-19.b sur une plage de fréquence normalisée  $x_{0L}$  de  $[0 - 2]$ . Cependant, la variation de l'atténuation est inversée à partir d'une fréquence normalisée  $x_{0L} = 2$ . Nous observons donc la décroissance du coefficient d'atténuation en fonction du rapport d'aspect  $\bar{d}/\bar{h}$ . Le changement du comportement d'atténuation des ondes  $L$  correspond à une transition dans le mécanisme de diffusion du régime de Rayleigh au régime stochastique. Cette transition se traduit par une variation de la dépendance fréquentielle de  $k_{0L}^3$  à  $k_{0L}^2$ .

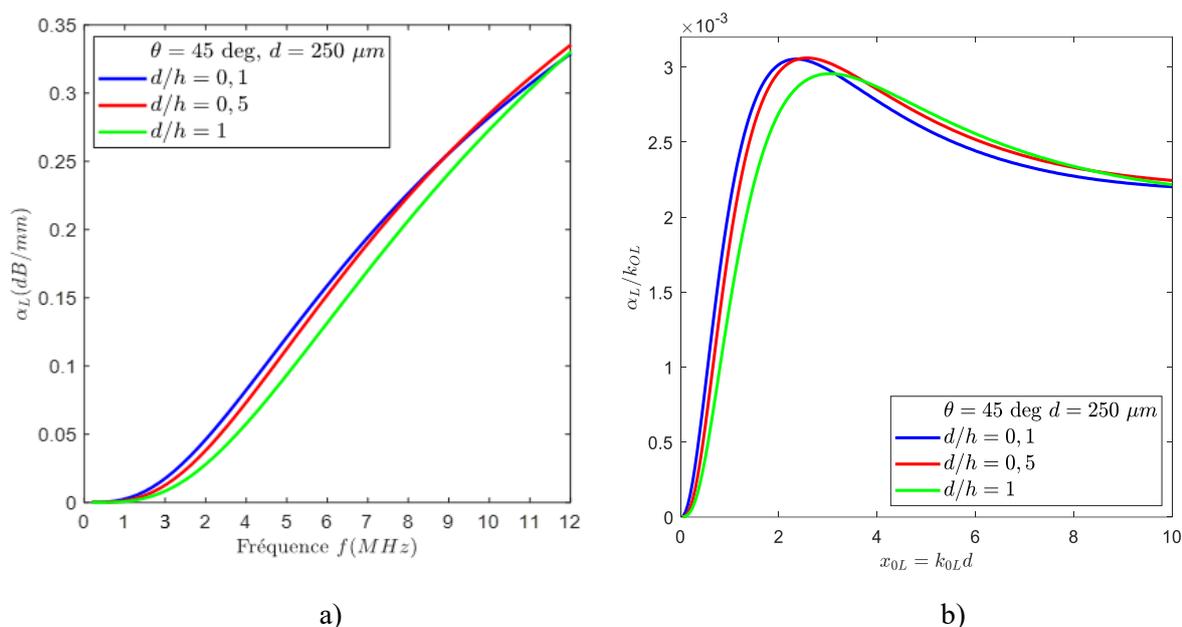


Figure I-19 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43] appliqué à la soudure austénitique Inco316L pour différentes valeurs du rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$  : a) coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  en fonction de la fréquence  $f$  et b) coefficient d'atténuation normalisé  $\alpha_L/k_{0L}$  en fonction de la fréquence normalisée  $x_{0L} = k_{0L} \bar{d}$ .

En outre, la variation de l'atténuation en fonction de l'orientation préférentielle de grains est aussi exposée sur la Figure I-20. Les valeurs d'atténuation des ondes  $L$  sont calculées pour des orientations  $\theta$  de  $[0 - 90^\circ]$  ( $\theta$  est l'angle entre la direction de propagation et la direction d'élongation de grains (l'axe de fibre) et pour les trois valeurs du rapport d'aspect notées précédemment. Sur la Figure I-20.a, nous présentons les valeurs du coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  en fonction de l'orientation de grains allongés pour une fréquence  $f$  de 2,25 MHz.

Sur la Figure I-20.b, nous traçons le coefficient d'atténuation normalisé  $\alpha_L/k_{0L}$  en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  pour une fréquence normalisée  $x_{0L} = 1$ . Ces figures montrent une augmentation de l'atténuation des ondes  $L$  favorisée par l'élongation de grains  $\bar{d}/\bar{h}$  et l'orientation de grains  $\theta$ . En effet, une valeur nulle de l'atténuation est observée lorsque la direction de propagation est parallèle à l'axe de fibre ( $\theta = 0^\circ$ ). Au contraire, une valeur plus importante du coefficient d'atténuation est obtenue lorsque la direction de propagation est perpendiculaire à l'axe de fibre ( $\theta = 90^\circ$ ).

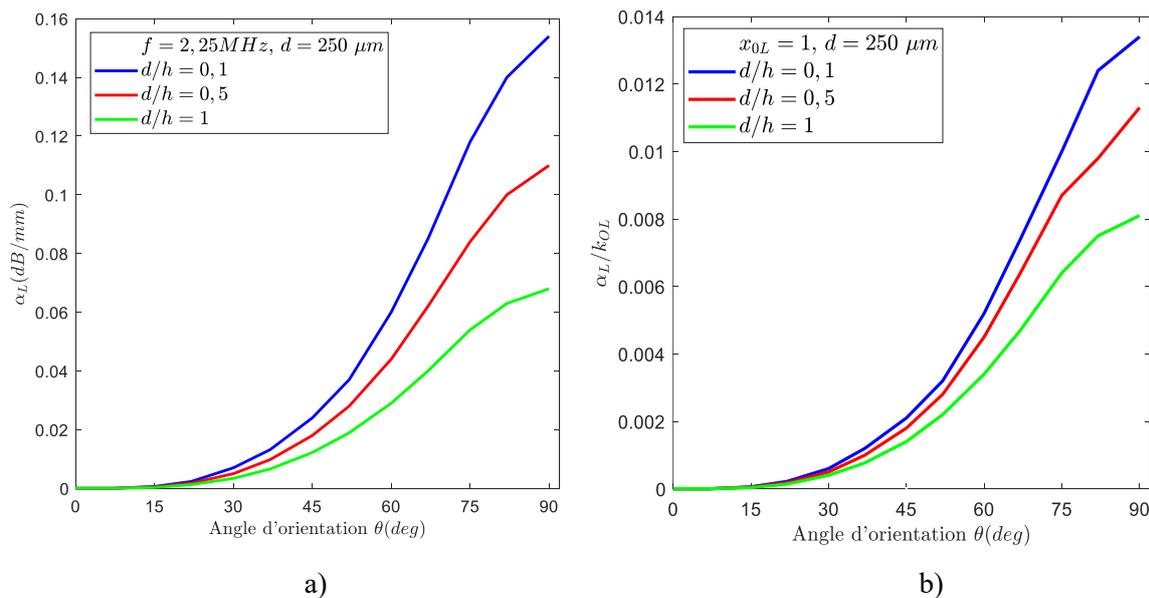


Figure I-20 : Variations des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le d'Ahmed & Thompson [42, 43] appliqué à la soudure austénitique Inconel 316L en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  dans la soudure austénitique Inconel 316L pour différentes valeurs du rapport d'élongation  $\bar{d}/\bar{h}$ : a) coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  et b) coefficient d'atténuation normalisé  $\alpha_L/k_{OL}$ .

Les résultats présentés dans ce paragraphe montrent initialement l'efficacité du modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43] à quantifier l'atténuation par diffusion dans les matériaux texturés et à reproduire son comportement prévu. Par conséquent, cette théorie sera utilisée dans la validation des valeurs d'atténuation issues des simulations numériques qui seront présentés des dans le Chapitre IV.

## Conclusion du chapitre I

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les théories de base permettant de décrire la propagation des ultrasons en milieux complexes et en particulier dans les matériaux polycristallins. Dans ce type de matériaux, plusieurs phénomènes peuvent gêner la propagation des ondes ultrasonores. La diffusion par la microstructure est généralement considérée comme la principale perturbation subie par l'interaction entre les ondes ultrasonores et la microstructure. En présence d'hétérogénéités, l'énergie de l'onde incidente est déviée dans toutes les directions. Ce phénomène est à l'origine des phénomènes d'atténuation et de bruit de structure qui peuvent limiter les performances des inspections ultrasonores. Ces phénomènes sont rencontrés dans le contrôle ultrasonore de l'intégrité de certains composants des centrales nucléaires. Par ailleurs, les travaux réalisés durant cette thèse sont centrés sur le phénomène d'atténuation par diffusion.

Pour modéliser ce phénomène il est possible de se placer dans deux régimes. Dans l'approximation de diffusion simple, la capacité d'un milieu à diffuser les ondes est caractérisée par une approximation de la diffusion multiple au premier ordre. D'autre part, la diffusion multiple permet de généraliser la problématique et de prendre en compte tous les effets de la diffusion des ondes par la microstructure polycristalline. Dans cette optique, des équations et des approximations associées ont été présentées dans ce chapitre pour modéliser la diffusion simple et multiple.

Des modèles théoriques permettant de calculer l'atténuation par diffusion dans les matériaux polycristallins ont été aussi rappelés. Dans ce cadre, nous avons présenté les premières théories développées par Hirsekorn [33, 34] et Weaver [16] qui permettent de quantifier l'atténuation des ondes  $L$  et  $T$  dans les matériaux non texturés à grains équiaxes et à symétrie cubique. Ces théories sont valables dans le cas du problème 3D mais elles sont limitées dans le domaine fréquentiel. Elles ne sont pas valables au-delà du régime stochastique en raison de l'utilisation de l'approximation de Born [5, 35]. Ensuite, nous avons présenté la théorie unifiée de Stanke & Kino [5] qui est considérée comme la théorie 3D la plus générale. Cette dernière est valable dans les trois régimes de diffusion quelle que soit la fréquence utilisée et la taille de grains du matériau inspecté. Des extensions du modèle de Stanke & Kino [5] développées par Bai & Tie [39-41] dans les dimensions 2D et 3D sont ensuite présentées. Bai & Tie [39-41] a donc fourni des formules d'atténuation plus simples en terme des calculs qui donnent des résultats très similaires à la théorie unifiée. En revanche, ces modèles sont limités aux cas des matériaux non texturés où les grains sont sphériques. Pour cette raison, nous avons présenté aussi le modèle théorique d'Ahmed & Thompson [42, 43], spécifique aux matériaux texturés avec des grains allongés et préférentiellement orientés. Ce modèle a permis de mettre en évidence l'influence des propriétés géométriques et cristallographiques de la microstructure texturée sur l'atténuation. Dans cette optique, la caractérisation des propriétés métallurgiques réelles des matériaux étudiés sera l'objectif du chapitre suivant.

# CHAPITRE II : Matériaux étudiés et méthodes de calcul d'atténuation

## Introduction

Dans ce chapitre, les caractérisations expérimentales des propriétés microstructurales des matériaux étudiés sont présentées. Les techniques de caractérisation utilisées dans notre étude sont aussi décrites. Dans un second temps, les méthodes qui permettent de calculer l'atténuation par diffusion sont exposées. Ensuite, nous présentons les dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés pour quantifier l'atténuation dans les matériaux inspectés.

## II.1. Description des matériaux étudiés

Ce paragraphe a pour but de présenter les matériaux étudiés et de comparer les caractéristiques des structures métallurgiques obtenues. Deux techniques ont été mises en œuvre pour caractériser les propriétés de ces microstructures : la diffraction des électrons rétro-diffusés (EBSD) et la diffractions des rayons X (DRX). En effet, l'étude de la problématique de l'atténuation par diffusion des ondes ultrasonores dans ces milieux hétérogènes nécessite la connaissance de leurs propriétés microstructurales, morphologiques, géométriques, cristallographiques et élastiques.

### II.1.1. Maquettes des matériaux utilisées

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à deux matériaux polycristallins. Le premier est l'alliage à base nickel 600, le second est l'acier inoxydable Inox316L déposé par soudage, qui se présente sous la forme d'acier austénitique.

#### II.1.1.1. Alliage à base nickel 600

L'alliage à base nickel 600 est un alliage cubique à faces centrées (CFC) avec une forte concentration en chrome (voir Tableau II-1). Il s'agit d'un matériau macroscopiquement isotrope.

Tableau II-1 : Composition chimique de la barre forgée en Inconel600 [45].

Elément	Ni	Cr	Fe	Mn	Si	Ti	Al	Cu	Co	C	P	S
Teneur %	74,09	15,9	8,8	0,3	0,29	0,22	0,17	0,027	0,022	0,07	0,008	0,005

L'alliage à base nickel 600 est commercialisé sous différentes dénominations : Superimphy 600, NiCr15Fe (norme AFNOR), Inconel600. C'est cette dernière dénomination que nous utiliserons par la suite. Cet alliage est considéré par l'industrie métallurgique comme faisant partie de la gamme des superalliages grâce à sa composition chimique riche en nickel et en chrome. Ce matériau présente une grande résistance à la corrosion à des températures raisonnablement élevées. Ces propriétés lui permettent d'être utilisé dans une large gamme d'applications, telles que les composants aéronautiques, les équipements pétroliers de forage et les composants du circuit primaire des centrales nucléaires. L'Inconel600 est livré dans notre étude sous forme de bloc parallélépipédique référencé par B359 de dimensions de  $90 \times 90 \times 324 \text{ mm}^3$  et de masse volumique de  $8200 \text{ kg/m}^3$  (voir Figure II-1). Ce bloc a été usiné dans le cadre d'une précédente étude [45] dans une barre cylindrique forgée. Dans le cadre de notre étude l'Inconel600 est utilisé en tant que matériau modèle dont les propriétés microstructurales peuvent être partiellement contrôlées. Dans le cadre d'une autre étude précédente [4], le bloc a subi un traitement thermique spécifique à une température de  $1200^\circ\text{C}$  pendant 4 heures, afin d'augmenter la taille de grains.



Figure II-1 : Bloc (B359) prélevé dans une barre forgée en Inconel600.

### II.1.1.2. Acier inoxydable Inox316L

L'acier inoxydable Inox316L est un alliage austénitique de structure cubique à faces centrées. C'est une nuance commerciale et suivant la norme utilisée, nous retrouvons plusieurs appellations : nuance 1.4404, Z3CND18.12.02 (norme AFNOR), X2CrNiMo17-12-2, X2CrNi1712 (norme EN 10088-3) ... Pour faciliter la lecture des résultats et des analyses, nous avons désigné les différentes nuances d'aciers par un nom distinctif : «Inox316L». Il s'agit d'un matériau macroscopiquement anisotrope qui présente une grande résistance à la corrosion et une bonne performance mécanique aux températures élevées. Du fait de ces propriétés, l'Inox316L est fréquemment utilisé dans de nombreux domaines tels que la construction navale, l'aéronautique, l'outillage, les industries mécaniques. De même, ce matériau est devenu indispensable dans l'industrie électronucléaire comme métal d'apport pour les soudures du circuit primaire des centrales nucléaires. Dans cette étude, les échantillons de l'Inox316L utilisés sont livrés sous forme de plaquettes prélevées dans une maquette de soudure multipasses en acier inoxydable austénitique (référéncée par D704), réalisée dans le cadre de la thèse de M-A Ploix [46]. La composition chimique de la soudure austénitique est détaillée dans le Tableau II-2. Nos plaquettes ont été usinées dans la maquette de soudure suivant différentes orientations comme le montre la Figure II-2. L'intérêt de ce prélèvement est d'avoir des échantillons avec sept orientations de l'axe de fibre (des grains) différentes (de 0° à 90° par un pas de 15°) avec deux épaisseurs différentes de 7 et 10 mm.

Tableau II-2 : Composition chimique de la soudure en acier inoxydable austénitique Inox316L [46-48].

Elément	Cr	Ni	Mo	Mn	Si	C	P	S
Teneur (%)	19	12,5	2,3	1,6	0,5	0,03	0,016	0,01

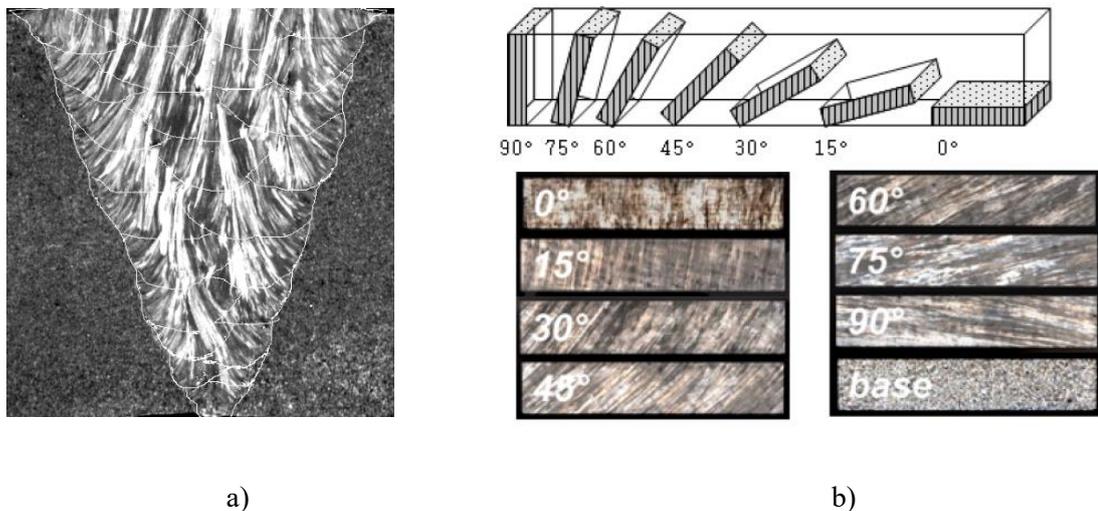


Figure II-2 : Soudure en acier inoxydable austénitique (Inox316L). a) Macrographie d'une soudure multipasses en acier inoxydable austénitique. b) Découpe des échantillons avec différentes orientations [46-48].

## II.1.2. Prélèvement d'échantillons pour les analyses microstructurales

### II.1.2.1. Échantillons d'Inconel600

Pour réaliser des analyses métallurgiques sur l'Inconel600, des échantillons ont été prélevés dans le bloc B359. Une découpe par électro-érosion a été réalisée dans une tranche de dimensions  $90 \times 90 \times 10 \text{ mm}^3$  au bord du bloc B359 pour usiner ensuite quatre échantillons nécessaires aux analyses expérimentales (voir Figure II-3). Le procédé de découpe par électro-érosion a été choisi dans le but de ne pas induire un écrouissage néfaste à la mesure de la texture cristallographique. Pour la

caractérisation par diffraction d'électrons rétro-diffusés deux premiers échantillons ont été prélevés l'un du côté peau (repéré par B359-EBSD-Peau), l'autre du côté cœur (repéré par B359-EBSD-Cœur). Leurs dimensions sont respectivement  $32 \times 24 \times 3 \text{ mm}^3$  et  $\varnothing = 30 \text{ mm}$ ,  $H = 10 \text{ mm}$ . Deux autres échantillons ont été découpés et repérés par B359-DRX-P1 et B359-DRX-P2 pour réaliser une analyse cristallographique par la diffraction des rayons X avec des dimensions de  $32 \times 24 \times 3 \text{ mm}^3$ . Enfin un autre échantillon de dimensions  $60 \times 60 \times 10 \text{ mm}^3$ , a été prélevé et repéré par B359-Mesures-US pour les mesures d'atténuation ultrasonore.

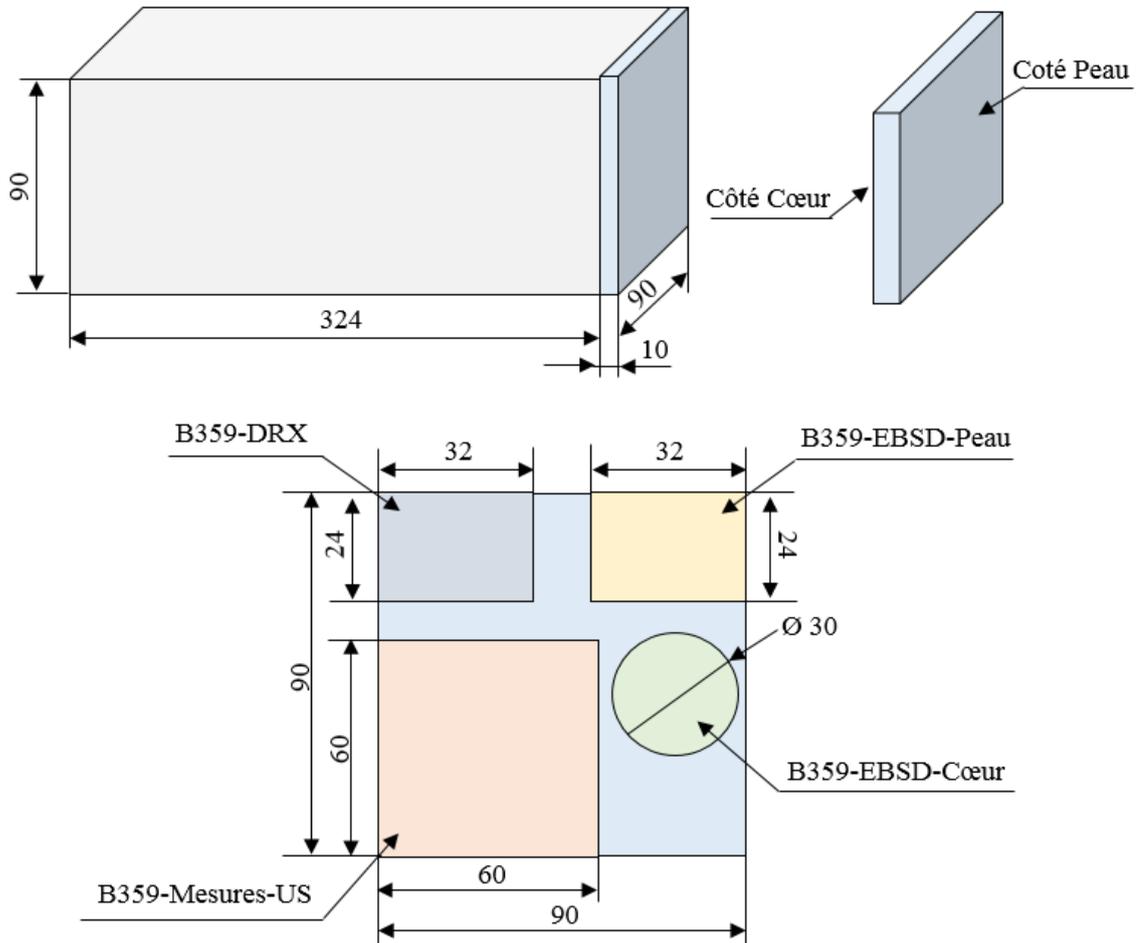


Figure II-3 : Découpe des échantillons de l'Inconel600 pour réaliser des analyses métallurgiques par EBSD et DRX.

### II.1.2.2. Échantillons d'Inox316L

Pour réaliser des analyses métallurgique sur l'acier austénitique Inox316L, des échantillons ont été usinés par électro-érosion dans les deux échantillons récupérés de l'étude de M-A Ploix [46, 47], présentant des orientations de grains de  $0^\circ$  et  $90^\circ$  et avec des dimensions de  $60 \times 60 \times 7 \text{ mm}^3$ . L'objectif est de prélever deux échantillons de dimensions de  $32 \times 24 \times 3 \text{ mm}^3$  dans chaque échantillon (chaque orientation de grains). Deux échantillons référencés INOX316L-EBSD-OT- $0^\circ$  et INOX316L-EBSD-OT- $90^\circ$  sont découpés pour effectuer une caractérisation métallurgique par rétro-diffusés EBSD, et deux autres référencés par INOX316L-DRX-OT- $0^\circ$  et INOX316L-DRX-OT- $90^\circ$  pour réaliser une analyse par DRX. Le plan de découpe et les dimensions des échantillons sont détaillés sur la Figure II-4.

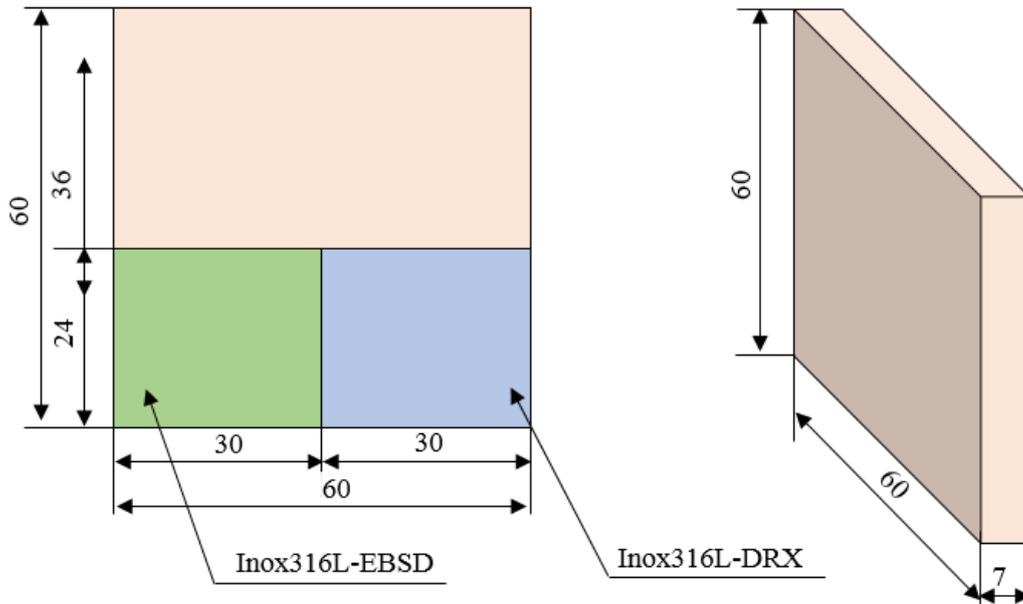


Figure II-4 : Découpe des échantillons d'Inox316L pour réaliser des analyses métallographiques : EBSD et DRX.

### II.1.3. Techniques de caractérisation expérimentale

Dans ce paragraphe, les différentes techniques d'analyse utilisées pour caractériser les propriétés microstructurales des matériaux étudiés sont présentées. Deux techniques de caractérisation différentes ont été utilisées dans cette étude qui sont : la diffraction des rayons X (DRX) et la diffraction des électrons rétro-diffusés (EBSD).

#### II.1.3.1. Diffraction des rayons X

Dans le cas où il est intéressant de connaître la texture cristallographique du matériau, c'est à dire la distribution des orientations des cristallites du matériau polycristallin, nous avons eu recours à la diffraction des rayons X (DRX). Dans cette technique, l'échantillon est placé au centre d'un goniomètre (un diffractomètre). Quand le faisceau des rayons X incident arrive sur l'échantillon, il est diffracté par certaines familles de plans cristallins selon la loi de Bragg [49]. Le faisceau diffracté est reçu par un détecteur qui permet d'obtenir un spectre de diffraction. Ensuite, l'intensité diffractée dans toutes les directions de l'espace est mesurée en appliquant sur l'échantillon à partir de sa position initiale deux rotations radiale (angle  $\chi$  entre 0 et 70°) et azimutale (angle  $\varphi$  entre 0 et 360°). Comme la diffraction dépend des cristaux qui sont en position de diffraction ainsi que de l'orientation de l'échantillon par rapport au faisceau, les deux rotations permettent alors d'avoir tous les cristaux en condition de diffraction.

Pour clarifier la notion d'orientation cristallographique, une représentation de la structure polycristalline est exposée sur la Figure II-5.a [50]. Une description schématique de la microstructure polycristalline est également présentée sur la Figure II-5.b. Cette dernière est constituée par des grains présentés par les traits verts et qui peuvent varier en formes et en tailles, dépendant du procédé d'élaboration du matériau. À l'intérieur de chaque grain (en traits verts), plusieurs cristallites peuvent être présentes (en traits noirs) avec différentes orientations (définies par les plans  $\{hkl\}$  présentés en traits rouges), tailles et formes. Les plans  $\{hkl\}$  dans la même cristallite sont strictement parallèles entre eux.

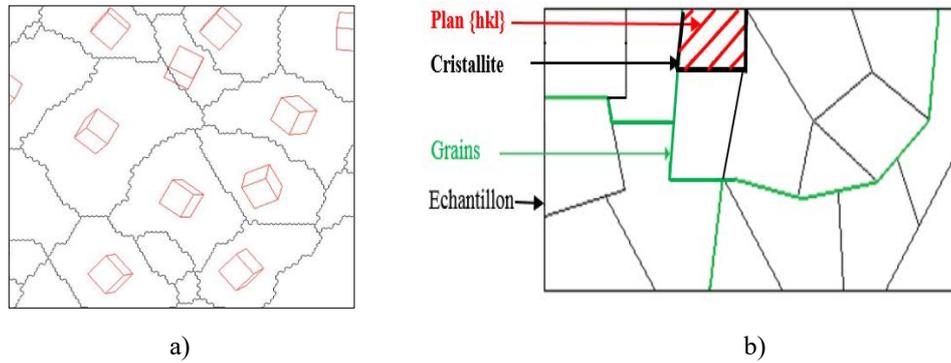


Figure II-5 : Représentation d'un échantillon du matériau polycristallin quelconque. a) Description schématique de l'orientation de grains à partir des cristaux cubiques, reproduite de [50]. b) Description schématique de la décomposition de la microstructure polycristalline.

La caractérisation de la texture cristallographique d'un matériau polycristallin consiste à déterminer la distribution des orientations de grains à l'échelle cristallographique. Cela est obtenue par la mesure des figures de pôles. D'un point de vue théorique, la figure de pôles est définie par la projection stéréographique, sur le plan de l'échantillon, de la distribution des densités de pôles d'une famille de plans  $\{hkl\}$  dans toutes les directions de l'échantillon. La caractérisation complète de la texture cristallographique nécessite la mesure de trois figures de pôles dans trois plans cristallographiques différents. Pour chaque figure de pôles  $\{hkl\}$ , les points représentés décrivent les directions  $\langle hkl \rangle$  normales aux plans  $\{hkl\}$ . La couleur d'un point de la figure de pôles définit donc l'intensité diffractée dans cette direction de l'espace. Elle est donc proportionnelle aux nombres de grains dont les plans considérés sont en conditions de Bragg dans cette direction. La Figure II-6 donne deux exemples pour la figure de pôles  $\{100\}$ . Ces figures sont reproduites de la littérature [50].

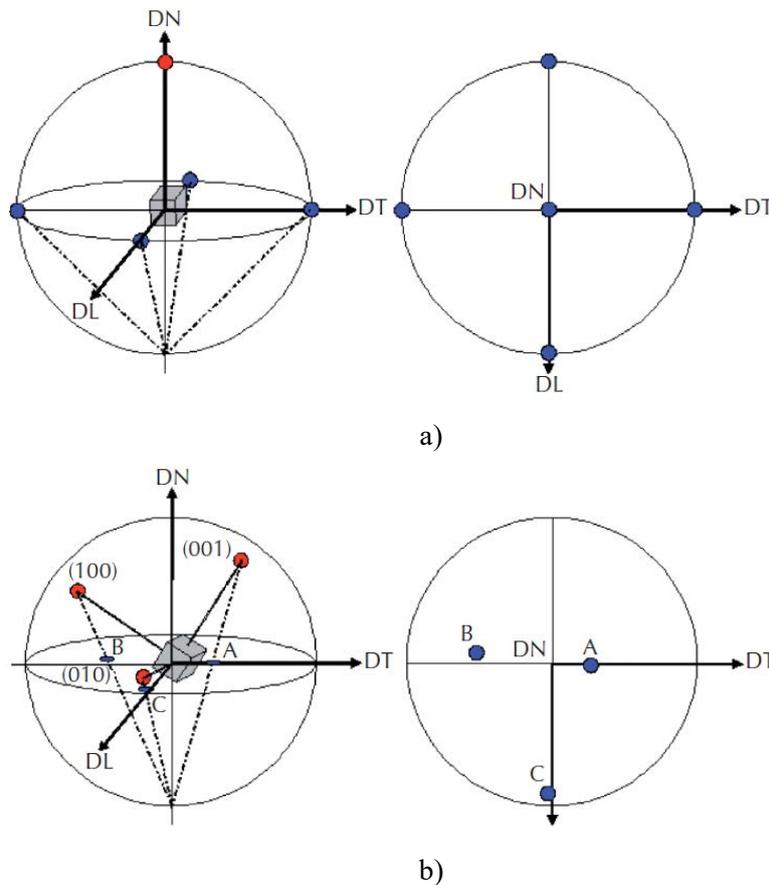


Figure II-6 : Construction d'une figure de pôles  $\{100\}$  pour deux cristaux orientés différemment : a) pour une orientation Cube et b) pour une orientation quelconque. Figures de pôles reproduites de [50].

La Figure II-6 illustre deux exemples pour la figure de pôles  $\{100\}$ . Le premier exemple présenté sur la Figure II-6.a décrit une figure de pôles  $\{100\}$  pour un premier cristal caractérisé par une orientation donnée. La figure de pôles obtenue montre que le plan  $\{100\}$  est parallèle au plan de l'échantillon (DL, DT). Sure cette figure, nous constatons que la direction  $\langle 001 \rangle$  est parallèle à la direction normale DN. Il existe également une direction de la famille  $\langle 100 \rangle$  parallèle à la direction de laminage DL et une autre parallèle à la direction transverse DT. Dans ce cas, l'orientation cristallographique caractérisée par cette figure de pôles est nommée « orientation cube ». Par ailleurs, la Figure II-6.b expose une figure de pôles  $\{100\}$  pour un second cristal qui a subi une rotation selon la direction de laminage DL. Dans cette figure, les normales aux plans  $\{100\}$  percent la sphère de pôles en des points caractéristiques dont la position est fonction de l'orientation du cristal dans le repère échantillon (DL, DT, DN) [50].

### II.1.3.2. Diffraction des électrons rétro-diffusés

La technique de diffraction des électrons rétro-diffusés est couramment appelée EBSD (Electron BackScatter Diffraction). L'EBSD constitue une des techniques essentielles pour caractériser les propriétés morphologiques, géométriques et cristallographiques des matériaux polycristallins. Elle donne accès à la morphologie de la microstructure, aux tailles et à la distribution de grains, aux phases chimiques, aux joints de grains, aux joints de macles, ... Cette technique se présente aussi comme une méthode d'analyse cristallographique locale reposant sur l'exploitation des diagrammes de diffraction des électrons rétro-diffusés. La mise en œuvre de cette analyse nécessite l'utilisation d'un microscope électronique à balayage (MEB) équipé d'une caméra CCD (Charged-Coupled Device) (ou appelé aussi caméra EBSD) et d'un écran phosphorescent (voir Figure II-7.a).

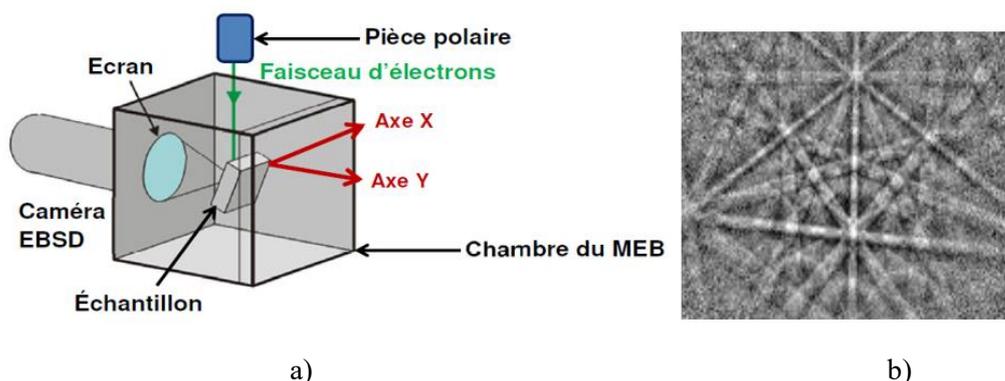


Figure II-7 : Description du principe de l'EBSD. a) Différents éléments d'un microscope MEB. b) Exemple d'un diagramme de Kikuchi (diagramme EBSD) obtenu dans un grain de l'alliage à base nickel Inconel600.

Comparée à la technique conventionnelle d'analyse cristallographique qu'est la diffraction des rayons X, la technique d'EBSD dans un MEB a la particularité d'offrir une analyse beaucoup plus locale. Elle a aussi le grand intérêt de pouvoir fournir, à partir d'un grand nombre d'informations locales, une information globale statistique sur une surface d'analyse raisonnable par le balayage du faisceau d'électrons sur l'échantillon. L'EBSD a pour principale application la cartographie des orientations cristallines.

En pratique, l'échantillon inspecté est placé dans le MEB sur un support incliné à  $70^\circ$  par rapport au faisceau d'électrons et permet d'exciter une zone par faisceau d'électrons incident qui respecte les conditions de Bragg [49]. Il en résulte l'émission par chaque plan atomique d'une paire de cônes de diffraction, interceptés par l'écran phosphorescent. Ces cônes peuvent être approximés par des plans dont l'intersection avec l'écran forme une bande de Kikuchi. Chaque plan cristallographique donne une bande de Kikuchi, l'ensemble formant un diagramme de Kikuchi (ou nommé diagramme EBSD) dont un exemple est donné sur la Figure II-7.b [51]. Pour indexer les diagrammes de Kikuchi, c'est-à-dire définir l'orientation correspondante, ce diagramme est comparé à un cliché théorique dit de calibration, spécifique à une phase (par exemple la phase austénite des superalliages à base nickel dans ce travail). L'identification des bandes donne l'orientation. En balayant la surface de l'échantillon avec un certain pas d'analyse, nous obtenons une carte des orientations de tous les pixels de l'image.

## II.1.4. Appareillages et préparations des échantillons

### II.1.4.1. Analyses par EBSD

Les analyses par EBSD ont été effectuées sur les différents échantillons prélevés pour l'Inconel600 (B359-EBSD-Cœur et B359-EBSD-Peau) et l'Inox316L (INOX316L-EBSD-OT-0° et INOX316L-EBSD-OT-90°) au Laboratoire d'Expertise Métallurgiques d'EDF R&D en utilisant un MEB de marque EDAX. Ces analyses nécessitent le polissage des surfaces des échantillons. Un polissage mécanique (métallographique) au papier abrasif SiC dans une gamme de granulométrie échelonnée de 220 à 4000  $\mu\text{m}$  a été effectuée tout d'abord pour polir les surfaces des échantillons. Ensuite, un polissage plus fin a été réalisé en utilisant des feutres et des pâtes diamantées de granulométrie décroissante de 6 à 0,25  $\mu\text{m}$ . Enfin, les surfaces des échantillons à analyser sont finies par un polissage OPS (suspension de silice colloïdale de 0,04  $\mu\text{m}$ ). Après avoir réalisé l'examen EBSD, les données ont été traitées en utilisant le logiciel OIM<sup>TM</sup> (Orientation Imaging Microscopy) pour fournir les informations nécessaires à la caractérisation des propriétés morphologiques, géométriques et cristallographiques des matériaux analysés.

### II.1.4.2. Analyses par DRX

Pour valider les résultats des analyses cristallographiques obtenues par EBSD, des analyses par DRX ont été aussi réalisées pour les deux matériaux étudiés. Les premières mesures DRX ont été effectuées sur les échantillons d'Inconel600 en utilisant un diffractomètre Siemens D500 du laboratoire de Radiocristallographie d'EDF R&D. Deux types de préparation des surfaces des échantillons ont été effectués afin d'enlever la couche affectée par la découpe par électro-érosion. La première préparation a été faite sur l'échantillon B359-DRX-P1 par une attaque chimique à l'eau régale (une dissolution dans un réactif d'acide chlorhydrique et d'acide nitrique concentrés). Suite aux premiers résultats de texture observés sur le premier échantillon préparé à l'eau régale, un autre type de traitement de surface du deuxième échantillon B359-DRX-P2 a été mis en œuvre par un polissage mécanique au papier abrasif SiC dans une gamme de granulométrie échelonnée de 80 à 4000  $\mu\text{m}$ . Le même polissage métallographique est utilisé dans la préparation des surfaces des échantillons prélevés de la soudure austénitique (INOX316L-DRX-OT-0° et INOX316L-DRX-OT-90°).

## II.1.5. Analyse microstructurale de l'Inconel600

Dans cette section, les caractérisations métallurgiques des échantillons d'Inconel600 sont présentées afin de mettre en évidence les paramètres microstructuraux.

### II.1.5.1. Caractérisation de la morphologie et la taille de grains

L'objectif de l'EBSO est d'obtenir des cartographies permettant d'estimer les propriétés morphologiques et cristallographiques de la microstructure du matériau étudié. Étant donné que les échantillons présentent une structure de grains assez grossière, il était nécessaire d'analyser une surface de  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  afin d'obtenir des données statistiquement représentatives sur la distribution de grains. Toutefois, lorsqu'une résolution fine est utilisée dans l'acquisition, ce type de surface ne peut pas être caractérisé par une seule acquisition (une seule image) en raison de problèmes de mémoire numérique. Par conséquent, l'image finale de la surface inspectée  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  a été obtenue en fusionnant 225 images de  $0,8 \times 0,8 \text{ mm}^2$  avec une résolution spatiale de 10  $\mu\text{m}$ .

La Figure II-8 et la Figure II-9 présentent les données EBSD obtenues pour les deux échantillons (B359-EBSD-Peau et B359-EBSD-Cœur) sous forme de cartographies de grains. La Figure II-8.a et la Figure II-9.a montrent la présence remarquable des joints de grains particuliers. Une proportion très importante des joints ayant une désorientation spécifique est observée. Ces joints, facilement reconnaissables car parfaitement rectilignes, s'apparentent à la configuration classique des macles dans un matériau CFC comme c'est le cas de l'Inconel600. L'existence de macles correspond à l'apparition de défauts d'empilement intervenant lors de la recristallisation du matériau, lors du traitement thermique ayant pour objectif d'obtenir une microstructure à gros grains [52, 53]. Les macles conduisent à des désorientations cristallographiques parfaitement déterminées à l'intérieur d'un grain. La relation de maillage la plus fréquente dans les structures CFC est définie par une

désorientation des deux cristallites adjacents au joint de macle de  $60^\circ$  autour de l'axe cristallographique  $\langle 111 \rangle$  de chacun des deux cristallites. La formation des macles dans la microstructure dépend de la taille de grains. En effet, plus la taille de grains est grande et plus le maclage est favorisé [54, 55].

Du point de vue ultrasonore, il semble plus légitime de considérer la distribution de taille de grains incluant les macles. Cependant, les analyses métallographiques classiques basées sur des observations optiques ou au microscope optique ne révèlent pas nécessairement les macles, ou souvent partiellement. Il est donc intéressant d'étudier précisément la prise en compte des macles, ce qui est permis par l'analyse EBSD.

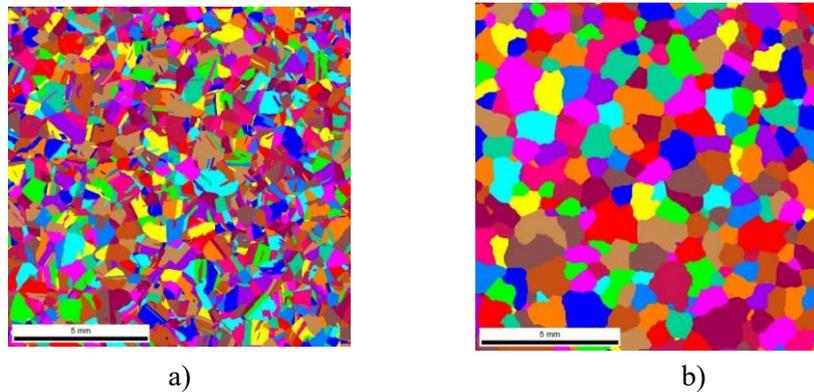


Figure II-8 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon de l'Inconel600 prélevé à peau (B359-EBSD-Peau) : a) en prenant en compte les macles et b) sans prendre en compte les macles.

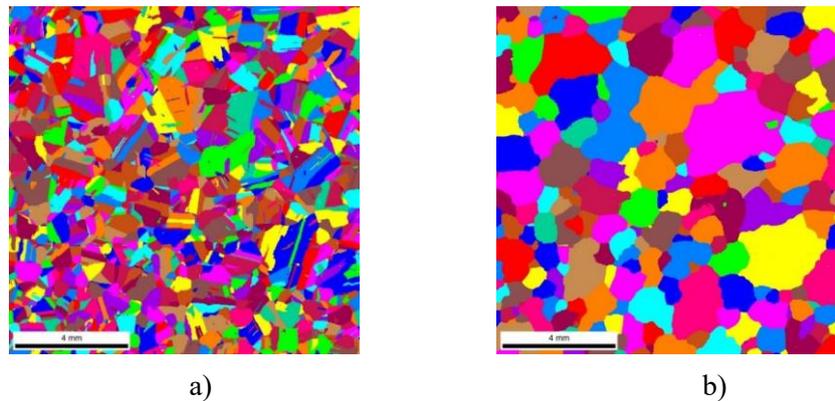


Figure II-9 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon de l'Inconel600 prélevé à cœur (B359-EBSD-Cœur) : a) en prenant en compte les macles et b) sans prendre en compte les macles.

Un traitement des images EBSD approprié par le logiciel de traitement OIM<sup>TM</sup> permet d'identifier automatiquement les joints de macles par leur morphologie (rectiligne) et la désorientation des cristallites adjacents. Il est également possible de les ignorer dans la microstructure en sélectionnant seulement les joints de grains «classiques». L'estimation de la distribution des tailles de grains peut donc être faite en prenant en compte ou non les macles. La Figure II-8.b et la Figure II-9.b illustrent l'élimination de ces macles dans les microstructures des échantillons en supprimant toutes les désorientations de  $60^\circ$ , caractéristiques du phénomène de maclage. Les cartographies EBSD obtenues montrent que la microstructure devient plus grossière en supprimant les macles. Elles montrent aussi que la morphologie de grains est assez proche de forme équiaxe quelle que soit la direction d'observation.

Il est important de noter ici que les couleurs attribuées aux grains maclés et non maclés dans les cartographies EBSD présentées sur la Figure II-8 et la Figure II-9 sont choisies d'une manière aléatoire pour distinguer les différents grains existants. Ces couleurs ne représentent pas donc les

orientations des grains. Cela explique donc la différence de couleur du même grain que nous pouvons la remarquer dans certains cas en comparant les cartographies EBSD de la Figure II-8.a et la Figure II-9.a avec celles de la Figure II-8.b et la Figure II-9.b.

Pour accroître la statistique et obtenir une distribution expérimentale de diamètres de grains représentative, celle-ci a été donc obtenue à partir des cartographies EBSD de l'ensemble des données statistiques des deux échantillons en incluant les macles et en les excluant. Les données statistiques de la distribution des tailles pour la microstructure de l'Inconel600 sont illustrées dans le Tableau II-3 et le Tableau II-4.

*Tableau II-3 : Données statistiques de la microstructure équiaxe de l'Inconel600 obtenues par l'analyse EBSD sans prendre en compte les macles.*

Échantillons	Nombre de grains $N^G$	Taille minimale $d_{min} (\mu m)$	Taille maximale $d_{max} (\mu m)$	Taille moyenne $\bar{d} (\mu m)$	Écart-type $\Sigma (\mu m)$
Peau	230	81	3041	813	413
Cœur	310	99	1913	750	294
<b>Total</b>	<b>540</b>	<b>81</b>	<b>3041</b>	<b>776</b>	<b>353</b>

*Tableau II-4 : Données statistiques de la microstructure équiaxe de l'Inconel600 obtenues par l'analyse EBSD en prenant en compte les macles.*

Échantillons	Nombre de grains $N^G$	Taille minimale $d_{min} (\mu m)$	Taille maximale $d_{max} (\mu m)$	Taille moyenne $\bar{d} (\mu m)$	Écart-type $\Sigma (\mu m)$
Peau	1083	79	1540	338	260
Cœur	1469	79	1135	310	215
<b>Total</b>	<b>2552</b>	<b>79</b>	<b>1540</b>	<b>322</b>	<b>235</b>

Les distributions réelles obtenues sont tracées sur la Figure II-10.a et la Figure II-10.b sous forme d'histogrammes. En outre, les courbes caractérisant les distributions des tailles de grains des deux cas (sans et avec macles) sont aussi comparées sur la Figure II-10.c.

En se basant sur les données présentées dans les tableaux ci-dessus et la Figure II-10, nous constatons que la distribution ignorant les macles est très large avec des gros grains par rapport à la distribution incluant les macles. Nous notons que le diamètre moyen de grains et la déviation de diamètres moyens de grains (écart-type) de la microstructure équiaxe de l'Inconel600 sont respectivement  $\bar{d} = 776 \mu m$  et  $\Sigma = 353 \mu m$ , sans prise en compte des macles (voir Tableau II-3). En prenant en compte les macles, le diamètre moyen de grains et l'écart-type deviennent  $\bar{d} = 322 \mu m$  et  $\Sigma = 235 \mu m$  (voir Tableau II-4). Il est important de noter le terme «moyen» désigne la moyenne classique, et non de la moyenne pondérée par la surface de grains, qui est parfois utilisée dans la littérature. Les valeurs des tailles de grains de l'Inconel600 en absence et présence de macles, considérées dans la suite de cette étude sont respectivement de l'ordre  $\bar{d} = 775 \mu m$ ,  $\Sigma = 350 \mu m$  (microstructure sans macles) et  $\bar{d} = 320 \mu m$ ,  $\Sigma = 235 \mu m$  (microstructure avec macles). Ces valeurs montrent donc que la prise en compte des joints de macles dans la microstructure équiaxe du matériau diminue donc fortement la taille moyenne de grains. Ce qui incite à étudier l'influence du phénomène de maclage sur l'atténuation par diffusion qui n'a pas été abordé profondément dans la littérature [45, 56]. Dans cet optique, des études paramétriques basées sur des simulations numériques seront présentées dans la section IV.1.5. Ces études permettront de vérifier s'il faut prendre en compte ou non les joints de macles dans la suite de l'étude pour avoir une estimation correcte de l'atténuation ultrasonore.

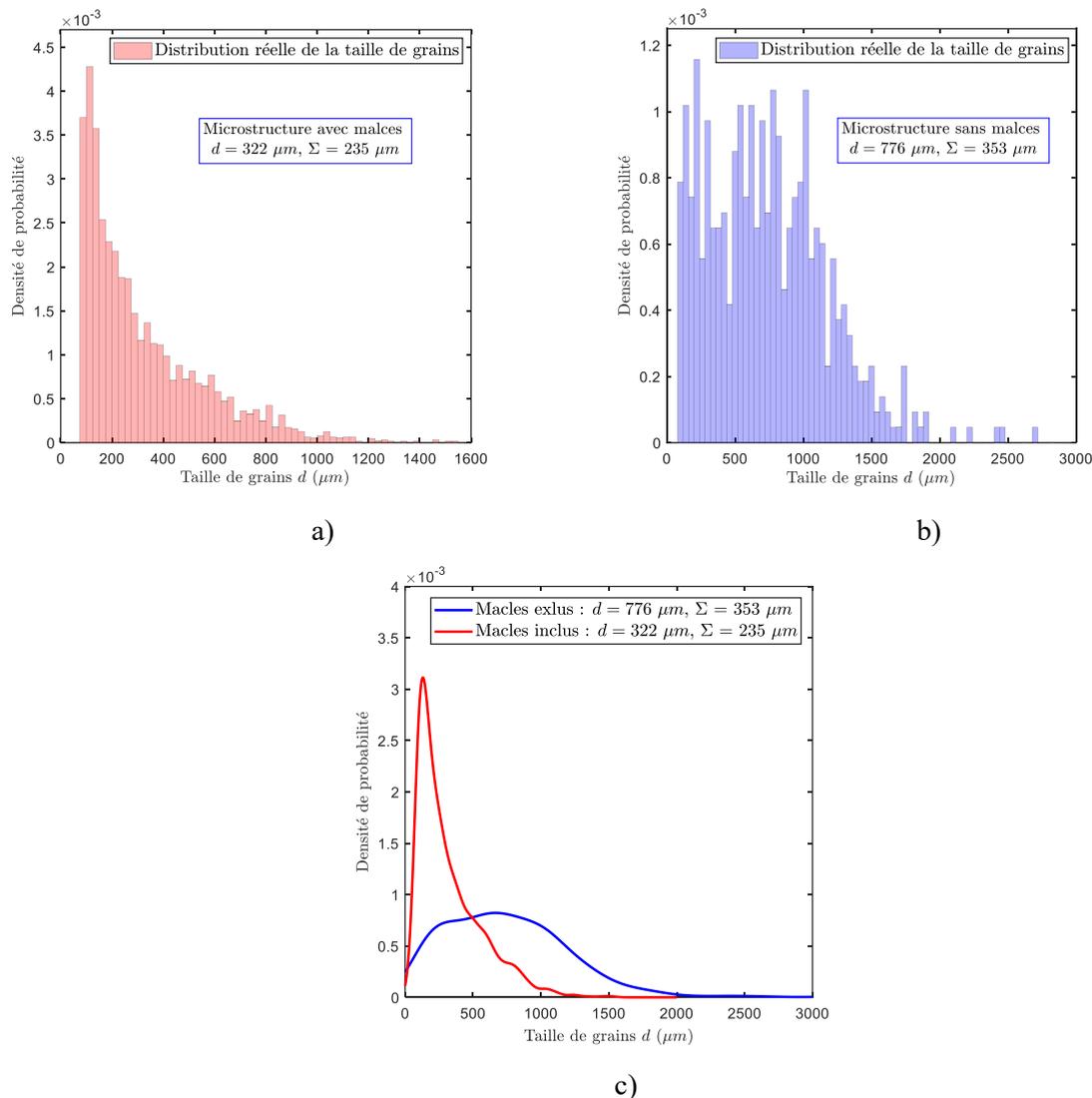


Figure II-10 : : Distribution réelle des tailles de grains équiaxes (diamètres) de l'Inconel600. a) En prenant en compte les macles. b) Sans prendre en compte les macles. c) Comparaison entre la distribution des tailles de grains en présence de macles et en absence de macles.

### II.1.5.2. Caractérisation des orientations cristallographiques

Les données EBSD obtenues ont permis également de caractériser les propriétés cristallographiques de l'Inconel600. L'intérêt de la caractérisation cristallographique par EBSD est de faire apparaître des informations locales là où l'analyse DRX fournit des informations globales. Les figures de pôles issues des mesures EBSD associées aux plans  $\{111\}$ ,  $\{200\}$  et  $\{220\}$  pour l'échantillon prélevé à cœur sont présentées sur la Figure II-11.a. Les figures de pôles associées aux mêmes plans pour l'échantillon prélevé à peau sont présentées également dans l'Annexe F. Ces figures de pôles montrent que l'Inconel600 ne présente pas de texture cristallographique particulière. Aucune orientation préférentielle n'est marquée. Bien que les figures de pôles apparaissent visuellement hétérogènes, avec des zones de surintensité, il est important de noter que l'intensité représentée sur ces figures s'étale entre  $\sim 0,9$  et  $\sim 1,8$ , qui est à mettre en comparaison de l'échelle d'intensité entre  $\sim 0,6$  et  $\sim 14$  qui peut être observée sur les matériaux texturés (voir Figure II-16.a et Figure II-17.a pour l'Inox316L). Ces résultats montrent qu'à l'échelle macroscopique ce matériau est caractérisé par une microstructure morphologiquement équiaxe et une texture cristallographique isotrope. Cette isotropie est définie par la distribution aléatoire des orientations cristallographiques de grains équiaxes.

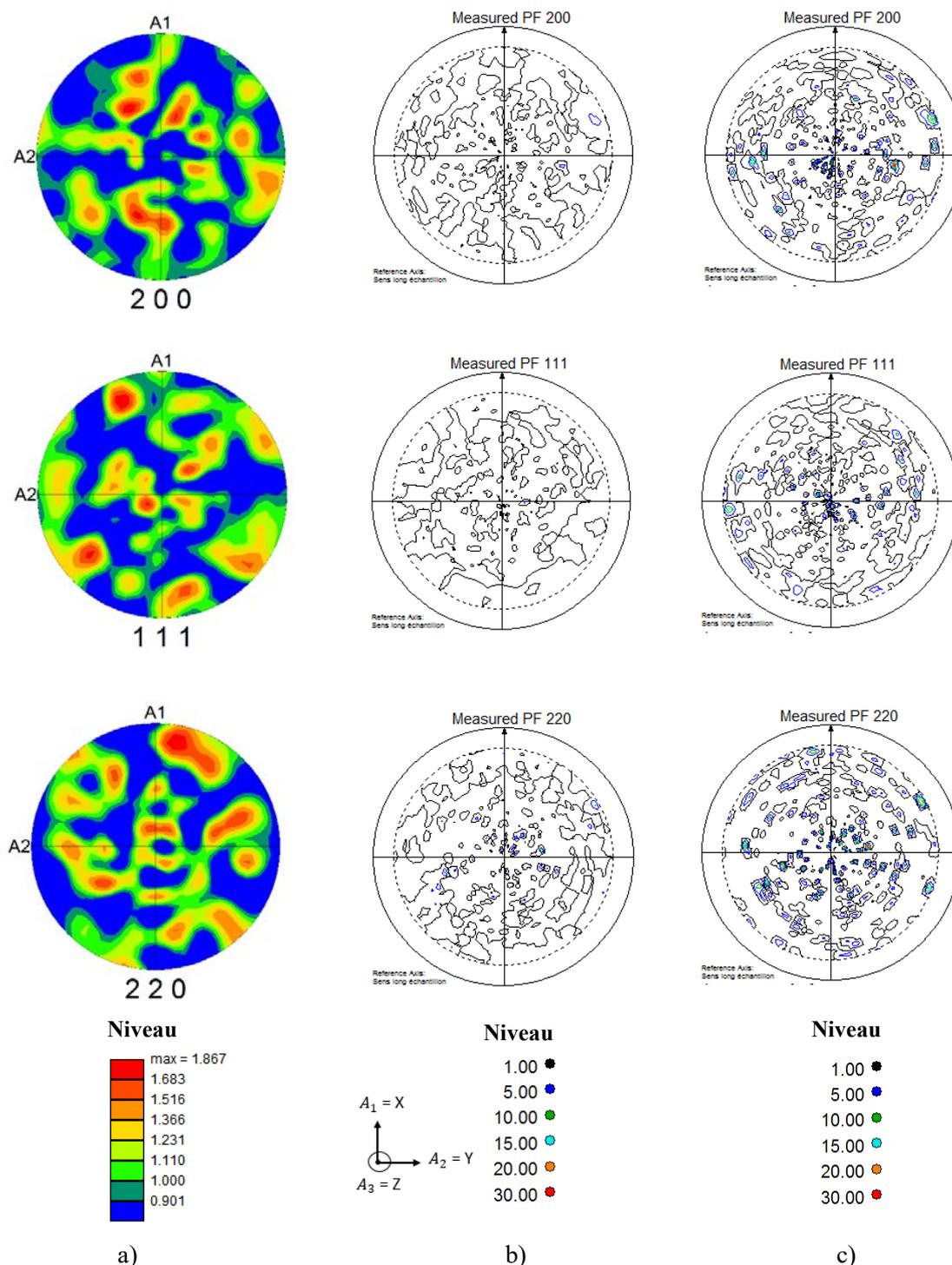


Figure II-11 : : Figures de pôles  $\{200\}$ ,  $\{111\}$  et  $\{220\}$  des échantillons de l'Inconel600 obtenues par les analyses expérimentales. a) Analyse par EBSD réalisée sur l'échantillon B359-EBSD-Cœur. b) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon B359-DRX-P1 préparé par un polissage mécanique. c) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon B359-DRX-P2 préparé par une attaque chimique à l'eau régale.

Les résultats de l'analyse EBSD sont confirmés par les mesures DRX obtenues pour les échantillons prélevés (B359-DRX-P1 et B359-DRX-P2) dont la texture cristallographique globale de chaque échantillon est mise en évidence pour une surface d'environ  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ . Nous rappelons que les surfaces des échantillons analysés ont été préparées différemment par deux types de polissage. Les mêmes figures de pôles mesurées par DRX  $\{111\}$ ,  $\{200\}$  et  $\{220\}$  pour les deux échantillons sont aussi présentées sur la Figure II-11.b et la Figure II-11.c.

La Figure II-11.b illustre les figures de pôles correspondant à l'échantillon B359-DRX-P1 préparé par le polissage métallographique au papier abrasif alors que la Figure II-11.c présente celles correspondant à l'échantillon B359-DRX-P2 préparé par l'attaque chimique à l'eau régale. Comme prévu, les présentes observations ne montrent pas non plus d'orientation préférentielle de grains dans la microstructure du matériau inspecté, ce qui semble en accord avec l'absence de texture cristallographique globale. Cependant, les niveaux de densités de pôles observés dans certaines cellules (les taches) sont très élevés (densité maximale de l'ordre de 30). Ces niveaux anormalement élevés pour des échantillons non texturés sont vraisemblablement liés à la structure du matériau isotrope à très gros grains (taille moyenne de grains mesurée par EBSD de l'ordre de  $775 \mu m$ ). Ce qui peut être défavorable à une mesure correcte de la texture cristallographique par l'analyse DRX.

Les résultats des caractérisations expérimentales par EBSD et DRX montrent que l'Inconel600 est macroscopiquement isotrope, et est caractérisé par une microstructure équiaxe (sans allongement préférentiel) à gros grains aléatoirement orientés.

### II.1.5.3. Propriétés élastiques

Comme nous avons noté dans le paragraphe I.2 du Chapitre I, la propagation des ondes ultrasonores dans un matériau polycristallin est dépendante de ses propriétés élastiques. Il est donc nécessaire de connaître les propriétés élastiques du matériau polycristallin étudié : l'Inconel600. Ce dernier est considéré, à l'échelle microscopique, comme un milieu hétérogène où les grains sont des cristaux caractérisés par un comportement anisotrope. À cette échelle, les propriétés élastiques du matériau sont définies par les trois constantes du monocristal  $C_{11} = 235$  GPa,  $C_{12} = 145$  GPa et  $C_{44} = 126$  GPa (équation (II.1)). Les propriétés du monocristal de l'Inconel600 utilisées dans notre étude sont issues de la littérature [4, 57] et données dans le Tableau I-2 (section I.6.2).

$$C_{ij}^{\text{Monocristal}} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (\text{II.1})$$

À l'échelle macroscopique, l'Inconel600 est considéré comme un matériau homogène à structure isotrope équiaxe. Par définition, un matériau est dit isotrope si ses propriétés mécaniques sont identiques dans toutes les directions. Il peut donc être caractérisé par deux constantes d'élasticité indépendantes  $C_{11}$  et  $C_{12}$ . La forme du tenseur d'élasticité est définie par l'équation (II.2). Les constantes d'élasticité peuvent être calculées par homogénéisation en se basant sur des approches théoriques ou des méthodes expérimentales. Les approches théoriques sont développées, notamment, par Bunge [58] en utilisant les moyennes de Voigt, Reuss et Hill [36, 44, 58, 59] appliquées aux constantes d'élasticité du monocristal  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  et  $C_{44}$ , et des trois coefficients déterminés par le calcul de la Fonction de Distribution des Orientations Cristallines (FDOC). Le calcul théorique est décrit dans l'Annexe C. Par ailleurs, les méthodes expérimentales permettant d'identifier le tenseur d'élasticité du matériau sont basées sur un processus d'optimisation fondé sur la comparaison entre les vitesses théoriques des ondes et les vitesses expérimentales mesurées [48, 60-62]. Les constantes d'élasticité homogénéisées utilisées dans notre étude sont calculées théoriquement en utilisant le modèle de Hill [36, 44, 58, 59]. Ce modèle a été choisi dans cette étude puisqu'il est le plus général et utilisé fréquemment dans la littérature. Les constantes d'élasticité homogénéisées sont présentées dans le Tableau I.2.

$$C_{ij}^{\text{Homogénéisé}} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} = \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (\text{II.2})$$

## II.1.6. Analyse microstructurale de l'Inox316L

Dans ce paragraphe, les résultats de l'analyse microstructurale par EBSD et DRX de l'Inox316L sont présentés. L'objectif de cette analyse expérimentale est d'identifier les données réelles permettant d'appréhender les propriétés métallurgiques de la microstructure hétérogène du matériau telles que la morphologie, la distribution des tailles de grains et la texture cristallographique, dans l'optique de proposer des représentations virtuelles réalistes de ces microstructures qui seront produites et utilisées au Chapitre III.

### II.1.6.1. Caractérisation de la morphologie et de la taille de grains

La caractérisation de la microstructure de l'Inox316L est fondée sur les analyses EBSD réalisées sur les échantillons issus d'une étude précédente (thèse de M-A Ploix [46, 47]). Il s'agit de deux échantillons présentant respectivement une orientation préférentielle de grains de  $0^\circ$  (INOX316L-EBSD-OT- $0^\circ$ ) et de  $90^\circ$  (INOX316L-EBSD-OT- $90^\circ$ ), par rapport à la normale de leurs grandes faces. Pour avoir des données suffisantes à la caractérisation complète des paramètres microstructuraux, des analyses sur deux faces dans deux plans différents ont été effectuées. Cela permet d'avoir accès aux propriétés microstructurales dans une coupe transversale et une autre longitudinale par rapport aux grains. Les dimensions des surfaces analysées sont  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  et  $6 \times 16 \text{ mm}^2$  avec une résolution spatiale de  $10 \mu\text{m}$ . Les différentes cartographies EBSD obtenues sont présentées sur la Figure II-12 et la Figure II-13.

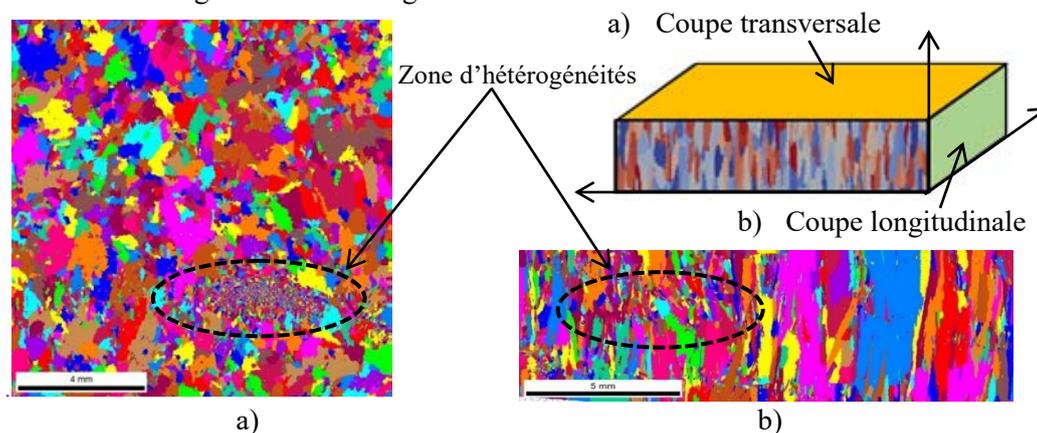


Figure II-12 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon de l'Inox316L (INOX316L-EBSD-OT- $0^\circ$ ) caractérisé par une orientation préférentielle de grains de  $0^\circ$  dans : a) Coupe transversale par rapport à la direction d'élongation de grains, b) Coupe longitudinale par rapport à la direction d'élongation de grains.

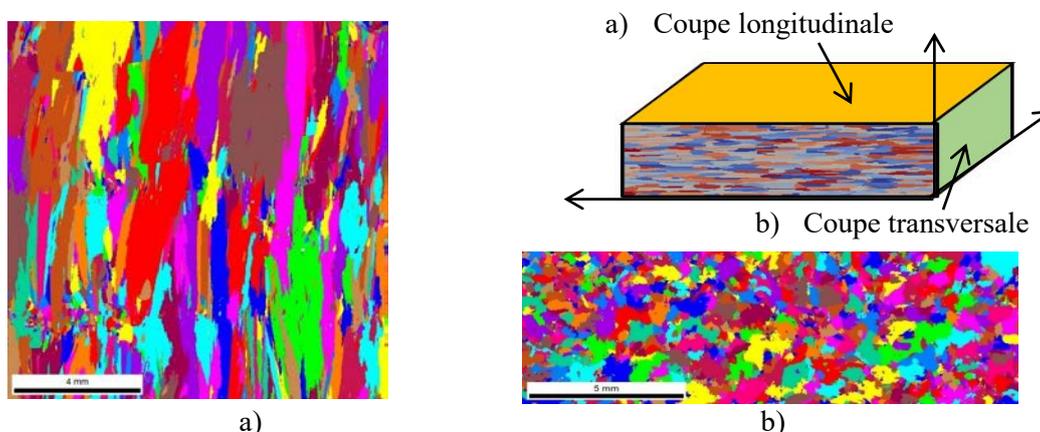


Figure II-13 : Cartographies EBSD de la distribution de grains dans la microstructure de l'échantillon INOX316L-EBSD-OT- $90^\circ$  caractérisé par une orientation commune de grains de  $90^\circ$  dans : a) Coupe longitudinale par rapport à la direction d'élongation de grains, b) Coupe transversale par rapport à la direction d'élongation de grains.

La Figure II-12 et la Figure II-13 montrent la morphologie de la microstructure de soudure austénitique. En effet, les cartographies EBSD des deux échantillons présentent des grains colonnaires. Ces grains sont allongés dans une direction  $z$  perpendiculaire à la direction de soudage. Cette forme de grains allongés est mise en évidence dans la Figure II-12.b et la Figure II-13.a qui présentent les cartographies des coupes longitudinales par rapport à la direction d'élongation de grains (coupes dans le plan parallèle à la direction d'élongation de grains  $z$ ) dans les échantillons INOX316L-EBSD-OT-0° et INOX316L-EBSD-OT-90° avec des orientations préférentielles de grains respectivement de 0° et 90°. En outre, la Figure II-12.a et la Figure II-13.b décrivent la distribution de grains allongés dans les coupes transversales par rapport aux grains dans les deux échantillons (coupes dans le plan perpendiculaire à la direction d'élongation de grains  $z$ ). En comparant les différentes images, nous constatons que la microstructure de l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90° est plus homogène que la microstructure de l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-0°. Cette dernière révèle des hétérogénéités sous forme des très petits grains concentrés dans les zones marquées sur la Figure II-12.a et la Figure II-12.b. Ces hétérogénéités peuvent être dues aux mauvaises passes de soudage effectuées lors de la création de la maquette de soudure austénitique D704 réalisée par une procédure de soudage manuelle [46-48]. De ce fait, ces premières observations montrent que la distribution des tailles de grains dans cet échantillon n'est pas homogène. Pour cette raison, seulement les données statistiques extraites des cartographies EBSD de l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90° sont prises en compte dans l'estimation de la distribution réelle des tailles de grains allongés.

Tableau II-5 : Données statistiques de la microstructure de l'Inox316L obtenues par l'analyse EBSD.

Tailles de grains	Nombre de grains $N^G$	Taille minimale $L_{min}$ ( $\mu m$ )	Taille maximale $L_{max}$ ( $\mu m$ )	Taille moyenne $\bar{L}$ ( $\mu m$ )	Écart-type $\Sigma$ ( $\mu m$ )
$L_x$	263	71	1586	258	211
$L_y$	403	131	945	271	132
$L_z$	263	383	9841	1755	1464

Le Tableau II-5 illustre les données statistiques calculées à partir de cartographies EBSD de l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90°. Ces données permettent d'identifier les dimensions réelles de grains colonnaires dans la soudure austénitique Inox316L. La forme de grains allongés peut être approximée par une forme elliptique comme montre la Figure II-14.

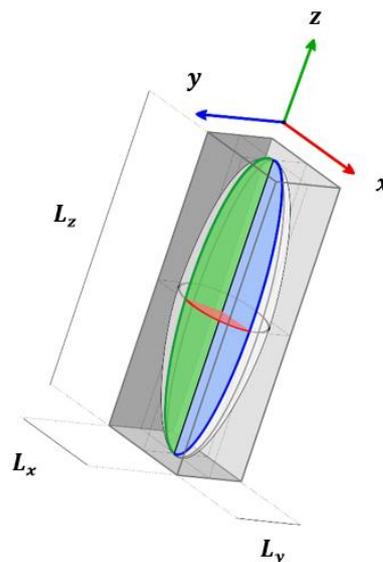


Figure II-14 : La forme et les dimensions de grains allongés en 3D.

La Figure II-14 met en évidence les dimensions de grains allongés dans les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . La dimension  $L_x$  désigne, la taille de grains dans la direction  $x$ ,  $L_y$  est la taille de grains dans la direction  $y$  (correspond à la direction de soudage) et  $L_z$  est la taille de grains dans la direction d'élongation de grains  $z$ . Les deux dimensions de grains  $L_x$  et  $L_z$  sont calculées en se basant sur la cartographie EBSD de la coupe longitudinale. Par ailleurs, la dimension  $L_y$  est calculée à partir de la cartographie de la coupe transversale. Les distributions réelles des trois dimensions extraits des cartographies EBSD sont tracées sur la Figure II-15.

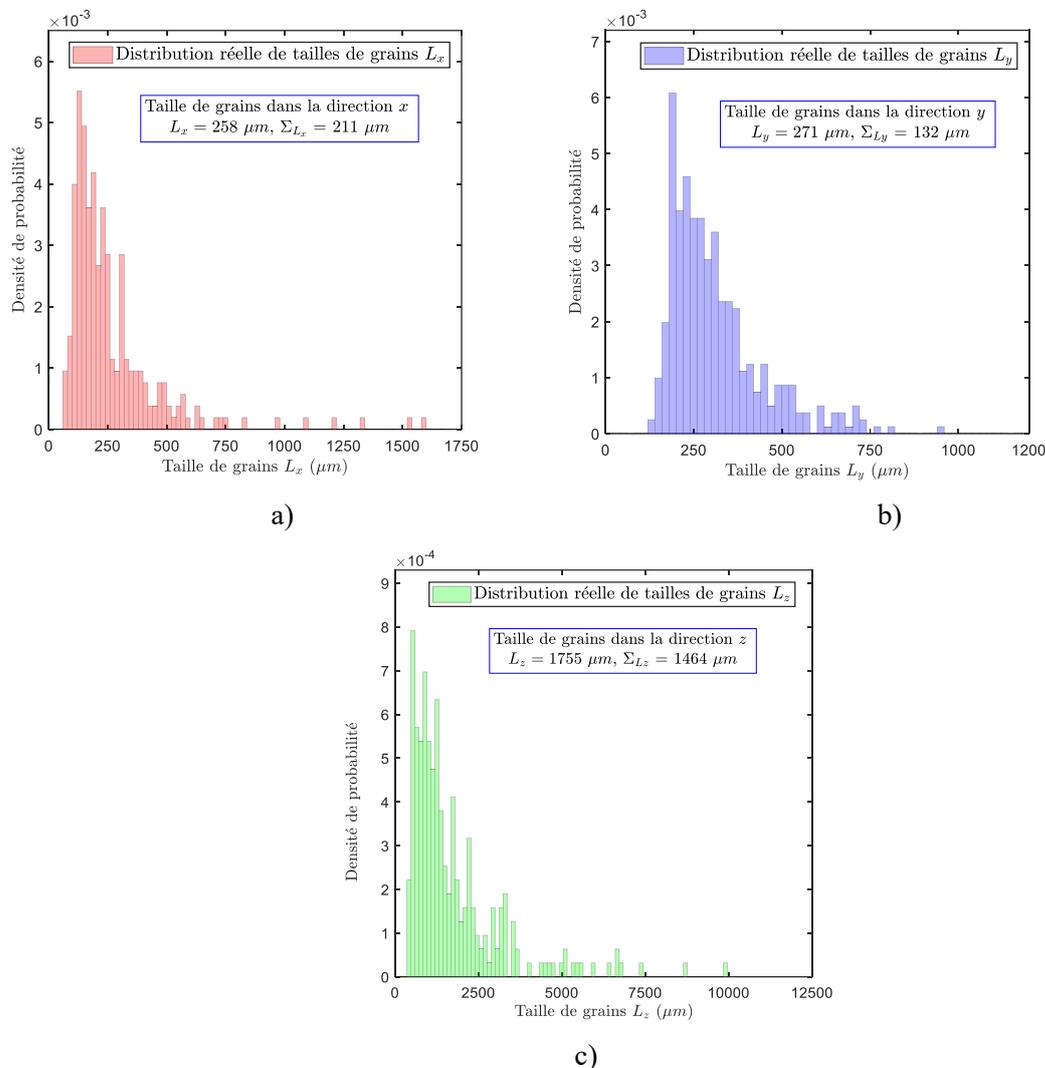


Figure II-15 : Distribution réelle des tailles de grains allongés de l'Inox316L dans les trois directions. a) Distribution des dimensions  $L_x$  suivant la direction  $x$ . b) Distribution des dimensions  $L_y$  suivant la direction  $y$ . c) Distribution des dimensions  $L_z$  suivant la direction  $z$ . Les distributions expérimentales sont tracées sous forme d'histogrammes.

Les trois histogrammes des distributions expérimentales des dimensions  $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$  confirment la forme allongée de grains dans la microstructure colonnaire de la soudure Inconel 316L (Figure II-15). Les plus gros grains observés dans cette microstructure peuvent avoir une taille de plusieurs millimètres dans la direction d'élongation  $z$ . La Figure II-15.c montre que la taille maximale de grains dans cette direction peut atteindre une valeur de l'ordre de  $10 \text{ mm}$ . Ces grains de très grande taille sont peu nombreux mais peuvent représenter une large proportion de la surface observée. Compte tenu de la statistique notée dans le Tableau II-5, les tailles de grains allongés ( $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$ ) exprimées en valeurs moyennes et écarts-types sont respectivement  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 258 \times 271 \times 1755 \mu\text{m}^3$  et  $\Sigma_{L_x} \times \Sigma_{L_y} \times \Sigma_{L_z} = 211 \times 132 \times 1464 \mu\text{m}^3$ .

Pour évaluer la fiabilité des dimensions moyennes de grains allongés obtenues dans cette étude, nous avons comparé les présentes valeurs avec d'autres mentionnées dans les études précédentes [46-48] obtenues par des analyses métallographiques sur des échantillons de la même famille. Dans ces études, les analyses métallographiques basées les observations micrographiques et macrographiques ont montré que les valeurs moyennes des dimensions de grains  $\overline{L}_x \times \overline{L}_z$  dans la soudure austénitique Inox316L sont de l'ordre de  $0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ . Ces résultats confirment donc un bon accord avec nos résultats pour les dimensions  $\overline{L}_x$  et  $\overline{L}_y$ . Cependant, ils montrent que la valeur moyenne de la dimension  $\overline{L}_z$  dans la direction d'élongation  $z$  obtenue par nos caractérisations EBSD ( $\overline{L}_z = 1,75 \text{ mm}$ ) est largement plus faible que la valeur anciennement déterminée par la métallographie ( $\overline{L}_z = 5 \text{ mm}$ ). Ces résultats confirment la capacité et la grande précision de la technique EBSD dans l'estimation des tailles de grains allongés dans les directions  $x$  et  $z$ . En revanche, ils mettent en évidence sa sous-estimation de la dimension  $\overline{L}_z$ . Cela est illustrée sur la Figure II-15.c. Sur cette figure, il apparaît que la pourcentage de grains ayant une longueur supérieure à  $5 \text{ mm}$  est de l'ordre de 5%. Cette valeur extrêmement faible peut s'expliquer par le fait que la zone d'analyse utilisée dans les cartographies EBSD n'est pas suffisante pour obtenir une bonne caractérisation de taille avec un nombre de grains suffisant. Dans l'étude actuelle, les surfaces des cartographies EBSD utilisées sont  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  pour la coupe longitudinale (263 grains) et  $6 \times 16 \text{ mm}^2$  pour la coupe transversale (403 grains). C'est pourquoi, les gros grains dans ces cartographies sont souvent coupés, ce qui fausse l'estimation de la taille de grains.

Pour obtenir des données statistiquement représentatives il serait donc nécessaire d'analyser, par EBSD des très grandes zones. En pratique, ce genre des acquisitions ne peut pas être réalisable en raison de problèmes de mémoire numérique du caméra EBSD mais il est plus simple à mettre en œuvre par la métallographie. De ce fait, les techniques d'EBSD et de métallographie sont hautement complémentaires pour fournir une fiable et précise caractérisation des dimensions de grains colonnaires dans les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . En se basant sur les résultats relevés des présentes analyses EBSD et des caractérisations métallographiques issues des études antérieurs [46-48], nous notons que les valeurs réelles des tailles moyennes de grains  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z$  de l'Inox316L considérées dans la suite de notre étude sont de l'ordre de  $0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ .

### II.1.6.2. Caractérisation de la texture cristallographique

Le but de la caractérisation des propriétés cristallographiques des échantillons prélevés dans la soudure austénitique en acier Inox316L est de s'assurer que la texture morphologique observée dans les cartographies EBSD (microstructure avec de grains allongés et orientés dans une direction préférentielle) est reliée à leur texture cristallographique. Cela revient à vérifier que l'axe d'élongation de grains est parallèle à une direction cristallographique commune comme indiqué dans la littérature [8, 48, 63-66]. Nous cherchons d'autre part à déterminer comment sont orientés les axes et les plans de symétrie et quelle symétrie polycristalline peut être associée aux textures mises en évidence. Des figures de pôles ont été mesurées expérimentalement à partir des analyses EBSD et DRX afin d'avoir une caractérisation complète de la texture cristallographique de la soudure austénitique en Inox316L. Les figures de pôles associées aux plans  $\{200\}$ ,  $\{111\}$  et  $\{220\}$  issues des caractérisations EBSD et DRX effectuées sur les échantillons avec des orientations préférentielles de grains de  $0^\circ$  et  $90^\circ$  sont présentées respectivement sur la Figure II-16 et la Figure II-17. Ces figures montrent que les résultats de l'analyse EBSD sont équivalents à ceux obtenus par l'analyse DRX. En outre, les observations des différentes figures de pôles présentées révèlent la présence d'une texture cristallographique de fibre très marquée dont la composante d'orientation est de type  $\langle 100 \rangle$ . Cette texture est caractérisée par une orientation préférentielle de grains allongés définie par la présence d'un axe cristallographique  $\langle 100 \rangle$  commun à l'ensemble de grains (axe de fibre) et d'autres axes cristallographiques répartis aléatoirement autour de l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$ . Ce phénomène est mis en évidence sur la figure de pôles  $\{200\}$  obtenue par les examens EBSD et DRX réalisés respectivement pour les échantillons INOX316L-EBSD-OT- $0^\circ$  et INOX316L-DRX-OT- $0^\circ$  (voir Figure II-16.a et Figure II-16.b). En effet, la texture dans ces échantillons se traduit par la présence d'un spot dans une direction (au milieu de la figure de pôles  $\{200\}$ ) et par un anneau dans des directions perpendiculaires à cette dernière (au bord de la figure de pôles  $\{200\}$ ). Ce spot définit l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  qui est parallèle à la direction

morphologique d'élongation de grains  $z$  identifiée sur le cartographie EBSD. Les observations montrent donc que l'élongation morphologique de grains est alignée avec l'axe de fibre de la texture cristallographique des échantillons. Ce qui confirme la présence d'une texture cristallographique. Cette dernière est due à la solidification du bain de fusion lors de l'exécution des passes de soudage successives. En effet, lors du recouvrement d'une passe de soudage, les grains croissent préférentiellement suivant le gradient thermique. Les grains en solidification adoptent donc naturellement l'orientation cristallographique des grains.

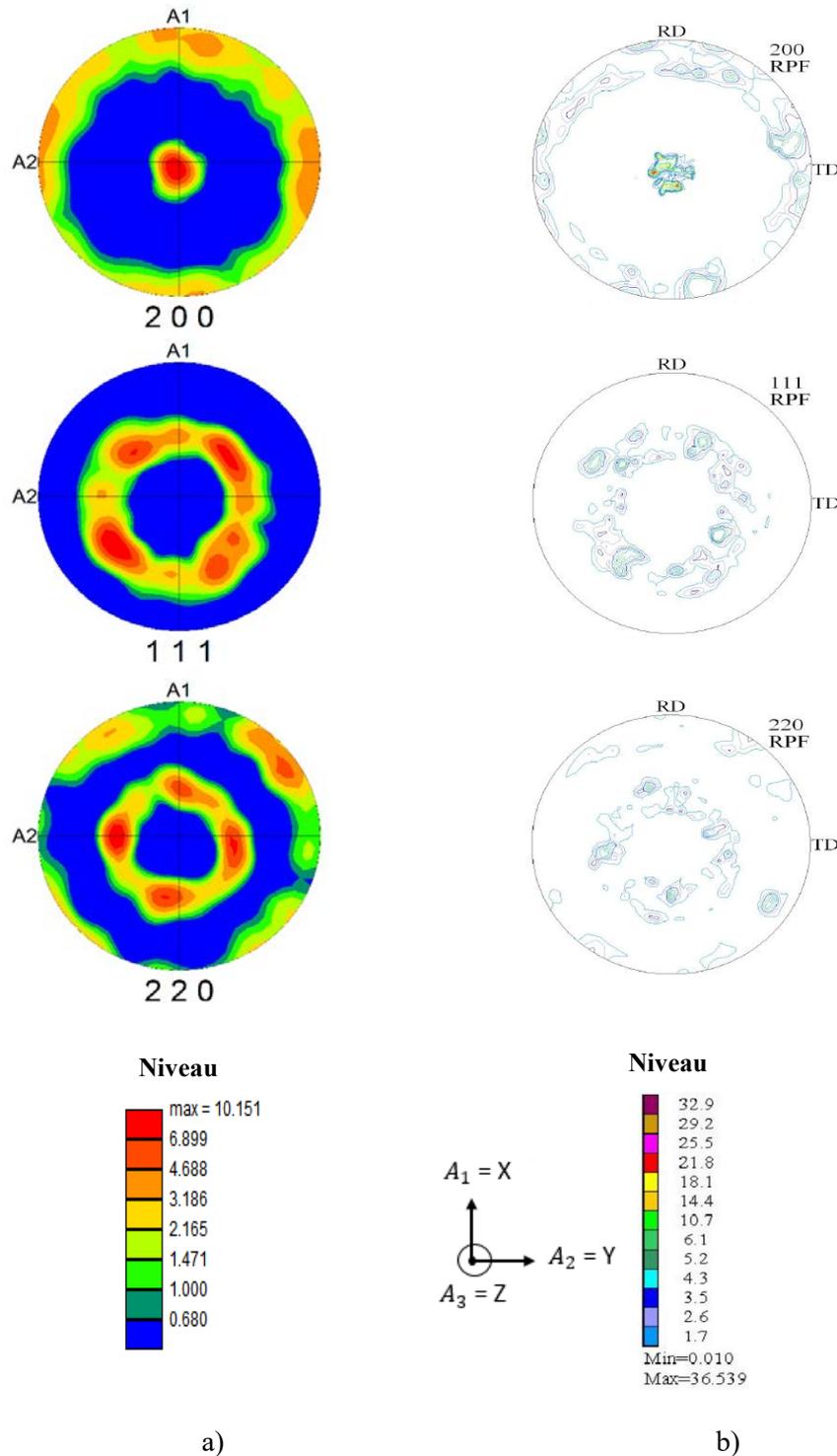


Figure II-16 : Figures de pôles  $\{200\}$ ,  $\{111\}$  et  $\{220\}$  des échantillons de l'Inox316L obtenues par les analyses expérimentales. a) Analyse par EBSD réalisée sur l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-0°. b) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon INOX316L-DRX-OT-0°.

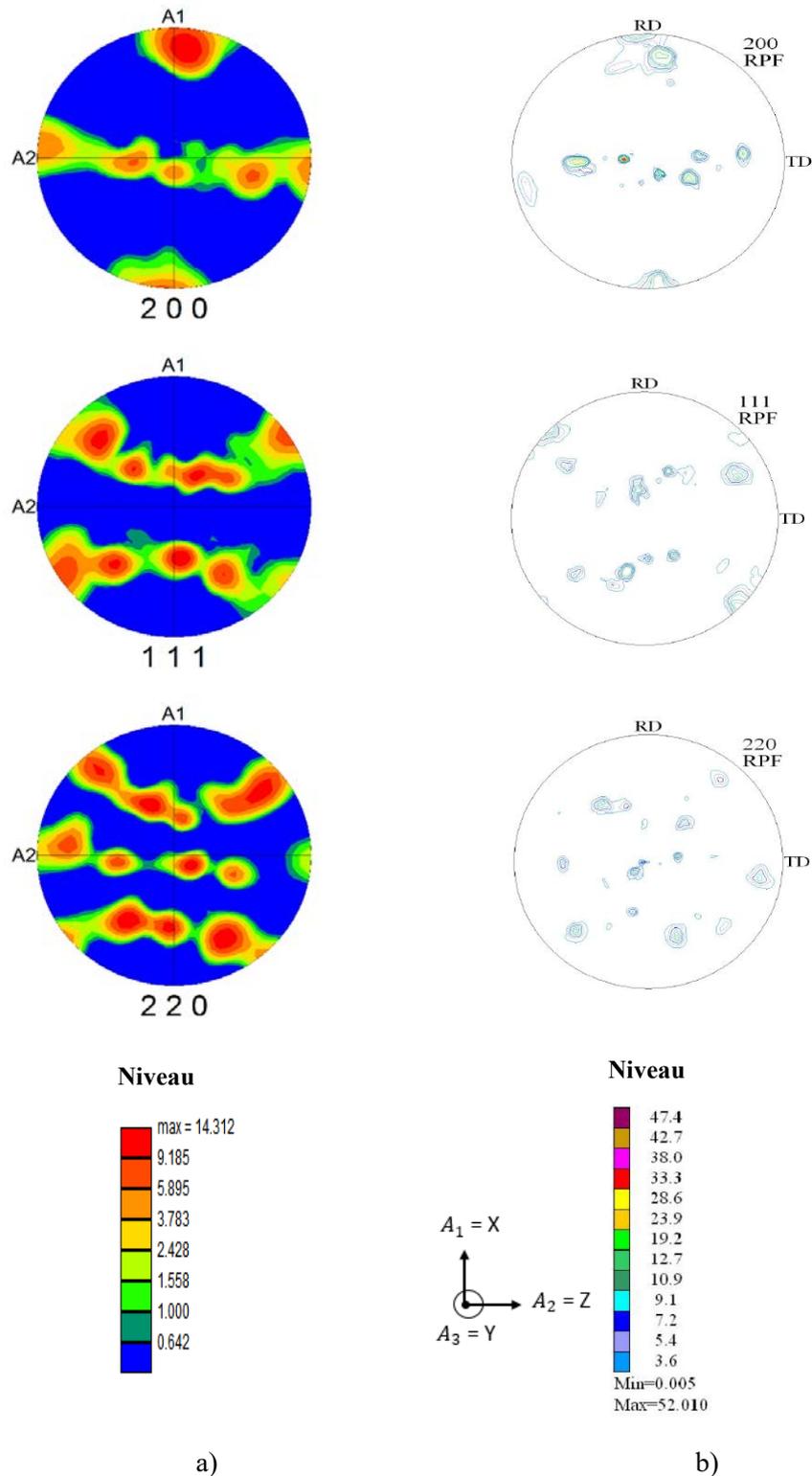


Figure II-17 : Figures de pôles  $\{200\}$ ,  $\{111\}$  et  $\{220\}$  des échantillons de l'INOX316L obtenues par les analyses expérimentales. a) Analyse par EBSD réalisée sur l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90°. b) Analyse par DRX réalisée sur l'échantillon INOX316L-DRX-OT-90°.

La Figure II-17.a révèle aussi la présence d'une texture cristallographique dans l'échantillon INOX316L-EBSD-OT-90°. En effet, l'anneau à 90° de l'axe de fibre sur la figure de pôles  $\{200\}$  présente également quatre renforcements d'intensité plus importantes suivant les directions  $x$  et  $y$  de l'échantillon. Ces renforcements se retrouvent sur les anneaux des figures de pôles  $\{111\}$  et  $\{220\}$ . Ils montrent que les directions  $\langle 100 \rangle$  secondaires, c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe de fibre ne sont pas

parfaitement équi-réparties dans le plan transverse à l'axe de fibre. Les directions  $\langle 100 \rangle$  secondaires adoptent préférentiellement des directions proches des axes  $x$  et  $y$  des échantillons. La texture cristallographique présente donc un axe de fibre – une direction  $\langle 100 \rangle$  commune - et des directions secondaires réparties symétriquement selon deux plans de symétrie. Cette répartition est caractéristique d'une texture cristallographique orthotrope. L'analyse par DRX de l'échantillon INOX316L-DRX-OT-90° exposée sur la Figure II-17.b montre toutefois que les renforcements selon les axes  $x$  et  $y$  sont peu marqués (en comparaison de l'intensité de l'axe de fibre). La texture cristallographique peut donc être plutôt considérée comme isotrope transverse. Néanmoins, les présentes observations montrent que l'alignement de l'axe de fibre avec la direction  $z$  de l'échantillon n'est pas parfait. Nous observons donc la présence d'une légère désorientation de l'axe de fibre dans la direction de soudage. Cet effet est dû à l'inclinaison du gradient thermique dans la direction de soudage lors de la solidification du métal fondu en cours de soudage. Par ailleurs, cette désorientation peut être identifiée et corrigée par les logiciels de traitements des données expérimentales.

### II.1.6.3. Propriétés élastiques

Le matériau Inox316L est considéré comme un matériau anisotrope à l'échelle microscopique et macroscopique. À l'échelle des cristaux, les propriétés élastiques du matériau sont caractérisées par les trois constantes d'élasticité indépendantes du monocristal de la symétrie cubique  $C_{11} = 206$  GPa,  $C_{12} = 133$  GPa et  $C_{44} = 119$  GPa (voir Tableau I-3). Le tenseur d'élasticité du monocristal de ce matériau anisotrope est défini par l'équation (II.1) comme dans le cas du matériau isotrope.

À l'échelle macroscopique, si nous considérons une symétrie orthotrope du matériau, ce dernier possède donc trois plans de symétrie orthogonaux entre eux. Le comportement élastique dans ce cas est défini par neuf constantes d'élasticité homogénéisées de la forme suivante :

$$C_{ij}^{\text{Homogénéisé}} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Par ailleurs, si nous prenons en compte l'hypothèse de la symétrie isotrope transverse caractérisée par les analyses expérimentales présentées dans la section précédente, le nombre des constantes d'élasticité indépendantes est donc réduit de neuf à cinq. Nous rappelons que la symétrie isotrope transverse est dite aussi «orthotropie de révolution», caractérisée par un axe de révolution privilégié dont tout plan contenant cet axe est considéré comme un plan de symétrie. Le tenseur d'élasticité est défini par la matrice suivante :

$$C_{ij}^{\text{Homogénéisé}} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} = \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.4})$$

Les constantes d'élasticité sont calculées théoriquement à partir de celles du monocristal en utilisant la moyenne de Hill [36, 44, 58, 59] présentée dans l'Annexe C. Les constantes d'élasticité homogénéisées du matériau isotrope transverse Inox316L sont données dans le Tableau I-3.

### II.1.7. Conclusion

Les caractérisations expérimentales effectuées sur les échantillons de l'alliage à base nickel Inconel600 ont révélé la présence d'une microstructure isotrope à gros grains équiaxes aléatoirement orientés. Les analyses EBSD ont mis en évidence un fort maclage des échantillons. La prise en compte ou non de ce maclage dans l'évaluation de la taille de grain modifie largement la taille moyenne

estimée de grains. Par ailleurs, cette observation nous incite à évaluer par la suite l'effet de la présence d'un fort maillage sur l'atténuation ultrasonore.

Au contraire, les analyses effectuées sur les échantillons de la soudure en acier austénitique Inco316L ont mis en évidence une microstructure anisotrope à grains allongés avec une forte texture cristallographique, caractérisée par une symétrie proche d'une structure isotrope transverse. Cette dernière est définie par un axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  commun à l'ensemble de grains et parallèle à la direction d'élongation morphologique de grains. Les analyses effectuées dans ce travail par EBSD et DRX ont également mis en évidence la complémentarité entre ces techniques et les caractérisations classiques par métallographie dans le but de fournir une caractérisation complète et précise des propriétés morphologiques, géométriques et cristallographiques des matériaux étudiés. Enfin, ces caractérisations ont permis d'obtenir ou de confirmer les paramètres quantitatifs des microstructures isotropes et anisotropes texturées qui ont été nécessaires dans la suite, dans l'étape de création des microstructures virtuelles (voir chapitre III).

## II.2. Méthodes du calcul d'atténuation

Ce paragraphe a pour but de présenter les méthodes qui sont utilisées pour quantifier l'atténuation ultrasonore dans les matériaux de l'étude. L'atténuation ultrasonore est un phénomène global résultant de plusieurs contributions : la diffusion, l'absorption et la divergence du faisceau, les coefficients d'interface (transmission, réflexion). En revanche, l'objectif de la thèse est le calcul de l'atténuation intrinsèque générée par la diffusion des ondes ultrasonores dans les matériaux polycristallins (ou plus généralement diffusant). En effet, l'atténuation par absorption est généralement négligeable dans les matériaux polycristallins et aux fréquences usuelles. Ainsi, la compensation de la divergence et la prise en compte seulement de l'atténuation par diffusion nécessite l'application des corrections. Nous citons donc dans les paragraphes suivants quelques méthodes existantes dans la littérature permettant d'estimer l'atténuation en corrigeant la contribution de la divergence du faisceau ultrasonore.

### II.2.1. Méthodes classiques existantes

Plusieurs techniques ont été développées dans la littérature pour calculer le coefficient d'atténuation dans les matériaux polycristallins à partir des mesures expérimentales réalisées en immersion dans l'eau ou en contact. Ces mesures peuvent être effectuées en mode transmission simple (émetteur – récepteur séparés) ou en mode échographique (pulse-écho).

Kumar [67] a proposé deux méthodes permettant de donner une valeur globale du coefficient d'atténuation qui prend en considération les effets de la diffusion ainsi que la divergence du faisceau. Ces méthodes sont fondées sur les travaux de Papadakis [31, 32], de Krautkramer [68] et de Seki [69]. En effet, le calcul d'atténuation est basé sur la méthode des échos de fond multiples. Cette dernière désigne la décroissance progressive des échos de fond successifs en introduisant un terme correcteur de la divergence. Kumar [67] utilise le champ cohérent calculé à partir de la moyenne de plusieurs signaux acquis par un contrôle en immersion dans l'eau en champ lointain et en incidence normale. La condition du champ lointain permet d'assurer une inspection avec un faisceau ultrasonore plus homogène. Pour assurer cette condition, le capteur doit être placé dans l'eau selon une hauteur  $H^{Eau}$ . Cette dernière correspond à la distance de Fresnel qui varie selon la fréquence centrale du capteur. Cette distance est définie par la relation ci-dessous :

$$H^{Eau} > \frac{d^{Cap^2}}{4 \lambda} \quad (II.5)$$

où  $H^{Eau}$  est la hauteur de l'eau,  $d^{Cap}$  est le diamètre de capteur et  $\lambda$  est la longueur d'onde.

Il est important de noter qu'au-delà de la distance  $H^{Eau}$ , le faisceau ultrasonore diverge fortement. Ce qui génère une décroissance de l'amplitude ultrasonore suivant l'axe de propagation.

La première formule de Kumar [67] est basée sur les travaux de Krautkramer [68]. Elle permet de calculer l'atténuation dans le domaine temporel en utilisant trois échos enregistrés que sont : l'écho d'entrée dans l'échantillon  $S^{Ent}$ , le premier et le deuxième écho de fond ( $S_1^{Ech}$  et  $S_2^{Ech}$ ) :

$$\alpha(t) = -\frac{8,686}{2e} \log \left[ \frac{S_2^{Ech}(t) \frac{H^{Eau} + 2R^V e}{S_1^{Ech}(t) \frac{H^{Eau} + R^V e}}}{S^{Ent}(t) \frac{H^{Eau}}{}} \right] \quad (II.6)$$

La deuxième expression est fondée sur les travaux de Seki [69]. Elle permet de calculer l'atténuation dans le domaine fréquentiel :

$$\alpha(f) = -\frac{8,686}{2e} \left[ \log \left[ \frac{S_2^{Ech}(f)}{S_1^{Ech}(f)} - \frac{S_1^{Ech}(f)}{S^{Ent}(f)} \right] + 0,1425 \frac{2Ve}{d^{Capt^2} f} \right] \quad (II.7)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation par diffusion, exprimé en dB/mm<sup>(1)</sup>,  $e$  est l'épaisseur de l'échantillon,  $R^V = V/V^{Eau}$  est le rapport entre la vitesse de l'onde dans l'échantillon  $V$  et la vitesse de l'onde dans l'eau  $V^{Eau}$ ,  $d^{Capt}$ ,  $f$  sont respectivement le diamètre et la fréquence du capteur utilisé et  $S^{Ent}(f)$ ,  $S_1^{Ech}(f)$  et  $S_2^{Ech}(f)$  sont les transformées de Fourier des trois échos  $S^{Ent}(t)$ ,  $S_1^{Ech}(t)$  et  $S_2^{Ech}(t)$ .

Il est important de noter que le deuxième terme de l'expression (II.7) est un terme de correction qui permet de prendre en compte les effets de la divergence du faisceau.

Margetan et Haldipur [17-19, 70] ont développé d'autres formules permettant de calculer l'atténuation globale des ondes longitudinales en incidence normale et en champ lointain. Les auteurs basent leur méthode sur le spectre des deux échos de fond successifs en implémentant des facteurs de correction pour la réflexion par l'interface et la divergence du faisceau (voir Figure II-18).

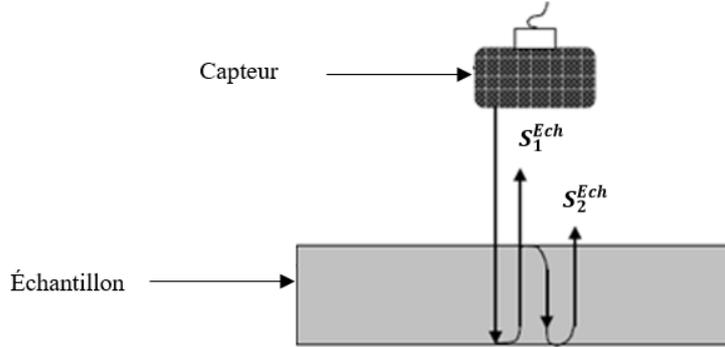


Figure II-18 : Dispositif de contrôle ultrasonore en immersion en mode échographique (pulse écho) et distinction de deux premiers échos de fond [45].

Le coefficient d'atténuation global est exprimé dans le domaine fréquentiel par :

$$\alpha(f) = \frac{20}{2e} \log \left[ \frac{S_1^{Ech}(f) \frac{F_2^{Div}(f)}{S_2^{Ech}(f) \frac{F_1^{Div}(f)}}{(C^{Ref})^2}} \right] \quad (II.8)$$

$C^{Ref}$  est le coefficient de réflexion eau/échantillon défini comme suit :

$$|C^{Ref}| = \left| \frac{\rho^{Eau} V^{Eau} - \rho V}{\rho^{Eau} V^{Eau} + \rho V} \right| \quad (II.9)$$

avec  $\rho^{Eau}$  et  $V^{Eau}$  sont respectivement la masse volumique de l'eau et la vitesse de l'onde dans l'eau et  $\rho$  et  $V$  sont respectivement la masse volumique et la vitesse de l'onde dans l'échantillon.

(1) Le coefficient 8,686 permet la conversion de Neper/mm en dB/mm, tel que décrit dans le paragraphe I.5.

$F_n^{Div}(f)$  est une simplification de la fonction de correction de la divergence du faisceau pour le n<sup>ème</sup> écho en fonction de la fréquence du capteur qui est définie par la relation suivante :

$$F_n^{Div}(f) \approx 1 - \exp\left(\frac{-ikd^{Capt^2}}{2ne}\right) \left[ J_0\left(\frac{kd^{Capt^2}}{2ne}\right) + iJ_1\left(\frac{kd^{Capt^2}}{2ne}\right) \right] \quad (II.10)$$

La fonction  $F^{Div}$  est valable pour  $\sqrt{kd^{Capt}} \gg 1$  où  $k$  est le nombre d'onde monochromatique,  $a$  est le diamètre du capteur,  $e$  est l'épaisseur de l'échantillon et  $J_0, J_1$  sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1.

Les différentes méthodes présentées dans cette section permettent d'estimer l'atténuation globale due à la divergence du faisceau ultrasonore et à la dispersion de l'énergie acoustique par diffusion. Ces méthodes sont simples à mettre en œuvre. Cependant, elles sont limitées aux matériaux de faible anisotropie et dans lesquels les orientations cristallographiques sont connues. Comme l'objectif de notre étude est le calcul d'atténuation par diffusion dans les matériaux isotropes non texturés et anisotropes texturés, il existe deux autres techniques issues de la littérature et qui sont plus efficaces. Ces dernières sont capables de compenser les effets de la divergence et de prendre en compte seulement les effets de la diffusion des ondes. Les deux techniques sont présentées dans les paragraphes suivants.

### II.2.2. Méthode des échos de fond multiples

Plusieurs auteurs ont fondé leurs méthodes de calcul d'atténuation sur le principe de la décroissance progressive des amplitudes des échos de fond successifs en introduisant aussi des facteurs de correction de la divergence et de la réflexion du faisceau ultrasonore. En revanche, une technique différente est utilisée dans la présente étude, nommée «Méthode des échos de fond multiples (EFM)» [70]. C'est une technique simple à mettre en œuvre expérimentalement et numériquement. Cette méthode est basée également sur la décroissance progressive de l'amplitude des échos de fond successifs. Cependant, elle permet de s'affranchir des facteurs de correction introduits dans les méthodes classiques présentées précédemment qui sont définis par des expressions analytiques. Dans la méthode mise en œuvre ici, les facteurs de corrections de la divergence sont remplacés par une simulation numérique explicite du signal dans un milieu de référence homogénéisé.

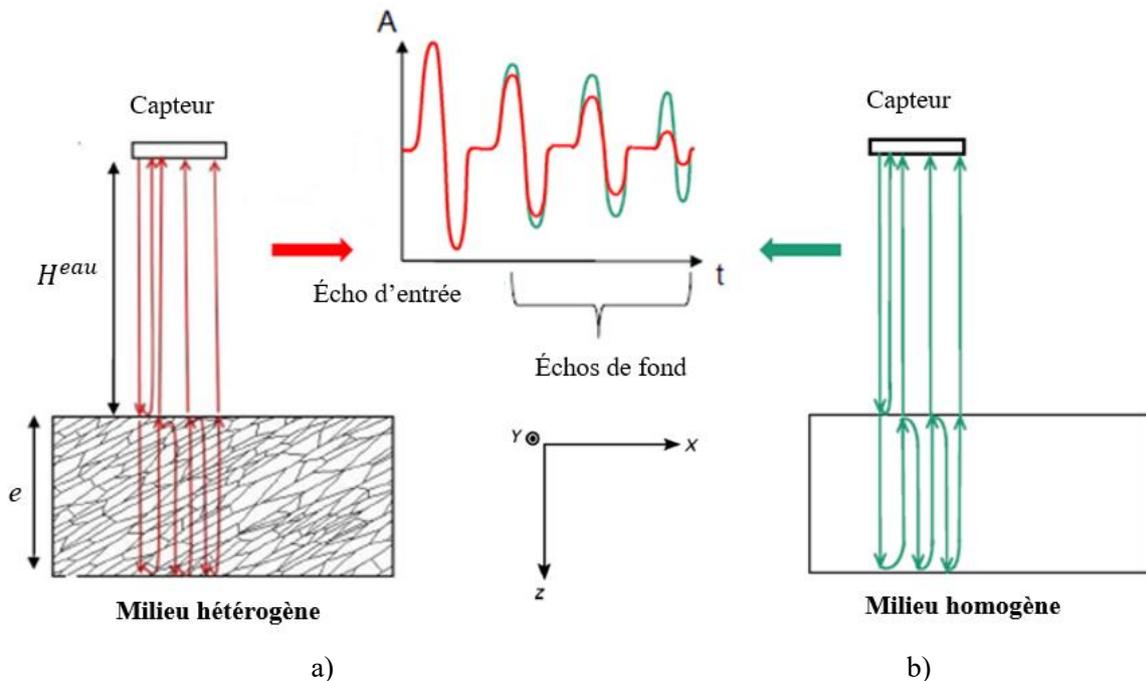


Figure II-19 : Description du principe de la méthode d'échos de fond multiples a) simulation ou mesure dans un milieu polycristallin hétérogène, b) simulation dans un milieu homogène [36, 44].

La méthode EFM repose sur le calcul du coefficient d'atténuation globale due aux effets de la diffusion et de la divergence dans un milieu polycristallin hétérogène (voir Figure II-19.a). Ensuite, une correction par un calcul d'atténuation dans un milieu de référence homogénéisé (sans grains) permet de compenser les effets de la divergence et de prendre en compte seulement l'atténuation intrinsèque aux matériaux polycristallins par la diffusion des ondes ultrasonores (voir Figure II-19.b).

Sur le plan numérique, le calcul d'atténuation par diffusion est basé sur la comparaison entre les spectres des échos de fond du champ cohérent obtenus par une simulation à l'échelle des grains pour un matériau polycristallin hétérogène avec ceux obtenus par une simulation homogène effectuée en utilisant les propriétés élastiques homogénéisées du matériau polycristallin. Sur le plan expérimental, la présente méthode peut être appliquée en comparant les spectres des échos de fond issus des mesures obtenues sur le matériau inspecté avec des spectres obtenus par une simulation homogène effectuée pour le matériau homogénéisé équivalent.

L'intérêt de cette méthode pour cette étude spécifique réside notamment dans le fait que la méthode de compensation des effets de la divergence est rigoureusement identique pour les mesures expérimentales et pour les signaux simulés dans des milieux hétérogènes de propagation.

Pour mettre en œuvre la méthode EFM, des scripts MATLAB® ont été développés dans cette thèse, qui permettent d'effectuer le traitement suivant :

- Étape 1 : Calcul du champ cohérent défini par la moyenne des signaux acquis.
- Étape 2 : Extraction de deux échos de fond du champ cohérent pour le milieu polycristallin et le milieu de référence homogénéisé, et l'application de fenêtrage temporel de type Hanning sur chaque écho.
- Étape 3 : Calcul de spectre fréquentiel de chaque écho extrait en appliquant une transformée de Fourier.
- Étape 4 : Calcul du coefficient d'atténuation intrinsèque par la formule suivante :

$$\alpha^{Diff}(f) = \alpha^{Ech}(f) - \alpha^{Hom}(f) = \frac{20}{2e} \log \left[ \frac{S_1^{Ech}(f) S_2^{Hom}(f)}{S_2^{Ech}(f) S_1^{Hom}(f)} \right] \quad (II.11)$$

où  $\alpha^{Diff}$  est le coefficient d'atténuation par diffusion,  $\alpha^{Ech}$  est le coefficient d'atténuation calculé dans l'échantillon polycristallin (une configuration hétérogène),  $\alpha^{Hom}$  est le coefficient d'atténuation calculé dans une configuration homogène,  $S_1^{Ech}$  et  $S_2^{Ech}$  sont respectivement les transformées de Fourier du premier et du deuxième écho du champ cohérent du milieu hétérogène,  $S_1^{Hom}$  et  $S_2^{Hom}$  sont respectivement les transformées de Fourier du premier et du deuxième écho du signal du milieu homogène et  $e$  est l'épaisseur de l'échantillon contrôlé.

La Figure II-20 montre un exemple illustrant les différentes étapes de la méthode EFM. La méthode EFM présente comme avantage qu'elle ne nécessite l'accès qu'à une seule face du matériau. Elle est donc très simple à mettre en œuvre pour les mesures expérimentales en immersion en mode échographique et ainsi les simulations numériques 2D et 3D réalisées par le code aux éléments finis ATHENA® [36, 44, 71-73]. Cette méthode permet d'estimer la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence. Il est important de noter que la pertinence du contenu spectral obtenu, c'est-à-dire la validité des valeurs d'atténuation sur une large bande de fréquence dépend de la largeur de bande initial de l'émetteur, ainsi que de la qualité des signaux mesurés ou simulés. Cet aspect est analysé plus en détails dans la section IV.1.2. En revanche, la méthode EFM présente aussi des limites. En effet, il n'est pas toujours possible de détecter les deux échos de fond surtout dans les matériaux polycristallins à gros grains et aux hautes fréquences à cause de la présence d'un fort bruit de structure qui peut rendre l'identification des échos extrêmement difficile. Pour cette raison, une autre méthode peut être utilisée, c'est la méthode de «décomposition du faisceau ultrasonore en spectre angulaire d'ondes planes» [46, 47, 62, 74, 75].

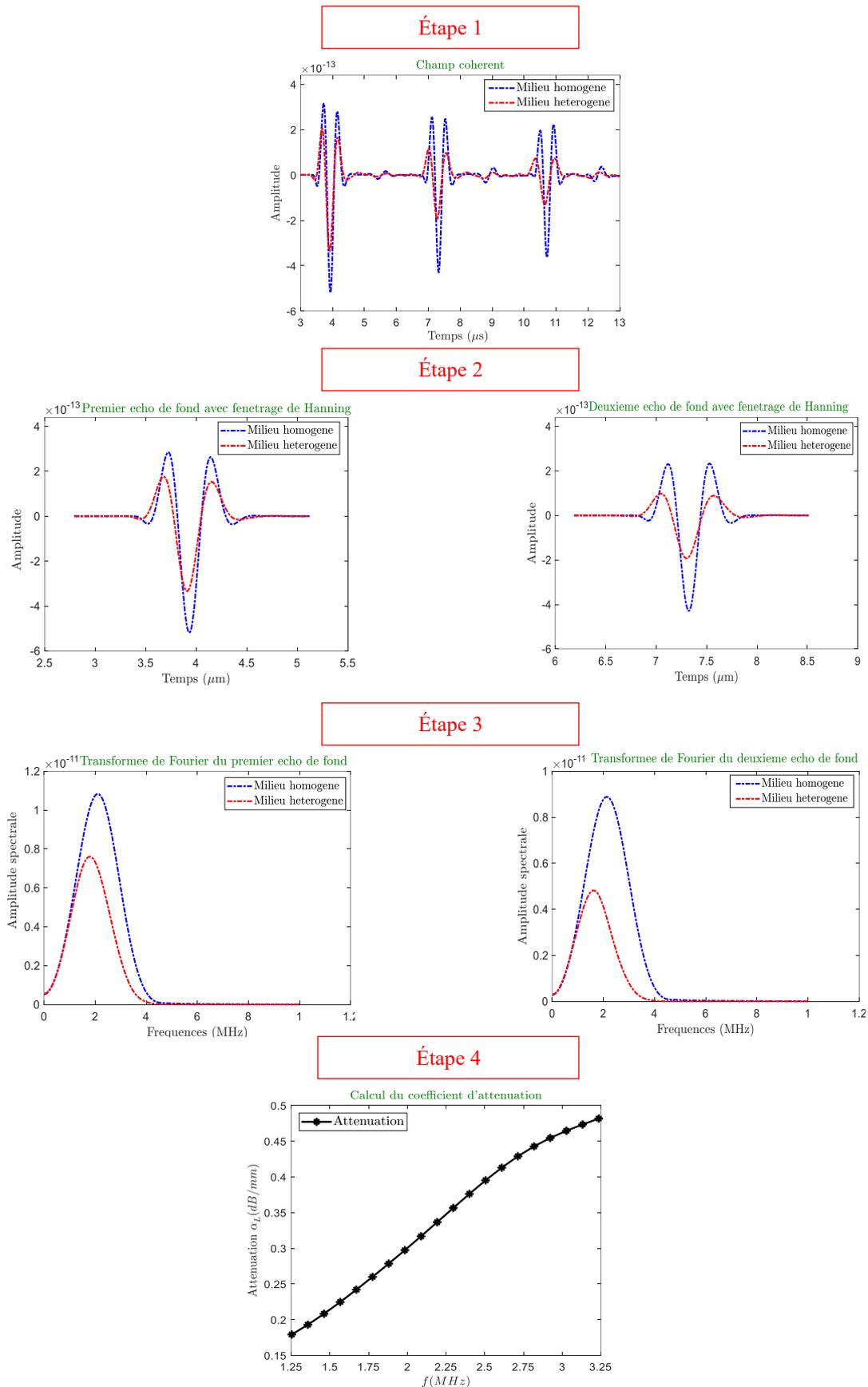


Figure II-20 : Description de différentes étapes de calcul du coefficient d'atténuation par diffusion des ondes longitudinales basé sur la méthode EFM pour une simulation en 3D réalisée par un capteur de 2,25 MHz pour le matériau isotrope Inconel600 avec une taille moyenne de grains de 775  $\mu m$ .

### II.2.3. Méthode de décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes

La méthode de décomposition du faisceau ultrasonore en spectre angulaire d'ondes planes a été développée par Seldis [74, 75] pour évaluer expérimentalement l'atténuation par diffusion dans les soudures en acier inoxydable austénitique. Pour faciliter l'appellation de cette méthode, nous l'avons désigné par : méthode «DFSA». Cette dernière a été appliquée dans des nombreuses études qui portent sur l'atténuation par diffusion dans les matériaux polycristallins isotropes et anisotropes [46, 47, 62, 74, 75]. Parmi ces études, nous citons les travaux de M-A Ploix [46, 47] et les travaux de Bodian [62]. Les auteurs ont réussi à mettre en œuvre la méthode DFSA sur des mesures en utilisant un dispositif expérimental spécifique. Ce dispositif de mesures a été aussi utilisé dans notre étude. Il sera présenté dans le paragraphe II.3.2.

#### II.2.3.1. Principe

Le calcul de l'atténuation par la technique DFSA repose sur la comparaison entre l'énergie transmise à travers l'échantillon mesurée expérimentalement et l'énergie transmise théorique calculée à partir du faisceau incident et des caractéristiques d'élasticité du matériau. Dans ce contexte, l'idée de notre étude est d'appliquer la méthode DFSA sur les mesures expérimentales effectuées sur des échantillons d'Inconel600 et d'Inox316L, et sur les données numériques obtenues par les simulations en trois dimensions réalisées par le code aux éléments finis ATHENA® [36, 44, 71-73]. Dans cet objectif, des scripts MATLAB® ont été développés afin d'automatiser la méthode DFSA, schématisée par la Figure II-21.

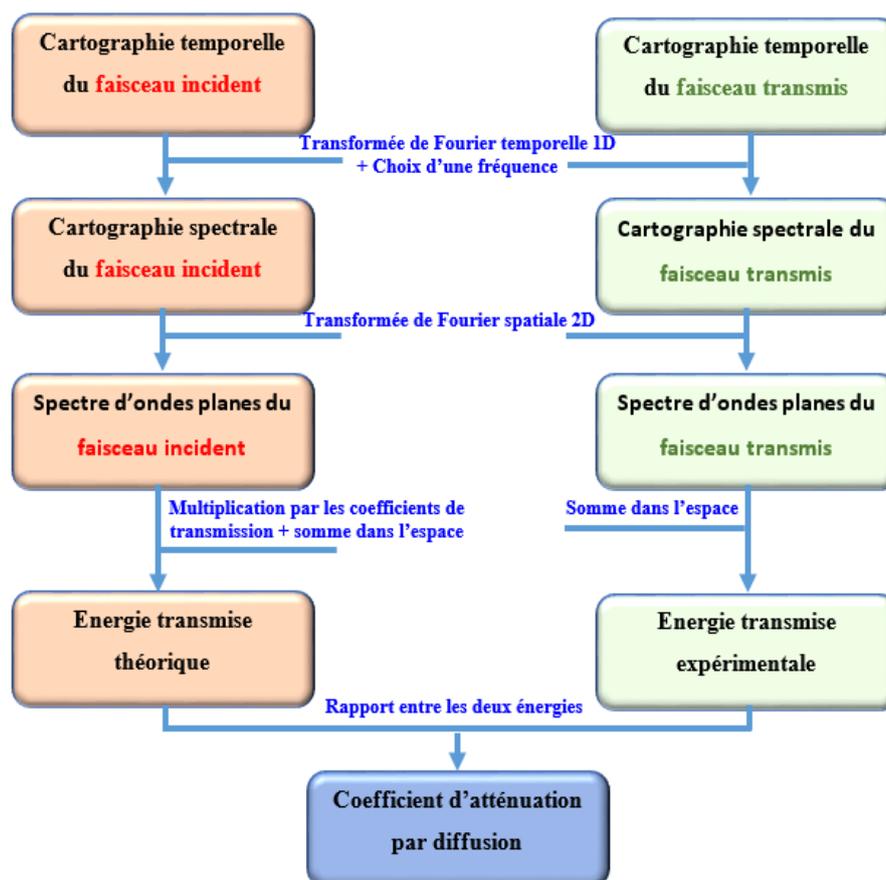


Figure II-21 : Schéma descriptif du principe de calcul d'atténuation par la méthode DFSA.

La Figure II-21 illustre les différentes étapes permettant d'obtenir la valeur du coefficient d'atténuation intrinsèque à une fréquence donnée, à partir des mesures expérimentales ou des données numériques. D'abord, les cartographies temporelles des faisceaux incident et transmis sont mesurées

point par point respectivement à la face avant (c'est-à-dire en l'absence de l'échantillon) et arrière de l'échantillon inspecté. L'application de la transformée de Fourier temporelle 1D aux cartographies des signaux temporels de chaque faisceau nous permet de passer dans le domaine fréquentiel et définir des cartographies spectrales. À cette étape, une fréquence de travail est sélectionnée dans la cartographie spectrale permettant d'obtenir la cartographie d'un faisceau monochromatique. Puis, la décomposition de chaque faisceau monochromatique en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques est obtenue en effectuant une transformée de Fourier spatiale 2D. Cela nous permet d'appliquer les coefficients de transmission théoriques aux spectres angulaires du faisceau incident pour obtenir ensuite l'énergie théorique transmise en faisant la somme dans l'espace des spectres obtenus. Il est donc important de noter que les développements analytiques de ces coefficients ne peuvent être fait que dans l'hypothèse d'ondes planes, d'où la nécessité de la décomposition en spectre d'ondes planes. Par ailleurs, le spectre angulaire transmis théorique ne tient pas compte du phénomène d'atténuation. En revanche, le coefficient d'atténuation par diffusion est obtenu par le calcul du rapport entre l'énergie expérimentale calculée à partir de la somme dans l'espace des spectres angulaires du faisceau transmis et l'énergie théorique transmise. Cette méthode permet de prendre en compte des coefficients d'interface dans le cas de matériaux anisotropes et donc les éventuelles déviations du faisceau et les conversions de mode à la traversée des échantillons. Ceci constitue une amélioration par rapport aux méthodes présentées précédemment. Nous allons décrire en détails les différentes étapes de la méthode DFSA dans les paragraphes suivants.

### II.2.3.2. Cartographies temporelles

En pratique, la première étape consiste à mesurer point par point le champ ultrasonore au niveau de la face avant puis de la face arrière de l'échantillon placé dans l'eau en champ lointain de l'émetteur, à une distance  $H^{eau}$  dans le but d'assurer l'homogénéité du faisceau incident comme montre la Figure II-22. Les mesures sont effectuées en incidence normale. Le récepteur permet d'acquérir des cartographies temporelles du faisceau incident (en absence de l'échantillon) et du faisceau transmis (en présence de l'échantillon). La cartographie temporelle présentée correspond à la valeur de l'amplitude crête-a-crête du premier écho enregistré en chaque point de la surface rectangulaire balayée par le traducteur récepteur. Cette image est définie dans le domaine spatial ( $x$ ,  $y$ ).

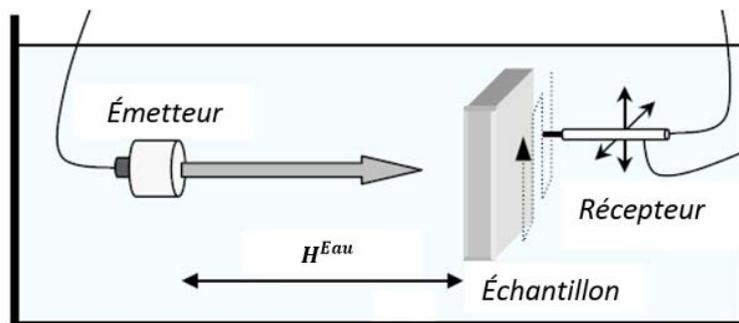


Figure II-22 : Principe de la mesure des cartographies des signaux temporelles point par point en immersion dans l'eau en champ lointain et en incidence normale [46].

Un exemple de cartographies temporelles des faisceaux incident et transmis mesurées expérimentalement pour un échantillon en Inox316L caractérisée par une orientation commune de grains de  $0^\circ$ , est donné en Figure II-23 et Figure II-24.

La Figure II-23.a décrit le champ ultrasonore mesuré au niveau de la face avant de l'échantillon, c'est-à-dire le champ qui arrivera à l'interface eau/échantillon. Le faisceau incident est homogène et centré au milieu de la cartographie, comme prévu par la théorie puisque l'émetteur est au-delà de la distance de champ lointain. La Figure II-23.b représente l'amplitude d'un signal mesuré en un point situé au milieu de la cartographie.

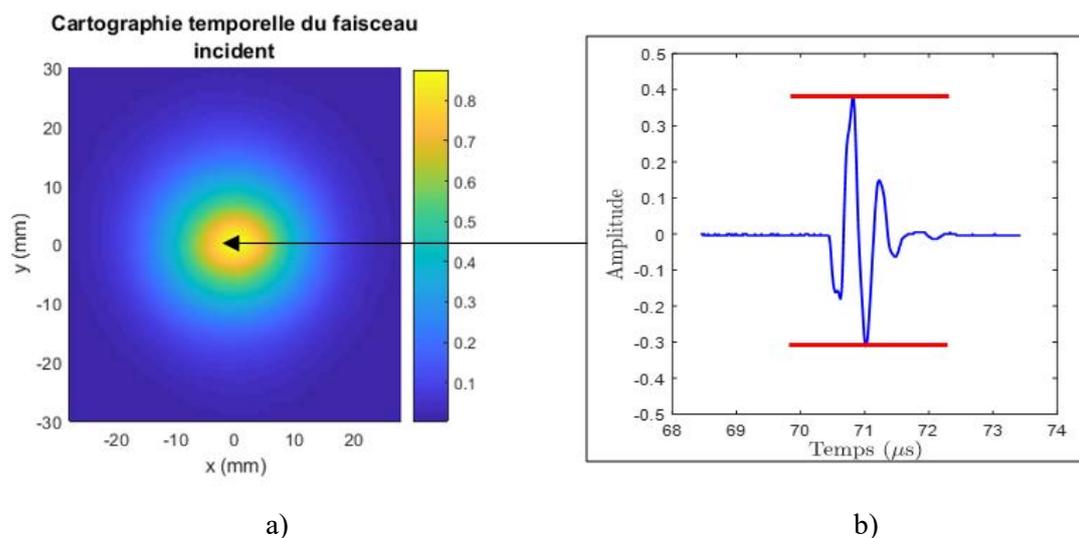


Figure II-23 : Mesure du faisceau incident. a) Représentation sous forme de cartographie temporelle (image C-scan). b) Exemple d'un signal en un point de la cartographie.

La Figure II-24 présente le faisceau transmis mesuré au niveau de la face arrière de l'échantillon. Cette figure montre que dans ce cas, le champ ultrasonore reste homogène après la transmission à travers l'échantillon mais son amplitude diminue dû à l'interaction entre les ondes et la microstructure hétérogène du matériau, et aux coefficients de transmission.

En comparant l'amplitude générale observée sur les cartographies présentées sur la Figure II-23 et la Figure II-24, nous constatons que celle du faisceau transmis est environ dix fois plus faible que celle du faisceau de référence.

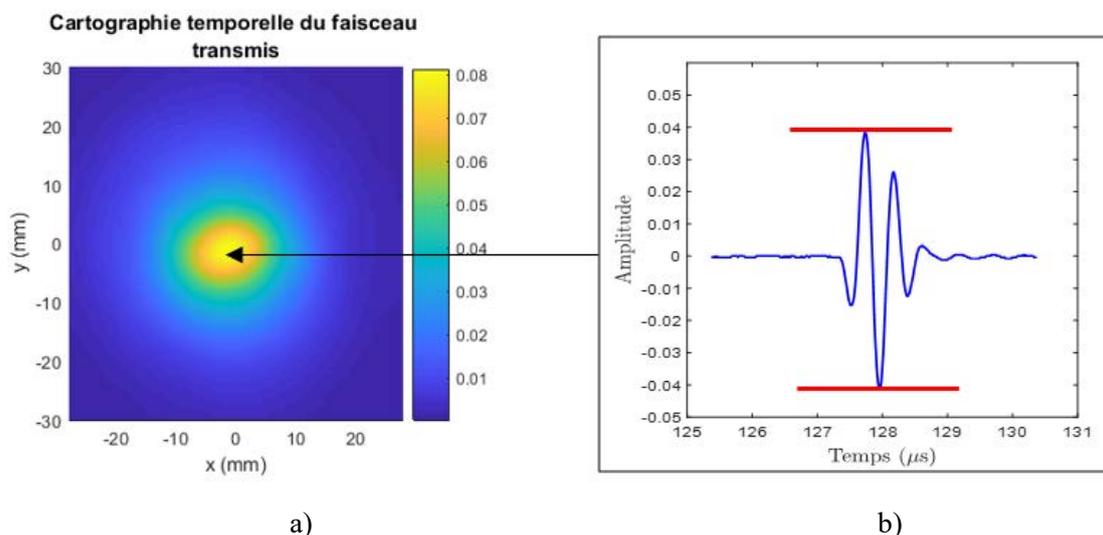


Figure II-24 : Mesure du faisceau transmis. a) Représentation sous forme de cartographie temporelle (image C-scan). b) Exemple d'un signal en un point de la cartographie.

Dans le cas général, les cartographies temporelles nous permettent d'observer la structure du faisceau ultrasonore ainsi que les effets de la divergence sur le faisceau émis et sa déviation lors de la traversée de l'échantillon.

### II.2.3.3. Cartographies spectrales

Après avoir cartographié le faisceau incident dans l'eau  $S^{Inc}(t, x, y)$  et le faisceau transmis à travers l'échantillon  $S^{Tra}(t, x, y)$ , une cartographie spectrale est obtenue en calculant la transformée de Fourier temporelle de chacun des signaux ayant permis de cartographier chaque faisceau (équations

(II.12) et (II.13)). Ensuite, une fréquence de travail est sélectionnée, ce qui permet d'obtenir une cartographie de faisceau monochromatique. Cette fréquence peut être la fréquence centrale du capteur.

$$S^{Inc}(f, x, y) = TF1D(S^{Inc}(t, x, y)) \quad (II.12)$$

$$S^{Tra}(f, x, y) = TF1D(S^{Tra}(t, x, y)) \quad (II.13)$$

Nous présentons sur la Figure II-25 un exemple des cartographies spectrales des faisceaux incident et transmis à une fréquence centrale du capteur de 2,25 MHz. La cartographie spectrale est définie dans le domaine spatial  $(x, y)$ . Nous pouvons noter que la cartographie spectrale spatiale, à la fréquence centrale du capteur, montre une allure extrêmement similaire à la cartographie crête à crête du faisceau temporel. Cette observation est également vraie si nous explorons l'ensemble des cartographies spectrales pour toutes les fréquences accessibles. Ceci montre que toutes les fréquences du faisceau arrivent de manière homogène sur la face avant de l'échantillon inspecté. En outre, la Figure II-25 montre que les deux faisceaux présentent une répartition spatiale quasi-symétrique, comme pour les cartographies temporelles présentées sur la Figure II-23 et la Figure II-24. Par ailleurs, nous observons une légère déformation du faisceau transmis.

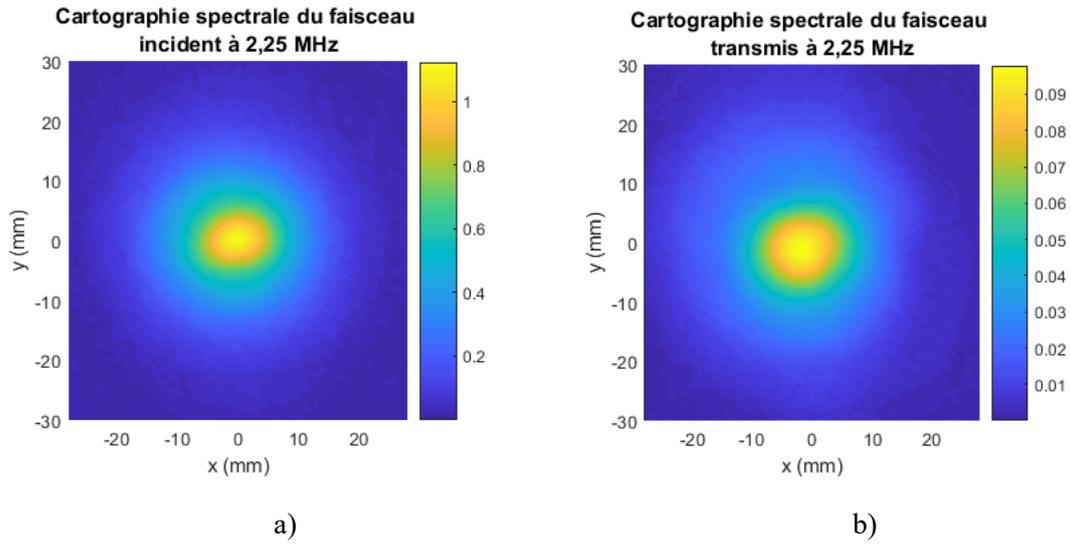


Figure II-25 : Cartographie spectrale en amplitude à une fréquence de 2.25 MHz du : a) faisceau incident et b) faisceau transmis.

#### II.2.3.4. Spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques

La troisième étape consiste à calculer le spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques en appliquant une transformée de Fourier spatiale 2D aux cartographies spatiales monochromatiques du faisceaux incident  $S^{Inc}(f, x, y)$  et transmis  $S^{Tra}(f, x, y)$ .

Les spectres d'ondes planes monochromatiques  $U^{Inc}(f, k_x, k_y)$  et  $U_{Exp}^{Tra}(f, k_x, k_y)$  sont définis dans le domaine des fréquences spatiales, en  $(k_x, k_y)$  et pour la fréquence  $f$  :

$$U^{Inc}(f, k_x, k_y) = TF2D(S^{Inc}(f, x, y)) \quad (II.14)$$

$$U_{Exp}^{Tra}(f, k_x, k_y) = TF2D(S^{Tra}(f, x, y)) \quad (II.15)$$

Où  $U^{Inc}(f, k_x, k_y)$  et  $U_{Exp}^{Tra}(f, k_x, k_y)$  désignent les spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques incident et transmis expérimental. Le termes  $k_x$  et  $k_y$  sont les fréquences spatiales qui correspondent aux composantes du vecteur d'ondes dans le plan perpendiculaire à la normale à l'échantillon.

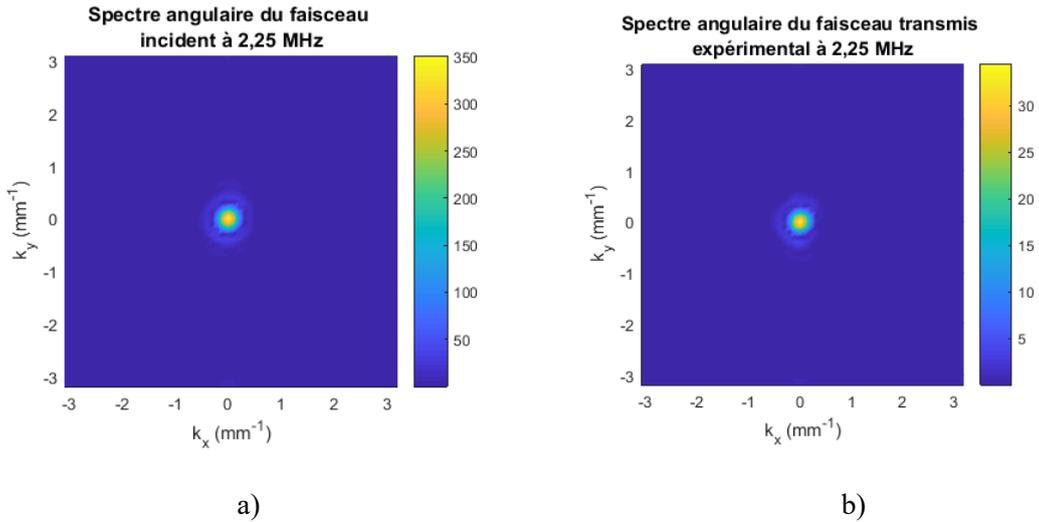


Figure II-26 : Décomposition en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques à une fréquence de 2.25 MHz des faisceaux : a) incident et b) transmis.

La Figure II-26.a et la Figure II-26.b exposent les spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques des faisceaux incident et transmis tracés en amplitude. En optique, ces figures sont l'analogue des figures de diffraction en champ lointain. Cela permet de prendre en compte la réalité des faisceaux ultrasonores et de tenir compte de leurs différentes composantes. Chaque point d'un spectre angulaire définit la contribution d'une onde plane arrivant avec l'incidence correspondante. Par exemple, le point  $(k_x = 0, k_y = 0)$  représente la contribution de l'onde plane monochromatique arrivant en incidence normale. En se référant à la Figure II-26.a et la Figure II-26.b, nous observons une répartition homogène de spectres angulaires des deux faisceaux dans le domaine de fréquences spatiales  $(k_x, k_y)$ . Les amplitudes maximales des spectres se focalisent dans les parties centrales des cartographies. Par ailleurs, en s'éloignant de centres des cartographies spectrales, nous constatons la présence des irrégularités qui peuvent être dues aux fortes intensités des lobes secondaires présentes dans les spectres.

Un nouveau spectre angulaire d'ondes planes du faisceau transmis théorique  $U_{Theo}^{Tra}(f, k_x, k_y)$  est obtenu en multipliant le spectre angulaire d'ondes planes du faisceau incident par le coefficient de transmission total  $T^{global}(f, k_x, k_y)$  (voir Figure II-27) :

$$U_{Theo}^{Tra}(f, k_x, k_y) = T^{global}(f, k_x, k_y) \cdot U^{Inc}(f, k_x, k_y) \quad (II.16)$$

où  $T^{global}$  désigne le coefficient de transmission global. Ce coefficient est présenté dans la section II.2.3.6.

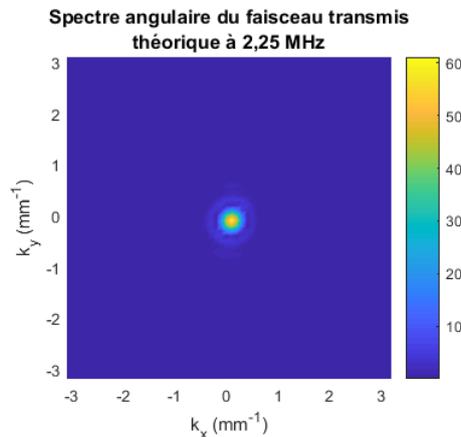


Figure II-27 : Spectre angulaire d'ondes planes du faisceau transmis théorique à une fréquence de 2.25 MHz.

### II.2.3.5. Calcul du coefficient d'atténuation

L'application du coefficient de transmission global au faisceau incident permet de modéliser sa propagation à travers l'échantillon inspecté. Cela permet de prendre en compte l'ouverture du faisceau et les conversions de mode, mais pas l'atténuation intrinsèque du matériau contrôlé. En théorie, la seule contribution significative supplémentaire existant entre les spectres angulaires d'ondes planes transmis théorique et expérimental est l'atténuation par diffusion du faisceau incident due aux interactions entre les ondes ultrasonores et la microstructure du matériau inspecté. Le coefficient d'atténuation par diffusion est obtenu en calculant le rapport des énergies à l'aide de la relation suivante :

$$\alpha^{Diff}(f) = \frac{10}{e} \log \left[ \frac{E_{Theo}^{Tra}(f)}{E_{Exp}^{Tra}(f)} \right] \quad (II.17)$$

L'expression (II.17) nous permet d'aboutir à l'atténuation globale dans l'échantillon qui est représentative de la diffusion des ondes ultrasonore par la microstructure polycristalline, où  $e$  est l'épaisseur de l'échantillon inspecté,  $E_{Theo}^{Tra}(f)$  et  $E_{Exp}^{Tra}(f)$  sont les énergies théoriques et expérimentales calculées en faisant la somme du module au carré de toutes les composantes des spectres angulaires d'ondes planes (une double intégration des spectres angulaires) (équations (II.18) et (II.19)) :

$$E_{Theo}^{Tra}(f) = \iint |U_{Theo}^{Tra}(f, k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y \quad (II.18)$$

$$E_{Exp}^{Tra}(f) = \iint |U_{Exp}^{Tra}(f, k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y \quad (II.19)$$

### II.2.3.6. Coefficients de transmission

Après avoir décomposé le faisceau incident en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques, l'application des coefficients de transmission permet de modéliser sa propagation et de prendre en compte précisément le faisceau ainsi que l'anisotropie du matériau. Le calcul théorique des coefficients de transmission est basé sur les conditions de continuité des contraintes et des déplacements à la première interface (eau/solide) et à la deuxième interface (solide/eau) [76, 77] (voir Figure II-28). Le démarche du calcul a été abordée en détails dans la thèse de M-A Ploix [46, 47].

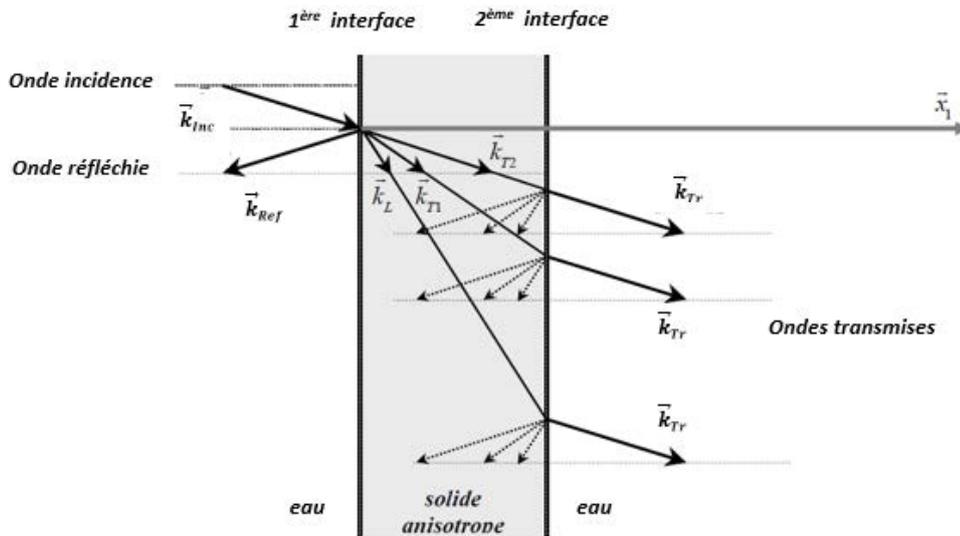


Figure II-28 : Conversions de mode dans un plan non principal.

Pour calculer les coefficients de transmission, l'auteur établit [46, 47] à chaque interface quatre équations qui permettent de déterminer à chaque fois les quatre inconnues suivantes :

- Un coefficient de réflexion et trois coefficients de transmission à la première interface (eau/solide). En effet, une seule est réfléchiée car seules les ondes longitudinales se propagent dans l'eau. En revanche, trois modes peuvent se propager dans le solide anisotrope.
- Un coefficient de transmission et trois coefficients de réflexion à la deuxième interface (solide/eau) pour chaque mode incident, pour les mêmes raisons que précédemment.

Comme nous avons noté précédemment, le calcul de l'atténuation est basé sur l'application du coefficient de transmission global d'une onde plane longitudinale incidente traversant le matériau inspecté. Ce coefficient caractérise la transmission totale pour un seul trajet de l'onde longitudinale incidente. Il prend donc en compte la transmission de l'onde incidente à travers la première et la deuxième interface. Cela signifie que nous ne considérons pas la transmission des ondes ayant subi une réflexion sur la seconde interface (voir Figure II-28). Par ailleurs, le coefficient de transmission total de l'onde longitudinale émise tient compte aussi la transmission des ondes transversales obtenues par la conversion de mode dans le matériau.

Dans notre application, le coefficient de transmission global d'une onde longitudinale en incidence normale traversant un matériau anisotrope est donc la somme des coefficients de transmission à travers les deux interfaces, de l'onde longitudinale  $L$ , de l'onde quasi-transversale horizontale  $TH$  et de l'onde quasi-transversale verticale  $TV$ . Le calcul théorique de ce coefficient ne prend en considération que le tenseur d'élasticité du matériau inspecté et les trois angles d'Euler caractéristiques des orientations de grains dans la microstructure polycristalline.

La Figure II-29 et la Figure II-30 présentent le module du coefficient de transmission total des deux échantillons des matériaux étudiés dans le domaine des fréquences spatiales  $(k_x, k_y)$ . La Figure II-29 présente le coefficient de transmission total obtenu pour un échantillon isotrope de l'Inconel600 calculé à partir des constantes d'élasticité illustrées dans le Tableau I-2. Cette figure montre une isotropie parfaite du coefficient de transmission qui se présente sous forme d'anneaux concentriques et reflète l'isotropie des propriétés élastiques du matériau.

Sur la Figure II-30, nous exposons le coefficient de transmission total d'un échantillon anisotrope de l'Inox316L à symétrie isotrope transverse avec un axe de fibre parallèle au faisceau incident. Ce coefficient est calculé à partir des constantes d'élasticité présentées dans le Tableau I-3. Cette figure montre deux symétries du coefficient de transmission par rapport aux plans 0 et 90.

Du point de vue théorique, le coefficient transmission dépend indirectement des vitesses des ondes transmises à travers le milieu inspecté. C'est pourquoi, les formes des coefficients de transmission observées sur la Figure II-29 et la Figure II-30 reflètent les formes des surfaces des lenteurs exposées sur la Figure I-2 qui présentent les vitesses des modes de propagation dans les matériaux isotropes et anisotropes.

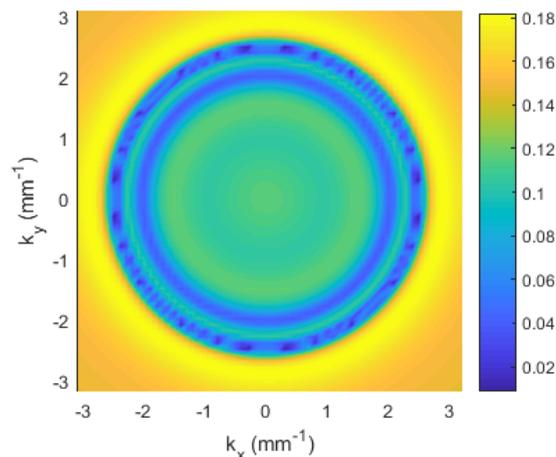


Figure II-29 : Module du coefficient de transmission total à une fréquence de 2,25 MHz pour un matériau isotrope (Inconel600).

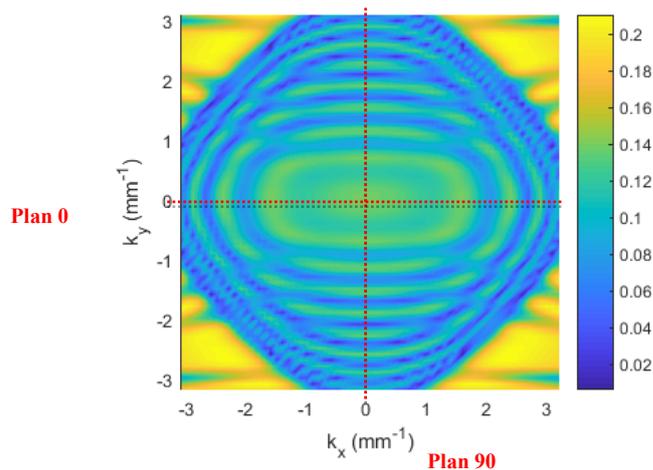


Figure II-30 : Module du coefficient de transmission total à une fréquence de 2,25 MHz pour le matériau isotrope transverse (Inox316L).

Du point de vue théorique, le coefficient transmission dépend indirectement des vitesses des ondes transmises à travers le milieu inspecté. C'est pourquoi, les formes des coefficients de transmission observées sur la Figure II-29 et la Figure II-30 reflètent les formes des surfaces des lenteurs exposées sur la Figure I-2 qui présentent les vitesses des modes de propagation dans les matériaux isotropes et anisotropes.

### II.3. Dispositifs expérimentaux

Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés dans cette étude pour obtenir des mesures d'atténuation ultrasonore des ondes longitudinales dans les matériaux étudiés. Ces dispositifs permettent de mettre en œuvre les méthodes EFM et DFSA en se basant sur des mesures réalisées en immersion dans l'eau en mode échographique (émission-réflexion) et en mode de transmission simple.

#### II.3.1. Dispositif de mesure en mode échographique

Le premier dispositif expérimental utilisé dans notre étude est un système robotisé (BACUS) du laboratoire de CND d'EDF R&D. Ce système est exposé sur la Figure II-31.



Figure II-31 : Vue d'ensemble de dispositif expérimental de mesure ultrasonore en mode émission-réflexion (BACUS) du laboratoire CND d'EDF R&D.

Ce dispositif permet de réaliser des mesures ultrasonores en émission-réflexion avec un capteur placé en champ lointain et en incidence normale. Il consiste à balayer la surface de l'échantillon avec un capteur monté sur un bras robotisé. Ce capteur joue à la fois le rôle d'un émetteur et d'un récepteur qui enregistre le signal reçu contenant l'écho d'entrée et les échos de fond successifs de l'échantillon inspecté. Le balayage mécanique du traducteur est piloté par un système motorisé qui lui donne la possibilité de déplacer dans les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

Le bras robotisé permet également de régler finement l'orientation du capteur par trois rotations suivant les trois angles  $\varphi$ ,  $\theta$  et  $\beta$  (voir Figure II-32). Ces rotations permettent de régler le parallélisme entre la pastille du traducteur et la surface de la pièce contrôlée. L'application de la méthode EFM présentée dans la section II.2.2 sur ce type de mesures effectuées avec ce dispositif permet de déterminer des valeurs expérimentales du coefficient d'atténuation par diffusion des ondes longitudinales dans les matériaux étudiés.

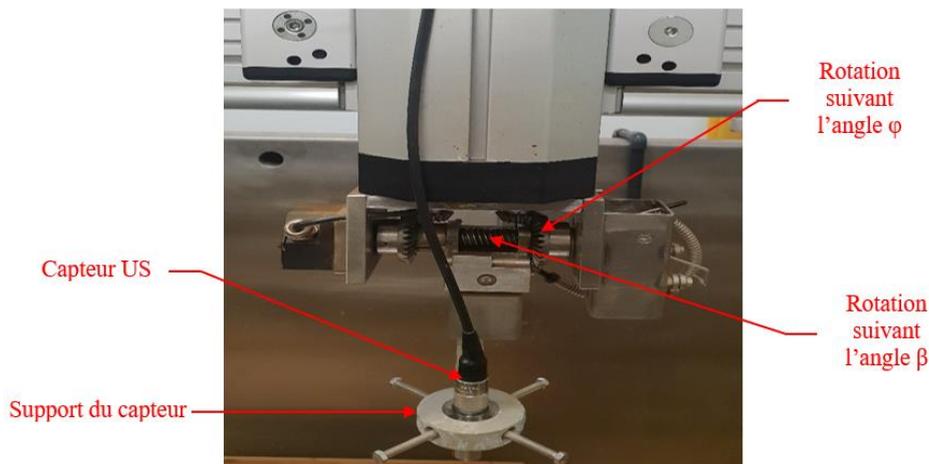


Figure II-32 : Système permettant de supporter et d'orienter le capteur ultrasonore.

### II.3.2. Dispositif de mesure en mode transmission simple

Le second dispositif utilisé est un dispositif spécifique, conçu au Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA) de l'INSA de Lyon, visant à mesurer des vitesses de propagation ainsi que l'atténuation ultrasonore en incidence oblique sur des éprouvettes parallélépipédiques. Cependant, dans les présents travaux, les mesures d'atténuation ont été limitées aux ondes dans un plan d'incidence fixe et en incidence normale. Les mesures réalisées par ce dispositif sont effectuées en transmission simple sur un échantillon fixé sur un porte échantillon et placé entre deux capteurs ultrasonores disposés en vis-à-vis. Le premier capteur est fixe et placé en incidence normale. Il joue le rôle d'émetteur (E). Le second est mobile et joue le rôle de récepteur (R). L'échantillon est placé en champ lointain de l'émetteur à une distance donnée pour assurer l'homogénéité du faisceau émis.

Trois mouvements de translation sont autorisés pour le récepteur suivant les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Ces translations sont effectuées par des moteurs pas à pas pilotés par un microcontrôleur. Les deux axes de translation  $x$  et  $y$  du récepteur permettent son déplacement dans un plan parallèle à la face de l'échantillon (voir Figure II-33). Ceci permet d'effectuer des cartographies de type C-scan point par point en transmission du champ ultrasonore dans le plan  $(x, y)$ . Lors du balayage en  $x$  et  $y$  du récepteur un ensemble de signaux temporels est enregistré, constituant un jeu de données en 3D (2 d'espace et le temps). Les cartographies temporelles des faisceaux, décrites dans le paragraphe II.2.3.2, sont alors obtenues en codant en couleur l'amplitude crête à crête de chaque signal et en la reportant sur le pixel correspondant à la position  $x$ ,  $y$  à laquelle il a été acquis. Elles sont utilisées ensuite dans le calcul de l'atténuation par la méthode DFSA.

Avant d'effectuer la mesure ultrasonore en champ lointain et en incidence normale, un déplacement suivant l'axe  $z$  peut être utilisé pour régler la distance du récepteur par rapport à l'émetteur et l'échantillon. Deux rotations sont également autorisées pour régler la position de

l'échantillon : une rotation suivant un angle  $\varphi$  effectuée autour de l'axe horizontal perpendiculaire à la face de l'échantillon ( $z$ ), et l'autre suivant un angle  $\theta$  effectuée autour de l'axe vertical ( $y$ ), et permettant de régler l'angle d'incidence du faisceau.

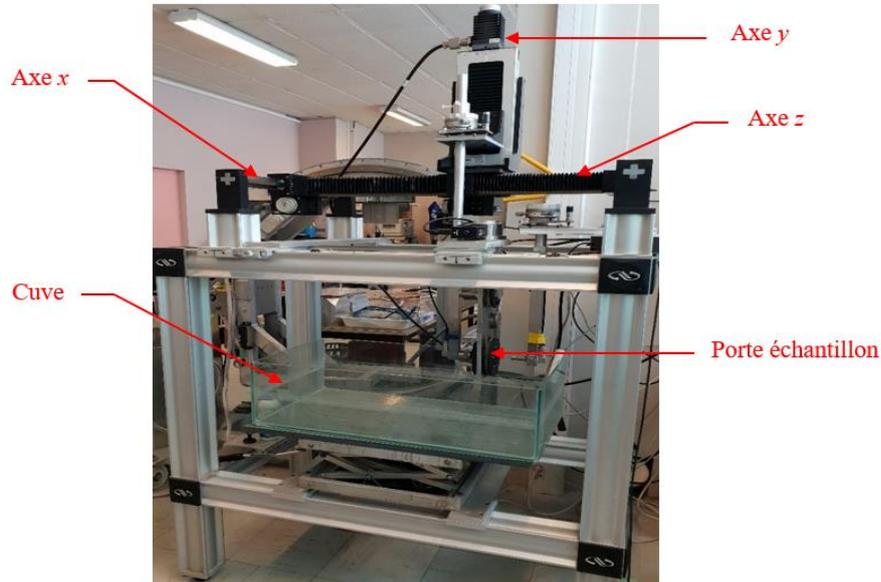


Figure II-33 : Vue d'ensemble de dispositif expérimental de mesure ultrasonore en mode de transmission simple du laboratoire LVA de l'INSA de Lyon.

Ce montage a été conçu initialement afin de mesurer les vitesses ultrasonores en fonction de la direction d'incidence dans les matériaux anisotropes et ainsi permettre de déterminer par résolution d'un problème inverse les constantes d'élasticité du matériau [48, 62, 78]. Dans notre cas, nous travaillons en incidence normale. Le dispositif expérimental est également doté d'un système de réglage fin de l'émetteur permettant de régler la coaxialité du faisceau émis par rapport au récepteur (voir Figure II-34).

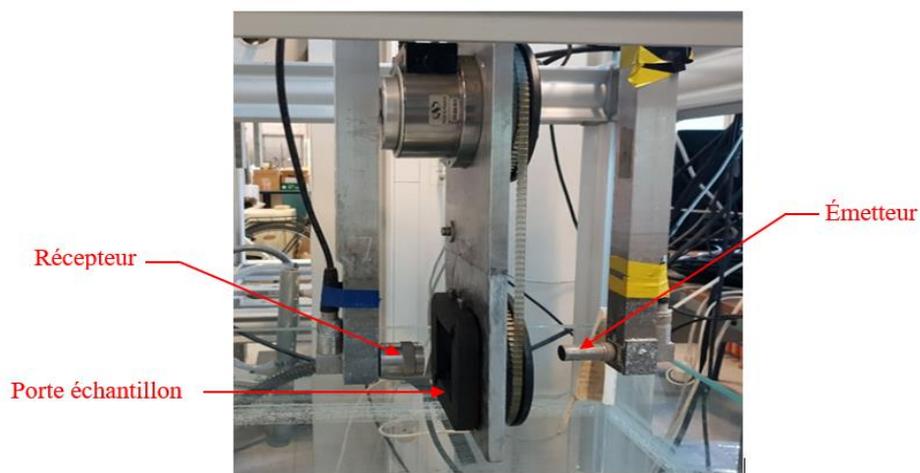


Figure II-34 : Système mécanique contenant le porte échantillon, l'émetteur et le récepteur.

## Conclusion du chapitre II

Dans ce second chapitre, des analyses en diffraction des RX et EBSD ont été décrites et obtenues pour des échantillons des matériaux étudiés (l'alliage à base nickel Inconel600 et la soudure en acier inoxydable austénitique Inox316L) dans le but d'identifier leurs propriétés morphologiques, géométriques et cristallographiques. Les échantillons étudiés sont représentatifs des matériaux polycristallins qui font la base des composants métalliques des circuits primaire et secondaire des centrales à réacteurs à eau pressurisé. Les analyses métallurgiques ont permis de caractériser les propriétés de la microstructure isotrope équiaxe de l'Inconel600 ainsi que les caractéristiques de la microstructure anisotrope à grains allongés avec une symétrie isotrope transverse de l'Inox316L. Les réelles propriétés microstructurales obtenues seront utilisées comme données d'entrée dans les codes de simulation.

Dans un second temps, nous avons rappelé les méthodes existantes dans la littérature qui permettent de calculer l'atténuation ultrasonore globale due aux effets de la divergence et de la diffusion du faisceau ultrasonore. Ensuite, nous avons présenté deux méthodes qui consistent à prendre en compte seulement l'atténuation intrinsèque du matériau, générée par la diffusion des ondes ultrasonores. La première est la méthode EFM qui est basée sur le principe de la décroissance progressive des échos de fond successifs. La seconde est la méthode DFSA qui est fondée sur la décomposition du faisceau ultrasonore en spectre angulaires d'ondes planes monochromatiques. Cette technique permet de considérer l'aspect 2D du faisceau, et ainsi de mieux comprendre et de visualiser la propagation des ondes ultrasonores à travers les microstructures des matériaux étudiés. Elle permet également de prendre en compte l'ouverture du faisceau par l'application des coefficients de transmission adaptés.

Deux dispositifs expérimentaux sont ensuite présentés dans la troisième partie du chapitre. Ces dispositifs sont dédiés à la mesure de l'atténuation par diffusion des ondes longitudinales en se basant sur les deux méthodes EFM et DFSA. Les résultats expérimentaux obtenus avec ces dispositifs vont être présentés et discutés dans le quatrième chapitre de ce manuscrit.

Plus globalement, il reste à aborder la sensibilité des codes de simulation aux paramètres microstructuraux fournis pour les matériaux étudiés, que ce soit la forme, la distribution de grains, les orientations et les textures cristallographiques. Ceci nécessite la comparaison entre les caractérisations expérimentales et les données de la modélisation des microstructures qui sera l'objet du chapitre suivant.

# CHAPITRE III : Simulation numérique de la propagation des ondes ultrasonores

## Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter les outils numériques permettant de simuler la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux polycristallins et de valider leur capacité à reproduire les phénomènes physiques complexes tels que la diffusion des ondes, la divergence du faisceau, le bruit de structure et l'atténuation. Le recours à des outils de simulation peut s'avérer très utile pour améliorer la compréhension de ces phénomènes complexes en particulier l'atténuation ultrasonore, et optimiser les performances des techniques numériques et expérimentales de contrôle ultrasonore. Dans cette optique, une stratégie de simulation nommée «simulation à l'échelle des grains (en anglais Grain-Scale Modelling)» [36, 44, 79] est mise en œuvre pour simuler la propagation des ondes longitudinales dans les matériaux étudiés : l'alliage à base nickel Inconel600 et les soudures austénitiques en Inox316L. Cette approche numérique est basée sur la prise en compte de la microstructure polycristalline dans la simulation par éléments finis réalisée avec le code d'éléments finis ATHENA® [36, 44, 71-73]. De nouvelles possibilités de simulations en 2D et 3D sont donc mises en place dans cette étude en couplant ATHENA® avec des modèles numériques 2D et 3D des microstructures isotropes et anisotropes.

Le présent chapitre est divisé en trois parties. D'abord, nous présentons en détails la structure du logiciel ATHENA® en rappelant ses principales équations mathématiques et ses hypothèses de base. Ensuite, nous décrivons les méthodes et les moyens numériques permettant de générer une représentation réaliste complète des microstructures polycristallines. Dans ce cadre, les microstructures artificielles isotropes équiaxes et anisotropes texturées sont générées en utilisant en 2D les diagrammes de Poisson-Voronoi [80-87] et le logiciel Open Source DREAM.3D® [36, 88-90] en 3D. Les paramètres nécessaires à la mise en données des modèles synthétiques sont exposés ainsi que les méthodes nécessaires à l'analyse des résultats numériques en termes des propriétés morphologiques, cristallographiques et élastiques. La dernière section du chapitre compare les résultats de la modélisation à l'échelle des grains des microstructures polycristallines à ceux des analyses expérimentales exposées dans le chapitre II.

### III.1. Codes aux éléments finis ATHENA.2D<sup>®</sup>/ATHENA.3D<sup>®</sup>

Le code ATHENA<sup>®</sup> est un code aux éléments finis qui a été développé par EDF R&D en collaboration avec l'Institut Nationale de Recherche en Informatique et en Automatique (INRIA) pour simuler la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux anisotropes et hétérogènes. Ce code existe en une version bidimensionnelle ATHENA.2D<sup>®</sup> [44, 71, 72] et tridimensionnelle ATHENA.3D<sup>®</sup> [36, 73].

#### III.1.1. Modèle mathématique

Le modèle mathématique du code ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] est basé sur la résolution des équations de l'élastodynamique exprimées en termes de contraintes  $\sigma$  et de vitesses  $\vec{V}$  par la méthode des éléments finis (EF). Les équations de l'élastodynamique (III.1) et (III.2) sont résolues dans un domaine  $\Omega$  dont la frontière  $\partial\Omega$  est soumise à la condition limite de frontière libre (équation (III.3)). Un défaut  $\zeta$  peut être inclus à l'intérieur du domaine  $\Omega$  tant que la condition aux limites de frontière libre (équation (III.4)) est utilisée.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = C \varepsilon(\vec{V}) \quad \text{sur } \Omega \quad (\text{III.1})$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \text{div}(\sigma) = 0 \quad \text{sur } \Omega \quad (\text{III.2})$$

$$\sigma \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (\text{III.3})$$

$$\sigma \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{sur } \zeta \quad (\text{III.4})$$

où  $\rho$  est la densité,  $\sigma$  est le tenseur des contraintes,  $C$  est la partie réelle du tenseur d'élasticité,  $\vec{V} = (V_x, V_y, V_z)$  est la vitesse des déplacements dans le solide et  $\varepsilon(\vec{V})$  est le tenseur des vitesses de déformation, défini par :  $\varepsilon(\vec{V}) = 1/2 (\nabla V + \nabla^T V)$ .

ATHENA<sup>®</sup> utilise la méthode des couches absorbantes adaptatives, appelées «PML» (Perfectly Matched Layer, pour définir les conditions aux limites aux bords du domaine de calcul [91]. Les PML permettent de simuler un milieu infini en éliminant les réflexions sur les bords. Il est possible aussi de définir des frontières libres qui prennent en compte les réflexions sur les bords. Pour le calcul en mode tridimensionnel, le code ATHENA.3D<sup>®</sup> [36, 73] résout les systèmes d'équations (III.1) et (III.2) qui peuvent s'écrire sous forme matricielle (équations (III.5) et (III.6)) dans le repère de coordonnées  $(x, y, z)$  :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{14} & C_{24} & C_{34} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{15} & C_{25} & C_{35} & C_{45} & C_{55} & C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{36} & C_{46} & C_{56} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial V_x}{\partial x} \\ \frac{\partial V_y}{\partial y} \\ \frac{\partial V_z}{\partial z} \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \end{bmatrix} \quad (\text{III.5})$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Pour réduire le problème élastodynamique de dimensions trois (3D) à un problème en dimensions deux (2D), ATHENA.2D<sup>®</sup> prend en considération l'hypothèse de l'invariance du matériau par translation suivant l'axe perpendiculaire au plan de contrôle  $z$ . Cela permet d'annuler toutes les composantes suivant  $z$ , ce qui simplifie les systèmes d'équations ((III.5) et (III.6)) de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{14} & C_{24} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{15} & C_{25} & C_{45} & C_{55} & C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{46} & C_{56} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial V_x}{\partial x} \\ \frac{\partial V_y}{\partial y} \\ \frac{1}{2} \frac{\partial V_z}{\partial y} \\ \frac{1}{2} \frac{\partial V_z}{\partial x} \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \end{bmatrix} \quad (\text{III.7})$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

Les systèmes d'équations ((III.7) et (III.8)) représentent les équations classiques de l'élastodynamique en problème 2D, résolues par le code ATHENA.2D<sup>®</sup> [44, 71, 72]. Ce dernier fait intervenir moins d'inconnues que le problème 3D et reste encore beaucoup moins coûteux en terme de temps de calcul. Par ailleurs, la simulation numérique par le code ATHENA.3D<sup>®</sup> [36, 73] permet de généraliser le problème et d'augmenter la pertinence du calcul.

### III.1.2. Schéma numérique

La résolution numérique des modèles mathématiques 2D et 3D présentés dans la section précédente par la méthode des EF nécessite la discrétisation en espace et en temps les équations de l'élastodynamique (III.1) et (III.2) en utilisant une formulation variationnelle à l'ordre 1 en temps. Cette nouvelle formulation permet d'obtenir un schéma matriciel numérique quasi-explicite de la forme suivante :

$$M^\sigma \frac{\sigma^{n+\frac{1}{2}} - \sigma^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + M^D V^n = 0 \quad (\text{III.9})$$

$$M^V \frac{V^{n+1} - V^n}{\Delta t} - (M^D)^T \sigma^{n+\frac{1}{2}} = 0 \quad (\text{III.10})$$

avec  $\Delta t$  le pas de discrétisation en temps, l'indice  $n$  représente le temps en unités de  $\Delta t$ ,  $M^\sigma$  et  $M^V$  sont respectivement la matrice de masse des contraintes et la matrice de masse des vitesses, la matrice  $M^D$  est un opérateur de divergence discret,  $\sigma^{n+1/2}$  est la discrétisation en espace de  $\sigma$  au temps  $(n +$

$1/2)\Delta t$  et  $V^n$  est la discrétisation en espace de  $\vec{V}$  au temps  $n\Delta t$ . Les grandeurs  $\sigma^{n+1/2}$  et  $V^{n+1}$  sont obtenues à partir des valeurs des grandeurs  $\sigma^{n-1/2}$  et  $V^n$  en multipliant les équations (III.9) et (III.10) respectivement par les matrices diagonales  $(M^\sigma)^{-1}$  et  $(M^V)^{-1}$ .

Les relations permettant de calculer les matrices exprimées dans les équations (III.9) et (III.10) sont décrites dans l'Annexe G.1.

Pour faciliter la résolution numérique des équations par la méthode des EF et réduire le temps de calcul, ATHENA<sup>®</sup> discrétise la zone de calcul  $\Omega$  avec un maillage régulier basé sur des éléments finis  $Q_1 - Q_0$  définis dans [92]. Ce maillage est sous forme des carrés dans le cas du calcul 2D et des cubes dans le cas du calcul 3D où  $\Delta l$  spécifie la taille des éléments de maillage. Le système matriciel (III.9) et (III.10) est résolu donc numériquement sous la condition de stabilité et de convergence du calcul suivante :

$$\frac{\Delta t}{\Delta l} \leq \frac{1}{V_L} \quad (\text{III.11})$$

où  $V_L$  désigne la vitesse maximale des ondes longitudinales se propageant dans le matériau.

En outre, des études antérieures basées sur le code ATHENA<sup>®</sup> ont montré que la convergence et la stabilité du calcul EF sont assurées lorsque la taille de mailles  $\Delta l$  respecte la condition (III.11) ainsi que les conditions (III.32) et (III.33) exprimées en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la taille de grains  $\bar{d}$  (voir section III.3). Ces conditions de stabilité et de convergence du calcul sont issues des démonstrations rigoureuses [92-94].

Les relations (III.9) et (III.10) permettent à ne modéliser que partiellement la propagation des ondes ultrasonores dans le matériau inspecté. Elles ne prennent alors pas en compte le phénomène d'atténuation. Afin de modéliser mathématiquement ce phénomène, les développeurs du code ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] ont donc introduit dans les équations d'évolution des contraintes (III.1) et (III.2) un terme d'amortissement anisotrope  $A$  qui entraîne une perte de l'énergie acoustique :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + A\sigma = C\varepsilon(\vec{V}) \quad \text{sur } \Omega \quad (\text{III.12})$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \text{div}(\sigma) = 0 \quad \text{sur } \Omega \quad (\text{III.13})$$

où  $A$  est un tenseur caractéristique de l'atténuation ultrasonore qui doit être introduit dans le code comme une donnée d'entrée.

Lorsque  $A$  est nul, nous retrouvons les équations de l'élastodynamique sans atténuation ((III.1) et (III.2)). Il est également important de noter que dans les expressions ci-dessus, le tenseur  $C$  n'est plus le tenseur d'élasticité exprimé dans la relation (III.1). En revanche, les tenseurs  $A$  et  $C$  peuvent être déterminés par calage à partir des données expérimentales de vitesse et d'atténuation pour les ondes longitudinales et transversales [4, 46, 71] ou calculés théoriquement en se basant sur les parties réelle et imaginaire du tenseur d'élasticité complexe [94] (voir Annexe G.2).

Dans le modèle avec atténuation, la discrétisation en temps et en espace fait alors apparaître une nouvelle matrice  $M^A$  appelée «matrice d'atténuation», et construite à partir du tenseur  $CA^{-1}$ . Cette matrice permet modéliser les effets de l'atténuation dans les matériaux polycristallins. En présence de ce phénomène, le système matriciel ((III.12) et (III.13)) s'écrit alors :

$$\frac{\left(M^\sigma + \frac{\Delta t}{2} M^A\right) \sigma^{n+\frac{1}{2}} - \left(M^\sigma - \frac{\Delta t}{2} M^A\right) \sigma^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + M^D V^n = 0 \quad (\text{III.14})$$

$$M^V \frac{V^{n+1} - V^n}{\Delta t} - (M^D)^T \sigma^{n+\frac{1}{2}} = 0 \quad (\text{III.15})$$

L'équation (III.14) peut s'écrire comme suit :

$$\frac{M^{\sigma^+} \sigma^{n+\frac{1}{2}} - M^{\sigma^-} \sigma^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + M^D V^n = 0 \quad (\text{III.16})$$

où  $M^{\sigma^+} = M^\sigma + \frac{\Delta t}{2} M^A$  et  $M^{\sigma^-} = M^\sigma - \frac{\Delta t}{2} M^A$  sont des matrices diagonales.

Dans le cas où un défaut est présent dans la configuration de la simulation, l'interaction des ondes ultrasonores avec ce défaut est définie en introduisant un nouveau terme  $\tau^T \Lambda^n$  dans l'équation (III.16):

$$\frac{M^{\sigma^+} \sigma^{n+\frac{1}{2}} - M^{\sigma^-} \sigma^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + M^D V^n - \tau^T \Lambda^n = 0 \quad (\text{III.17})$$

$$\tau (M^\sigma)^{-1} \tau^T \Lambda^n = \tau (M^\sigma)^{-1} (M^D)^T V^n \quad (\text{III.18})$$

où  $\tau$  est appelé «opérateur de trace» qui définit le maillage de défaut  $\zeta$  situé dans le maillage du domaine de calcul  $\Omega$ . La quantité  $\Lambda$  est appelé «multiplicateur de Lagrange» qui désigne le saut de vitesse à la traversée du défaut ( $\Lambda = V^+ - V^-$ ) (équation G.6). Ce dernier permet aussi d'assurer la condition aux limites (III.4) ainsi que de définir un maillage propre au défaut (voir Figure III.1).

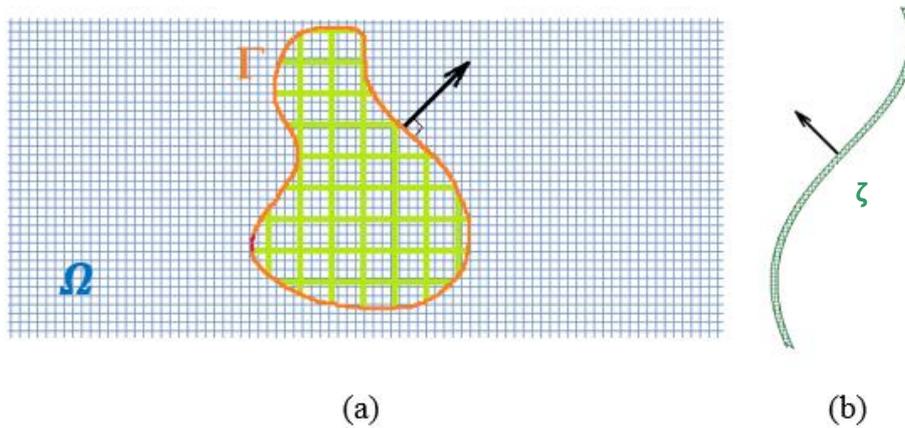


Figure III-1 : Discretisation spatiale de défaut présent dans une configuration de simulation en 2D : a) Exemple de défaut  $\Gamma$  avec deux maillages différents et b) un défaut de forme quelconque.

### III.1.3. Interface graphique Milena et calculateur cluster

Il existe deux façons différentes de piloter la simulation numérique dans le code ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73]. Dans tous les cas, une configuration de calcul numérique est définie par un ensemble de fichiers texte contenant l'ensemble des informations nécessaires à ATHENA<sup>®</sup> (géométrie, capteur, couplage fluide, maillage, signal d'excitation, discrétisation temporelle, plans d'observation, ect ...) pour effectuer un calcul des EF. Ces fichiers peuvent éventuellement être créés manuellement par l'utilisateur. Toutefois, ils peuvent aussi être générés automatiquement par l'interface graphique «MILENA» (Interface Homme Machine) [4, 73]. Lorsque les configurations nécessitent des ressources modestes, il est possible d'exécuter la résolution par le code en 2D ou 3D sur une machine locale (PC de bureau, par exemple). L'exécution des calculs numériques EF par ATHENA<sup>®</sup> peut se faire soit directement à partir de l'interface MILENA (voir Figure III-2) soit à partir de l'invite de commande de l'ordinateur. Ce type de calculs peut être réalisable dans les cas des petites configurations. Cependant, dans les cas des grandes configurations avec des maillages plus fins et plusieurs positions des capteurs, les calculs EF nécessitent l'utilisation d'un cluster de calcul. L'utilisation actuelle consiste donc à préparer la configuration de simulation grâce à l'interface MILENA [4, 73] pour générer les fichiers numériques nécessaires au code ATHENA<sup>®</sup> sans toutefois lancer le calcul puis de transférer ces fichiers sur un calculateur nommé «EOLE» afin d'y lancer les calculs par des scripts. Ce solveur comporte 42 000 cœurs de calcul, et une puissance de 3 PFlop (PetaFlop, un PFlop correspond à une puissance maximale de calcul de 1015 opérations par seconde [95]).

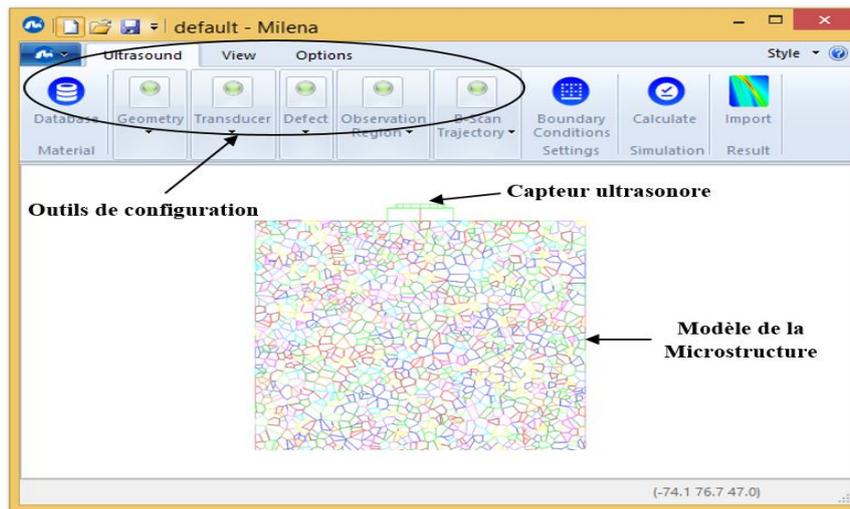


Figure III-2 : Interface graphique MILENA.

### III.1.4. Simulation avec prise en compte de la microstructure à l'échelle des grains

La simulation numérique par le code ATHENA<sup>®</sup> a pour objectif de reproduire la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux hétérogènes et anisotropes en tenant compte des phénomènes physiques complexes liés à la diffusion. L'atténuation peut être simulée en se basant sur deux approches numériques différentes. La première approche est implémentée seulement dans le code ATHENA.2D<sup>®</sup>. Elle consiste à décrire la pièce à contrôler en utilisant un ou plusieurs domaines homogènes où la perte d'énergie (quelle que soit son origine physique) est modélisée par le terme d'amortissement anisotrope  $A$ , défini dans la formulation en vitesse-contraintes de l'élastodynamique (III.12). Il est important de souligner que le modèle basé sur cette approche n'est pas physique puisqu'il ne modélise en aucun cas les phénomènes de diffusion de l'onde par les grains et ne reproduit que l'atténuation apparente du front d'onde. Autrement dit, le signal reçu par les capteurs, après la traversée d'un tel milieu par l'onde, est atténué par rapport à la traversée d'un milieu non atténuant mais n'est, en revanche, pas bruité. En outre, les données d'entrée du tenseur d'atténuation  $A$  doivent être connues à toutes les fréquences de contrôle nécessaires. Par ailleurs, l'atténuation intrinsèque à la structure granulaire du matériau inspecté peut être prise en compte par une seconde approche numérique appelée «simulation à l'échelle des grains GSM (en anglais Grain-Scale Modelling)» [36, 44, 79]. Dans cette approche, l'atténuation n'est pas prise en compte par l'équation numérique (III.12) mais elle est directement produite par la diffusion des ondes par les joints de grains de la microstructure modélisée. Cette technique permet donc de simuler à la fois l'atténuation et le bruit de structure. L'approche GSM est mise en place dans la thèse en 2D en 3D en couplant le code ATHENA<sup>®</sup> avec un modèle de la microstructure inspectée. Ceci nécessite en revanche, un raffinement de maillage pour assurer la stabilité et la convergence du calcul EF. Ce qui rend le temps de calcul numérique beaucoup plus important par rapport à celui de la simulation par la première méthode.

### III.1.5. Configuration de simulation

La version actuelle de code ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] ne permet de simuler que le contrôle ultrasonore en mode échographique. Actuellement, la simulation en mode de transmission simple n'est pas possible. Ce logiciel permet d'effectuer une simulation avec un capteur en émission-réception ou de deux capteurs séparés, l'un étant en émission l'autre en réception, les deux capteurs devant être identiques dans cette version. La modélisation du capteur ultrasonore dans ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] est décrite dans l'Annexe (G.3).

Dans cette étude, les simulations à l'échelle des grains ont été réalisées en immersion dans l'eau en utilisant un traducteur émetteur – récepteur de diamètre  $d^{cap} = 12,7 \text{ mm}$ , placé en incidence normale pour ne générer que des ondes longitudinales et en limite de champ lointain afin de

s'affranchir des inhomogénéités du faisceau ultrasonore (section II.2.1). Pour réduire le temps de calcul EF, les simulations sont effectuées sur des configurations de dimensions de  $30 \times 10 \text{ mm}^2$  pour la simulation 2D et de  $30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$  pour la simulation 3D. Les conditions aux limites aux bords de la zone de calcul, des couches absorbantes adaptatives PML sont ajoutées pour éliminer les réflexions sur les bords (voir Figure III-3). Une fois que les simulations sont réalisées, la méthode EFM et la méthode DFSA sont appliquées sur les signaux numériques obtenus afin de calculer le coefficient d'atténuation par diffusion des ondes longitudinales.

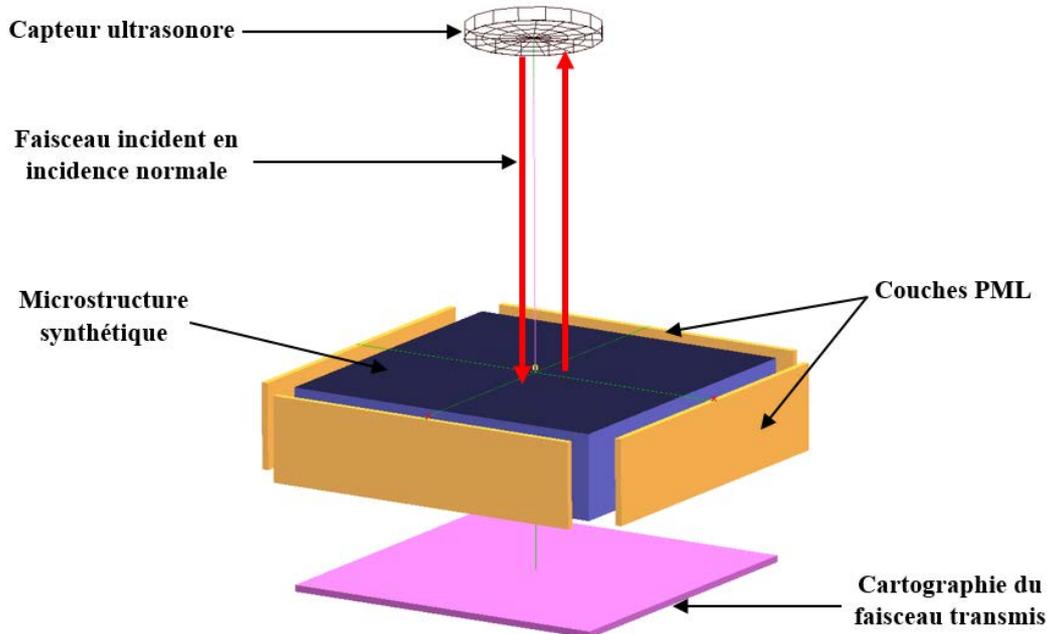


Figure III-3 : Principe de la simulation numérique de la propagation des ondes ultrasonores en immersion dans l'eau avec le code ATHENA®.

L'intérêt de l'approche GSM présentée dans ce chapitre est d'améliorer la compréhension de phénomène d'atténuation par diffusion dans les deux types des matériaux polycristallins étudiés : les alliages à base nickel à gros grains (Inconel600) et les soudures austénitiques (Inox316L). Dans cette optique, l'objectif est d'envisager des campagnes d'études conséquentes de simulations GSM en 2D et 3D pour les deux matériaux visant à identifier les différents paramètres influents sur l'atténuation ultrasonore. Ces études numériques seront présentées et comparées avec des autres théoriques et expérimentales dans le chapitre IV.

### III.2. Modélisation des microstructures polycristallines

De nombreux outils et méthodes numériques existent dans la littérature pour générer numériquement des microstructures synthétiques 2D et 3D représentatives des polycristaux, tels que les modèles de Voronoï [80-87], la méthode CAFE [96, 97], le code NEPER® [98] ou encore le code DREAM.3D® [36, 88-90], pour n'en citer que quelques-uns. Dans ce contexte, plusieurs études [4, 39, 44, 45, 79, 99, 100] ont été menées sur la modélisation 2D des microstructures isotropes et anisotropes. Ces études ont montré la capacité de la modélisation 2D à fournir une représentation simplifiée des microstructures polycristallines. En revanche, la limitation de la modélisation en 2D a été ensuite surmontée par l'adoption des modèles 3D des microstructures polycristallines grâce à l'émergence des moyens informatiques puissants et des nouveaux outils de modélisation plus rapides [36, 84, 101-104]. Dans cette optique, nous avons mis au point une procédure permettant de modéliser à l'échelle des grains les microstructures des matériaux étudiés : microstructures isotropes avec des grains équiaxes (avec et sans prise en compte des macles) et microstructures anisotropes texturées avec des grains colonnaires.

Du point de vue ultrasonore, la modélisation à l'échelle des grains consiste à fournir une description réaliste de la microstructure s'appuyant sur trois éléments :

- 1) La morphologie, c'est-à-dire la subdivision géométrique de l'espace définissant les grains.
- 2) Les propriétés élastiques locales, c'est-à-dire le tenseur d'élasticité du monocristal.
- 3) Les propriétés cristallographiques d'ensemble, c'est-à-dire la distribution des orientations cristallographiques des grains.

### III.2.1. Modélisation 2D

L'objectif de ce paragraphe est d'exposer la procédure qui permet de fournir des modèles 2D des microstructures équiaxes et texturées. Cette procédure repose sur les calculs des diagrammes de Voronoï 2D [4, 44, 80-82]. Ces diagrammes sont largement utilisés pour générer des modèles numériques 2D représentatifs des microstructures polycristallines des matériaux en micromécanique. L'implémentation des diagrammes de Voronoï 2D a été effectuée avec le logiciel MATLAB®.

#### III.2.1.1. Diagrammes de Voronoï 2D

Les diagrammes de Voronoï sont des objets mathématiques qui peuvent être utilisés pour représenter la microstructure et donc la morphologie de grains. Les structures géométriques basées sur ces diagrammes sont fréquemment utilisés dans des domaines variés comme la chimie, la climatologie, la géophysique, la biologie, ou encore la géographie [83, 85-87, 105].

D'un point de vu mathématique, une tessellation de Voronoï 2D est définie comme des décompositions mathématiques particulières d'un espace métrique 2D, déterminées par les distances à un ensemble discret de points, appelés «centres», «graines», ou encore «germes». Une cellule de Voronoï est associée à un germe et est constituée de l'ensemble des points qui sont plus proches de ce germe que de tous les autres germes. Considérant un ensemble fini  $S$  de  $n$  germes d'un espace euclidien  $E$ , la «cellule de Voronoï» associée à un élément  $p$  de  $S$ , est définie par :

$$V_S(p) = \{x \in E / \forall q \in S, d(x,p) \leq d(x,q)\} \quad (\text{III.19})$$

Cette subdivision fournit un ensemble de polygones convexes qui remplit tout l'espace 2D. Les polygones sont formés par l'intersection de demi-espaces. Les frontières entre deux cellules Voronoï sont définies par la médiatrice qui sépare les deux centres équidistants correspondants (voir Figure III-4).

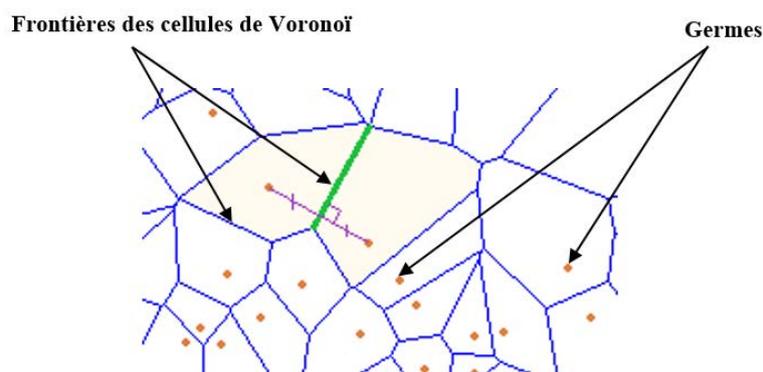


Figure III-4 : Les calculs des diagrammes de Voronoï 2D.

#### III.2.1.2. Modèle 2D de la microstructure équiaxe

Comme nous avons mentionné dans la section III.2 plusieurs éléments sont nécessaires pour obtenir un modèle 2D de la microstructure isotrope avec des grains équiaxes. La procédure repose sur la représentation géométrique et morphologique des grains équiaxes par les cellules de Voronoï 2D ainsi que la définition de leurs propriétés cristallographiques et élastiques.

### a) Description géométrique et morphologique

Les diagrammes de type «Poisson Voronoï» [80-87], adaptés à la création de structure morphologiquement isotrope, ont été utilisés dans le cadre de cette thèse. Une tessellation de Poisson-Voronoi 2D est fondée sur un tirage aléatoire de la position des germes dans l'espace 2D (tirage dit «de Poisson»). L'algorithme de Poisson décompose ensuite l'espace d'origine en un ensemble des cellules sous forme des polygones convexes. En pratique, l'algorithme permettant de créer les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82] nécessite en paramètre d'entrée une grandeur  $d^G$  homogène à une distance qui définit la densité effective de germes  $\rho^G$  (en germes par unités de surface) utilisées pour construire le diagramme, avec :

$$\rho_i^G = \frac{1}{(d_i^G)^2}, i \in [1; N] \quad (\text{III.20})$$

où  $i$  est l'indice de différentes cellules de Voronoï générées dans la tessellation 2D.

La Figure III-5 présente un modèle 2D de microstructure équiaxe obtenu par un tirage de Poisson-Voronoi 2D avec une grandeur  $d^G$  de 1000  $\mu\text{m}$ .

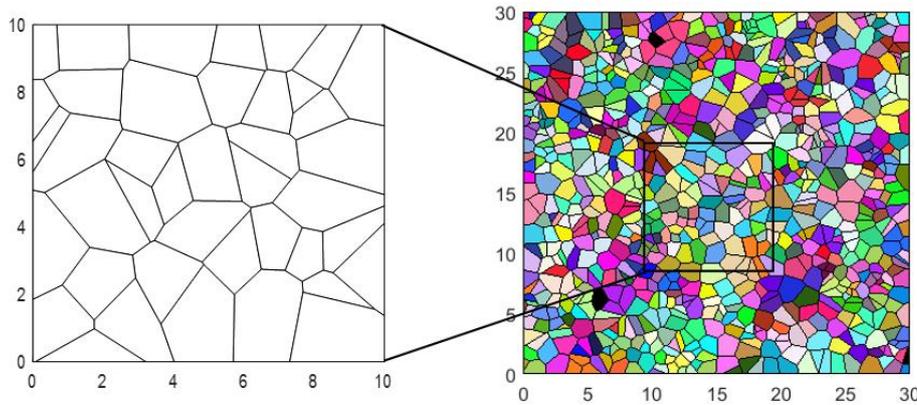


Figure III-5 : Génération du modèle 2D de la microstructure isotrope avec des grains équiaxes basé sur le calcul des diagrammes de Poisson Voronoï 2D. Les dimensions de la microstructure créée sont  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  et la taille moyenne  $d^G$  de 843 grains est de l'ordre de 1000  $\mu\text{m}$ .

### b) Taille moyenne de grains équiaxes

La grandeur  $d^G$  définissant la densité de graines génératrices peut être considérée comme une équivalence de la taille moyenne ou du diamètre moyen de grains. Néanmoins, la relation entre ces deux paramètres n'est pas directe, il existe un écart entre la taille moyenne voulue de grains (souhaitée)  $\overline{d^{Vou}}$  et la taille moyenne obtenue de grains (réelle)  $\overline{d^{Obt}}$ . Pour cette raison, une comparaison entre la taille moyenne de grains  $\overline{d^{Vou}}$  et celle-ci obtenue  $\overline{d^{Obt}}$  est présentée dans ce paragraphe. Nous notons que le diamètre moyen obtenu de grains peut être calculé approximativement en se basant sur les surfaces  $A_i^{Vor}$  des cellules de Voronoï générées dans la tessellation 2D :

$$\overline{d^{Obt}} \approx \langle \sqrt{A_i^{Vor}} \rangle \quad (\text{III.21})$$

où  $i = [1; N]$  est l'indice de différentes des cellules de Voronoï générées dans la tessellation 2D.

Pour évaluer le comportement de la distribution de grains obtenue, nous choisissons de standardiser les distributions étudiées, c'est-à-dire normaliser la variable aléatoire  $d^{Obt}$ . Le but de cette standardisation est de créer une nouvelle variable  $d^{Stand}$  appelée «variable standard» ou encore «variable centrée réduite» dont nous connaissons mieux sa distribution. En statistique, cette transformation consiste à ramener la distribution ciblée à une distribution standardisée caractérisée par une moyenne nulle et un écart-type unitaire. Cela consiste simplement en un changement d'origine, qui place la moyenne de la distribution au point 0 de l'axe des abscisses.

Le diamètre de grains standard est défini par l'expression suivante :

$$d^{Stand} = \frac{d^{Obt} - \overline{d^{Obt}}}{\sqrt{var(d^{Obt})}} \quad (III.22)$$

où  $d^{Obt}$  désigne les valeurs de diamètres réels de grains qui sont obtenues du tirage de Poisson-Voronoi,  $\overline{d^{Obt}}$  est la valeur moyenne de diamètres obtenus de grains et  $var(d^{Obt})$  désigne la variance des valeurs des diamètres réels.

Le calcul du rapport de standardisation  $R_d^{Stand} = \overline{d^{Obt}} / \sqrt{var(d^{Obt})}$  (sans dimension) pour différentes valeurs des tailles des grains nous permet d'examiner la sensibilité des distributions des grains obtenues par les tirages de Poisson-Voronoi 2D à ces tailles des grains ciblées. Les propriétés de la distribution aléatoire de grains obtenues des tirages de Poisson-Voronoi 2D [80-87] calculés pour différentes valeurs des tailles moyennes  $\overline{d^{Vou}}$  : 300  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$ , 800  $\mu\text{m}$  et 1000  $\mu\text{m}$  sont comparées sur la Figure III-6. Ces tirages sont effectués pour un domaine 2D de surface  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ , ce qui permet d'obtenir des données statistiquement représentatives. La comparaison des tailles souhaitées et obtenues est détaillée dans le Tableau III-1. Sur la Figure III-7.a, nous traçons les distributions réelles ajustées par estimation par noyau<sup>(1)</sup> [106]. Les distributions standardisées de diamètres réels sont aussi exposées sur la Figure III-7.b.

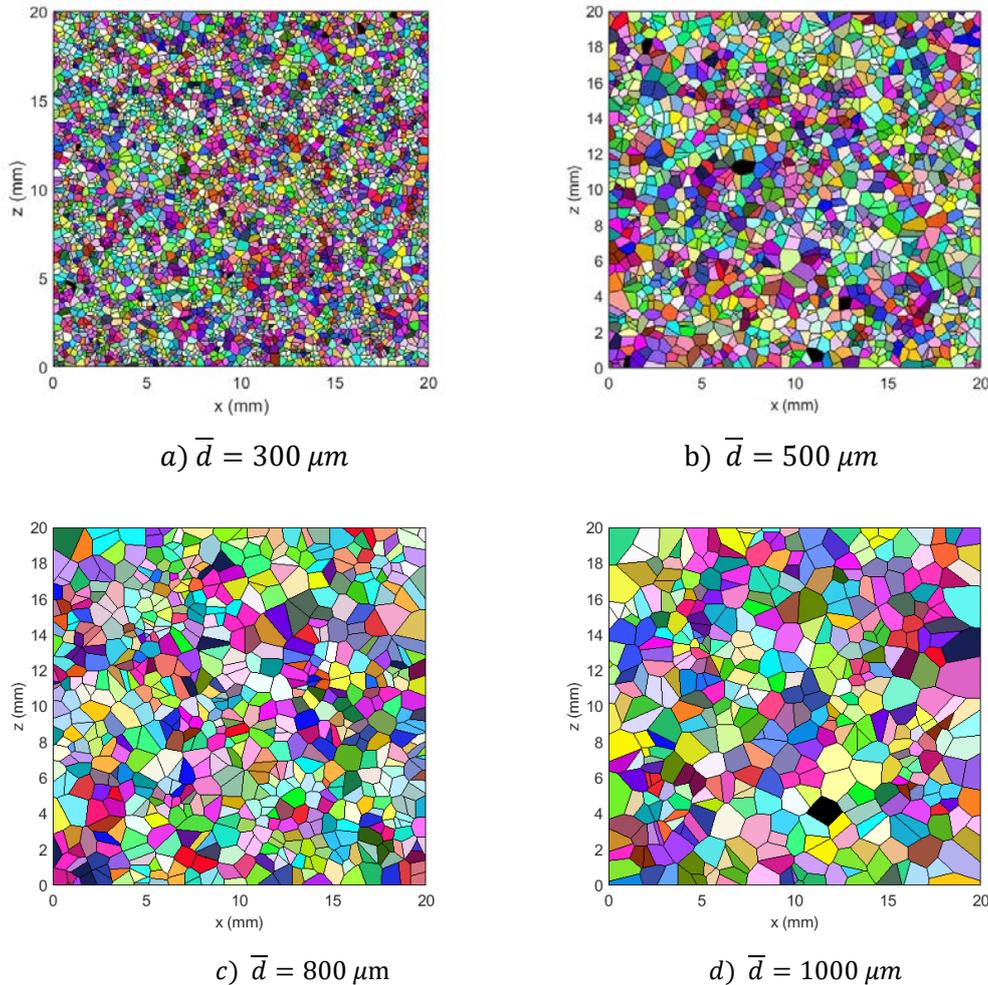


Figure III-6 : Modèles 2D des microstructures équiaxes de dimensions  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  pour différentes tailles moyennes de grains : a)  $\overline{d} = 300 \mu\text{m}$ , b)  $\overline{d} = 500 \mu\text{m}$ , c)  $\overline{d} = 800 \mu\text{m}$  et d)  $\overline{d} = 1000 \mu\text{m}$ .

<sup>(1)</sup> En statistique, l'estimation par noyau ou méthode de Parzen-Rosenblatt [106] fournit une représentation non paramétrique de la fonction de densité de probabilité d'une variable aléatoire.

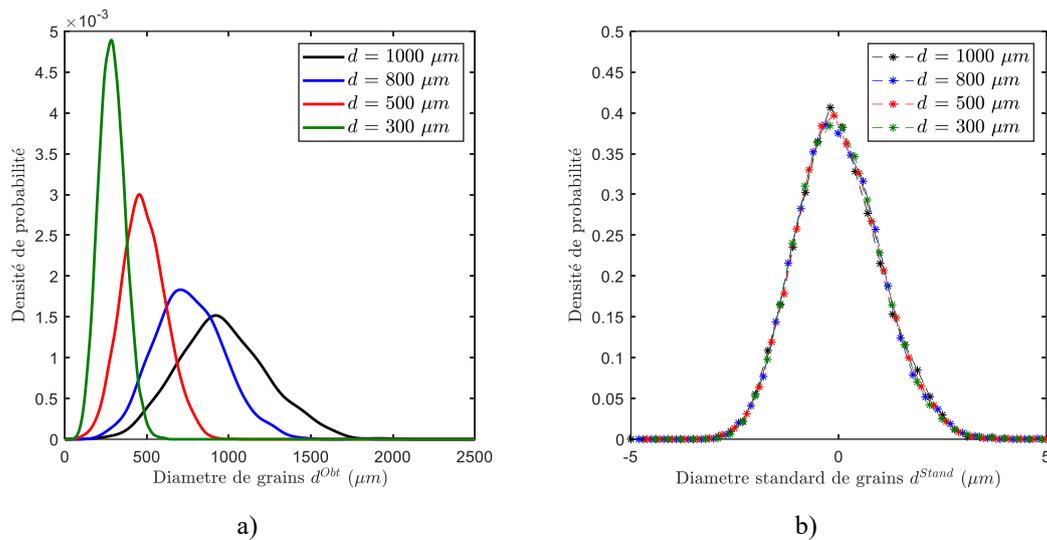


Figure III-7 : Distributions de diamètres de grains obtenues des microstructures équiaxes générées par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D. a) Distributions de diamètres de grains obtenues par l'estimation à noyau ( $d^{Obt}$ ) et b) Distributions de diamètres standards de grains ( $d^{Stand}$ ).

Tableau III-1 : Données statistiques des modèles 2D des microstructures équiaxes obtenus par les calculs des diagrammes de Poisson-Voronoi 2D.

Taille moyenne voulue $\overline{d^{Vou}}$ ( $\mu m$ )	Nombre de grains $N^G$	Taille moyenne obtenue $\overline{d^{Obt}}$ ( $\mu m$ )	Taille minimale obtenue $d_{min}^{Obt}$ ( $\mu m$ )	Taille maximale obtenue $d_{max}^{Obt}$ ( $\mu m$ )	Écart-type obtenu $\Sigma_d^{Obt}$ ( $\mu m$ )	Rapport de standardisation $R_d^{Stand}$ $= \frac{\overline{d^{Obt}}}{\sqrt{var(d^{Obt})}}$	Écart relatif entre les tailles voulues et obtenues (%)
300	10037	289	54	620	80	3,63	3,7
500	3603	482	93	1025	134	3,60	3,6
800	1448	760	234	1800	210	3,61	5
1000	899	965	242	1955	268	3,59	3,5

En observant la Figure III-7.a, nous constatons que les distributions des tailles de grains obtenues sont réparties autour des valeurs des tailles moyennes de grains souhaitées : 300  $\mu m$ , 500  $\mu m$ , 800  $\mu m$  et 1000  $\mu m$ . Ces observations sont confirmées par le Tableau III-1. Ce dernier montre que les valeurs de diamètres moyens réels  $\overline{d^{Obt}}$  sont proches des valeurs avec des écarts respectivement de l'ordre de 3,7%, 3,6%, 5% et 3,5%. Par ailleurs, dans les différents cas, le plus gros grain est caractérisé par une taille maximale d'environ deux fois plus grande que la taille moyenne. Nous remarquons aussi que la largeur de la distribution des tailles générée (écart-type) est proportionnelle à la taille de grains voulue. En effet, la plus large distribution des tailles de grains correspond à la plus grande taille 1000  $\mu m$  et la plus étroite distribution correspond à la plus petite taille 300  $\mu m$ . Il est aussi important de noter que les différentes distributions de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82] ne sont pas parfaitement symétriques. Nous constatons donc une légère asymétrie de différentes distributions avec une pente plus raide vers la droite.

Ces observations sont très cohérentes avec les résultats de Marthinsen [82]. En effet, l'auteur a montré que la distribution de Poisson-Voronoi 2D dispose d'un certain degré d'asymétrie. Marthinsen [82] a montré aussi que la distribution de Poisson-Voronoi ne peut pas être approximé ou ajustée par des autres distributions de type log-normale ou gamma, ect.... L'asymétrie de la distribution de Poisson-Voronoi 2D est confirmée par la Figure III-7.b. Sur cette figure, il apparaît que les différentes

distributions standardisées sont très similaires quelle que soit la taille moyenne voulue de grains. Ces résultats sont justifiés par les valeurs du rapport de standardisation du diamètre de grains  $R_d^{Stand}$  pour les différents cas. Le Tableau III-1 montre que ce rapport reste stable avec une valeur de l'ordre de 3,6. Ce qui montre que la distribution de Poisson-Voronoi 2D n'est pas sensible au nombre de grains et à la taille de grains.

Une comparaison détaillée de distributions obtenues avec les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D et les distributions observées expérimentalement est proposée dans la section III.4.1.

### c) Propriétés cristallographiques et élastiques

Les observations expérimentales du paragraphe II.1.5.2 ont montré que l'alliage à base Ni étudié peut être considéré comme macroscopiquement isotrope, du point de vue morphologique et cristallographique. C'est pourquoi, une fois que l'espace 2D est partitionné en un ensemble des cellules Voronoï représentant les grains équiaxes, une orientation cristallographique aléatoire doit être attribuée à chaque grain dans le but de reproduire le comportement macroscopiquement isotrope du matériau. Les orientations de grains peuvent être déterminées grâce aux angles d'Euler. La représentation de ces angles est définie par deux repères : un repère fixe appelé «repère d'échantillon»  $(x_s, y_s, z_s)$  et un repère tournant appelé «repère du cristal»  $(x_c, y_c, z_c)$ . Dans notre étude, les orientations cristallographiques sont déterminées par les trois angles d'Euler  $(\varphi, \theta, \psi)$  dans la formulation de Roe [107, 108]. Selon cette convention, les trois angles d'Euler définissent trois rotations successives respectivement autour les axes  $z_c, y'_c$  et  $z''_c$  (voir Annexe H).

Les propriétés élastiques de chaque monocristal sont dérivées du tenseur d'élasticité du monocristal  $C_{ij}^{Monocristal}$  aligné dans le repère d'échantillon. Les constantes du tenseur d'élasticité du monocristal de l'Inconel600 sont décrites dans le Tableau I-2. Les rotations aléatoires des constantes du tenseur  $C_{ij}^{Monocristal}$  selon les angles  $\varphi, \theta$  et  $\psi$  donnent lieu à un nouveau tenseur  $C_{ij}^{Monocristal'}$  contenant 21 constantes d'élasticité.

Pour reproduire pratiquement à l'échelle macroscopique le comportement isotrope du matériau polycristallin à symétrie cubique, le même tenseur élastique caractérisant les propriétés élastiques du monocristal  $C_{ij}^{Monocristal}$  est affectée à tous les grains. Ensuite, des orientations aléatoires de grains équiaxes sont attribués à chaque grain. Pour cela, les angles d'Euler  $\varphi$  et  $\psi$  sont définis par une distribution uniforme entre  $-\pi$  et  $\pi$  alors que pour l'angle  $\theta$ , c'est son cosinus qui doit suivre une distribution uniforme [4] entre -1 et 1. La loi de tirage si dessous assure de générer une distribution spatialement isotrope des orientations cristallographiques :

$$\begin{cases} \varphi = random[-\pi, \pi] \\ \theta = \arccos(random[-1, 1]) \\ \psi = random[-\pi, \pi] \end{cases} \quad (III.23)$$

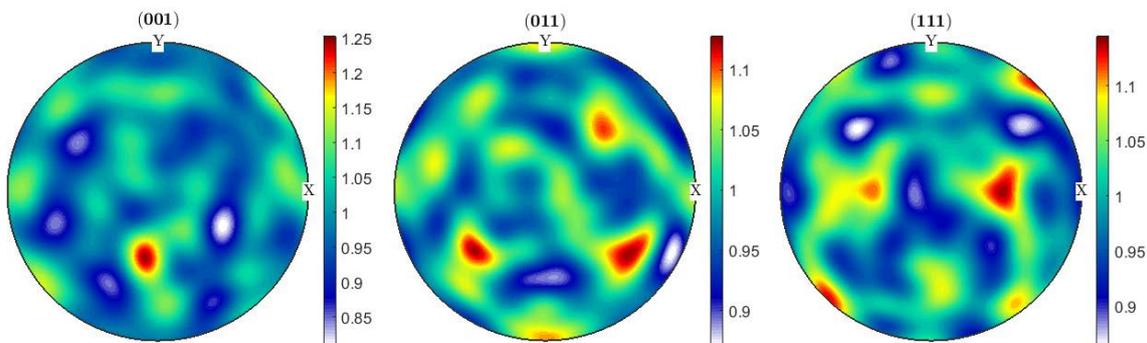


Figure III-8 : Figures de pôles  $\{001\}, \{011\}$  et  $\{111\}$  (dans la convention de Roe [107, 108]) suite à 1623 tirages d'angles d'Euler selon la relation (III.23).

La représentation de la fonction de distribution des orientations (ODF) permet de caractériser les propriétés cristallographiques de la microstructure générée à partir d'un tirage de Voronoï 2D. Dans cette optique, nous représentons alors les figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  pour 1623 grains de taille moyenne de 775  $\mu\text{m}$ . La Figure III-8 présente les figures de pôles obtenues avec un tirage uniforme d'orientations spatiales respectant la loi (III.23).

La précaution sur le tirage de l'angle  $\theta$  permet bien d'obtenir une distribution isotrope des orientations cristallographique conformément aux observations expérimentales présentées dans la section II.1.5.2. Ces résultats montrent que la procédure de la modélisation 2D basée sur le calcul de diagrammes de Poisson-Voronoi [80-87] est capable de créer une microstructure artificielle du matériau macroscopiquement isotrope et homogène qui est similaire à la microstructure réelle caractérisée par les analyses EBSD présentées dans le paragraphe II.1.5.1.

### III.2.1.3. Modèle 2D de la microstructure texturée

De la même manière, la modélisation en 2D de la microstructure texturée représentative des soudures austénitiques en Inox316L est fondée sur le calcul des diagrammes de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82]. L'approche de la modélisation à l'échelle des grains est implémentée également par des scripts MATLAB<sup>®</sup> dans le but de définir une description géométrique, morphologique, cristallographique et élastique de la microstructure anisotrope texturée [44].

#### a) Description géométrique et morphologique

Plusieurs étapes sont nécessaires pour obtenir une description géométrique et morphologique de la microstructure de soudure austénitique avec des grains allongés. Les étapes sont présentées sur la Figure III-9.

La première étape consiste à générer une microstructure isotrope (tessellation de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82]) (voir Figure III-9.a). La tessellation équiaxe est étirée ensuite en appliquant un rapport d'élongation  $R^{Elong}$  donné (rapport d'aspect) dans une direction (voir Figure III-9.b). Cela conduit à une structure avec une distribution aléatoire de grains allongés (sous forme de «cigare») (voir Figure I-17) et de dimensions moyennes ( $\overline{L_x} \times \overline{L_z}$ ) dans les directions  $x$  et  $z$ . Le rapport d'aspect  $R^{Elong}$  est obtenu en prenant en compte les tailles moyennes de grains  $\overline{L_x}$  (largeur moyenne  $\overline{d}$ ) et  $\overline{L_z}$  (longueur moyenne  $\overline{h}$ ) et peut être exprimé par  $R^{Elong} = \overline{d}/\overline{h} = \overline{L_x}/\overline{L_z}$ .

L'étape suivante est d'imposer une rotation du domaine créé selon un angle  $\theta$  afin d'aligner les grains allongés selon l'axe de fibre de la texture polycristalline (voir Figure III-9.c). Cela permet donc de définir une orientation préférentielle de grains allongés par rapport à la direction de propagation des ondes ultrasonores (direction normale à la surface dans cette étude). Les grains verticaux correspondent à une orientation  $\theta = 0^\circ$  (c'est-à-dire une propagation ultrasonore dans une direction parallèle à l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$ ). Les grains horizontaux correspondent à une orientation  $\theta = 90^\circ$  (c'est-à-dire une propagation ultrasonore dans une direction perpendiculaire à l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$ ).

Une pièce rectangulaire ou carrée aux dimensions requises ( $30 \times 10 \text{ mm}^2$ , dans cette étude) est finalement extraite du domaine total simulé (voir Figure III-9.d). En pratique, les paramètres d'entrée du calcul sont :

- 1) Les dimensions de la microstructure souhaitée (en mm).
- 2) Les dimensions moyenne de grains allongés  $\overline{L_x}$  et  $\overline{L_z}$  dans les deux directions  $x$  et  $z$  (en mm).
- 3) L'angle  $\theta$  définissant l'orientation de grains par rapport à la direction de propagation (en  $^\circ$ ).

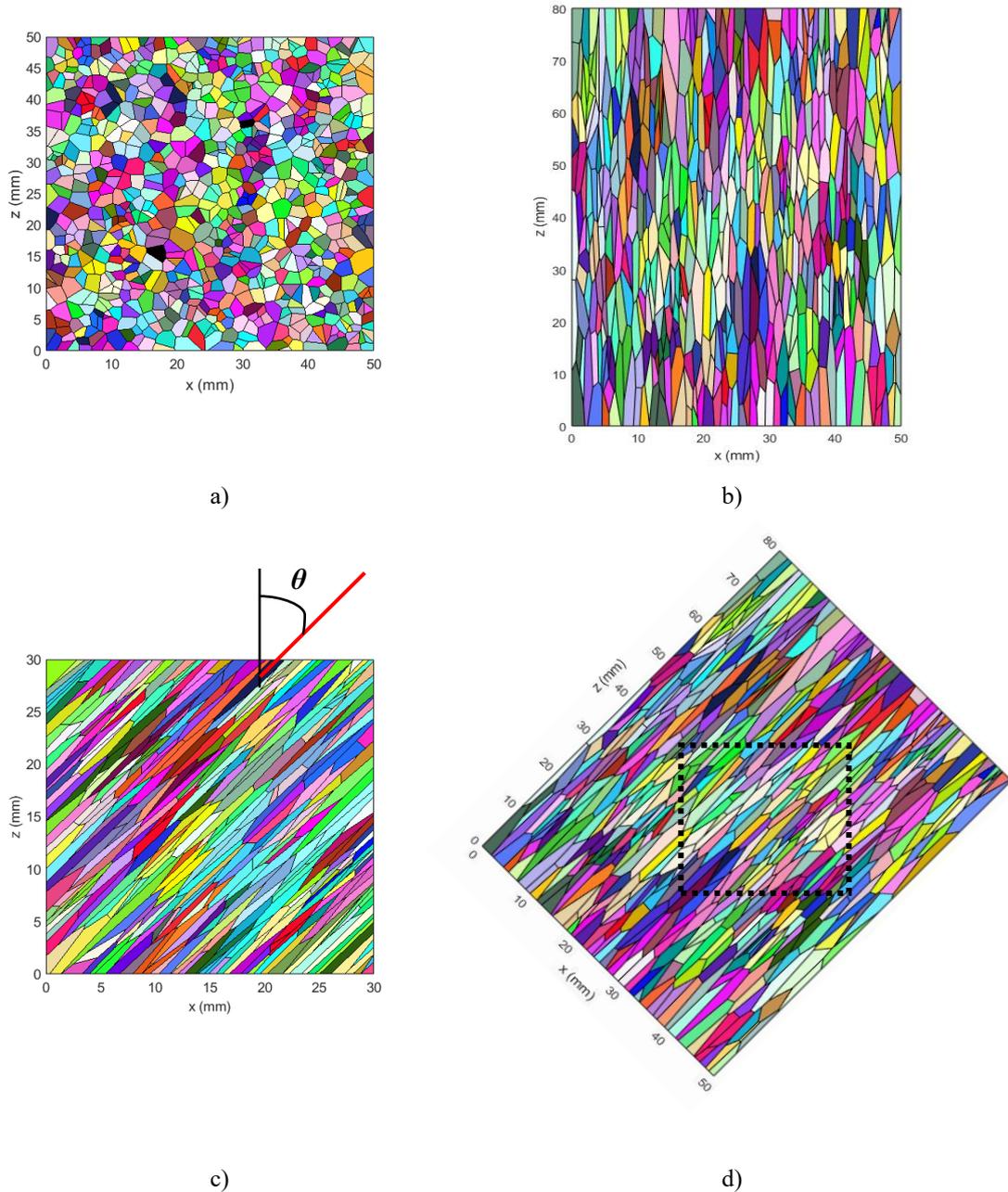


Figure III-9 : Étapes de la procédure de création du modèle 2D de microstructure texturée à grains allongés basé sur le calcul des diagrammes de Poisson Voronoi 2D: a) Génération d'une tessellation de Poisson-Voronoi 2D avec des grains équiaxes, b) Allongement du domaine de simulation dans la direction horizontale pour générer des grains allongés. c) Rotation du domaine d'un angle  $\theta$  pour créer l'orientation préférentielle de grains et d) Extraction du domaine simulé avec les dimensions souhaitées. La microstructure créée (de dimensions  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ ) contient 346 grains allongés orientés d'un angle  $\theta = 45^\circ$  et de dimensions moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ .

### b) Tailles moyennes de grains allongés

La procédure présentée dans la section précédente permet d'obtenir une représentation géométrique définie par un nombre de grains allongés et distribués aléatoirement dans la microstructure texturée. Les tailles de grains sont exprimées en dimensions  $L_x$  et  $L_z$  dans les deux directions  $x$  et  $z$ . Ces dimensions représentent les deux diamètres (largeur et longueur) d'une ellipse ayant la même surface que le grain équiaxe généré au début du processus de la modélisation. Il faut noter que la surface d'un grain équiaxe est approximée par la surface d'un disque délimité par un cercle. Dans cette optique, la largeur et la longueur des différents grains allongés peuvent être calculées à partir du diamètre équivalent  $\overline{d}$  de grains équiaxes en se basant sur les relations suivantes :

$$S^{Grain\ Allongé} = \pi \frac{\overline{L_x} \overline{L_z}}{2 \cdot 2} \approx S^{Grain\ Equiaxe} = \pi \frac{\overline{d}^2}{4} \quad (III.24)$$

$$\overline{L_x} = \sqrt{R^{Elong} \overline{d}^2} \quad (III.25)$$

$$\overline{L_z} = \frac{\overline{L_x}}{R^{Elong}} \quad (III.26)$$

Les dimensions moyennes réelles de grains allongés  $\overline{L_x^{Obt}}$  et  $\overline{L_z^{Obt}}$  sont déduites à partir des expressions (III.25) et (III.26). Pour vérifier la pertinence de cette approche, différents modèles sont générés avec quatre tailles moyennes de grains différentes  $\overline{L_x} \times \overline{L_z}$  pour un rapport d'aspect de l'ordre de 0,05 :  $0,2 \times 4 \text{ mm}^2$ ,  $0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ ,  $0,3 \times 6 \text{ mm}^2$  et  $0,35 \times 7 \text{ mm}^2$ . Ceci a pour but d'étudier la fiabilité et la sensibilité de cette méthode à reproduire une microstructure caractérisée par une distribution aléatoire des dimensions de grains allongés et d'estimer les écarts entre les dimensions moyennes voulues et les dimensions moyennes obtenues (réelles). Les différents modèles des microstructures texturées sont exposés sur la Figure III-10. Les données statistiques issues des microstructures texturées artificielles sont illustrées dans le Tableau III-2.

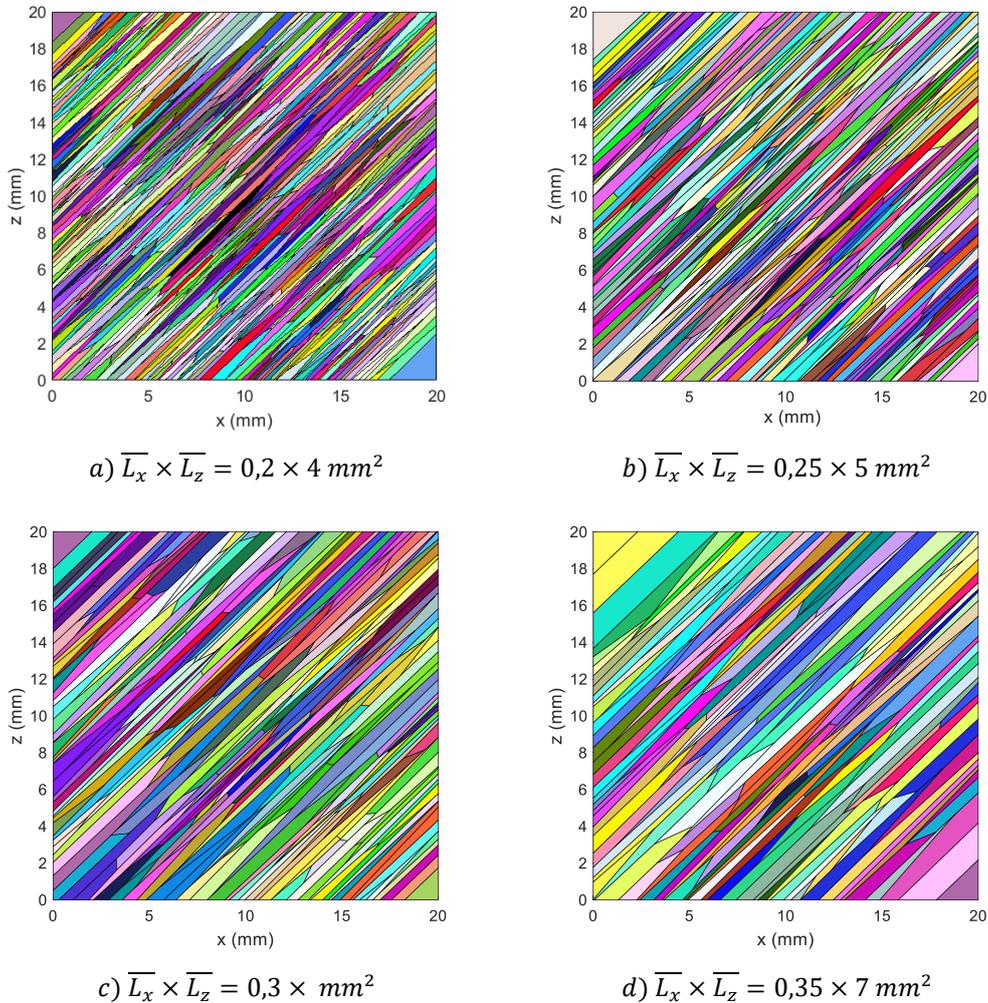


Figure III-10 : Différents modèles 2D des microstructures texturées avec différentes dimensions moyennes de grains allongés : a)  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,2 \times 4 \text{ mm}^2$ , b)  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ , c)  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,3 \times 6 \text{ mm}^2$  et d)  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,35 \times 7 \text{ mm}^2$ .

Tableau III-2 : Données statistiques des modèles 2D des microstructures texturées à grains allongés obtenus par les calculs des diagrammes de Poisson-Voronoi 2D.

Tailles voulues $\overline{L_x^{vou}} \times \overline{L_z^{vou}}$ (mm <sup>2</sup> )	Nombre de grains $N^G$	Tailles moyennes obtenues $\overline{L_x^{obt}} \times \overline{L_z^{obt}}$ (mm <sup>2</sup> )	Tailles minimales obtenues $L_{x_{min}}^{obt} \times L_{z_{min}}^{obt}$ (mm <sup>2</sup> )	Tailles maximales obtenues $L_{x_{max}}^{obt} \times L_{z_{max}}^{obt}$ (mm <sup>2</sup> )	Écart-types $\Sigma_{L_x}^{obt} \times \Sigma_{L_z}^{obt}$ (mm <sup>2</sup> )	Rapport de standardisation $R_L^{Stand} = \frac{\overline{L^{obt}}}{\sqrt{var(L^{obt})}}$
0,20 × 4	1120	0,19 × 3,85	0,05 × 0,89	0,43 × 8,58	0,06 × 1,14	3,38
0,25 × 5	745	0,24 × 4,75	0,07 × 1,32	0,50 × 9,95	0,07 × 1,32	3,43
0,30 × 6	492	0,29 × 5,81	0,07 × 1,47	0,66 × 13,28	0,08 × 1,70	3,40
0,35 × 7	360	0,34 × 6,78	0,08 × 1,66	0,70 × 14,06	0,10 × 2,02	3,36

Les distributions des deux dimensions réelles  $L_x$  et  $L_z$  sont ajustées par une estimation à noyau et tracées respectivement sur la Figure III-11.a et la Figure III-12.a.

La Figure III-11.b et la Figure III-12.b présentent les distributions des tailles standardisées  $L_x^{Stand}$  et  $L_z^{Stand}$ , calculées par la formule ci-dessous.

$$L^{Stand} = \frac{L^{Obt} - \overline{L^{Obt}}}{\sqrt{var(L^{Obt})}} \quad (III.27)$$

où  $L^{obt}$  définit la dimension réelle de grains allongés, obtenue dans la tessellation de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82] (la largeur réelle  $L_x^{obt}$  ou la longueur réelle  $L_z^{obt}$ ),  $\overline{L^{obt}}$  désigne la dimension moyenne obtenue et  $var(L^{obt})$  définit la variance de la dimension.

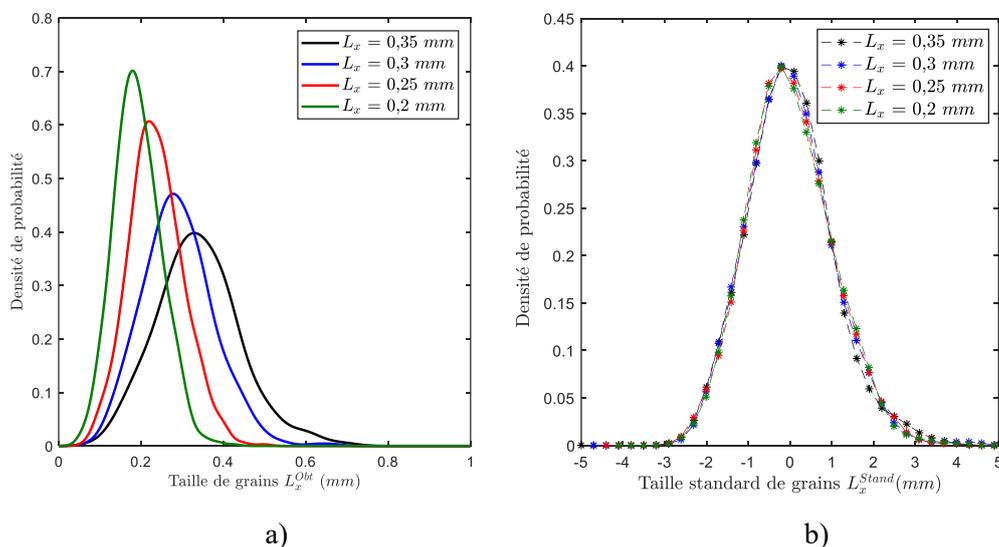


Figure III-11 : Distributions des dimensions de grains allongés  $L_x$  obtenues des microstructures texturées générées par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D. a) Distributions des tailles de grains obtenues par l'estimation à noyau ( $L_x^{obt}$ ) et b) Distribution des tailles standardisées ( $L_x^{Stand}$ ).

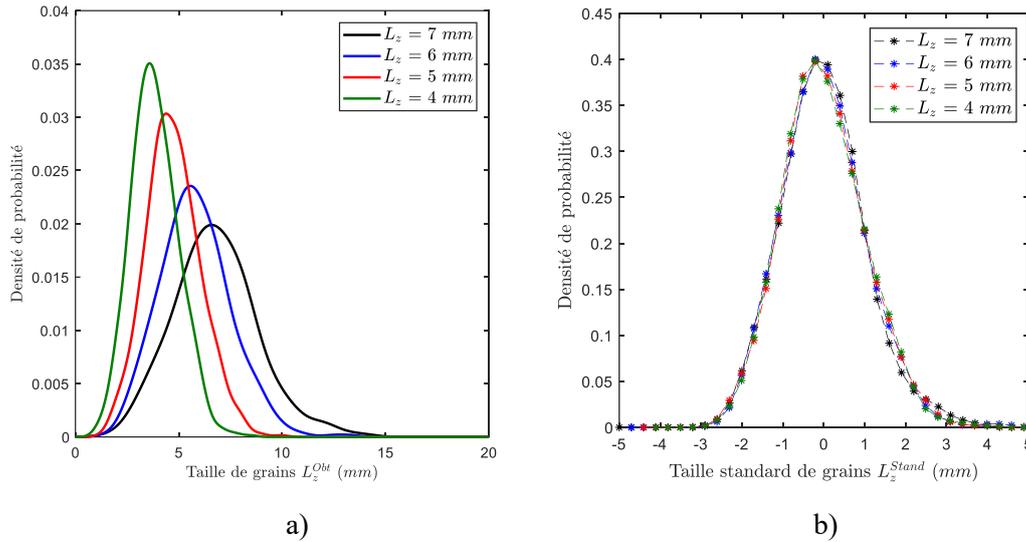


Figure III-12 : Distributions des dimensions de grains allongés  $L_z$  obtenues des microstructures texturées générées par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D. a) Distributions des tailles de grains obtenues par l'estimation à noyau ( $L_z^{Obt}$ ) et b) Distribution des tailles standardisées ( $L_z^{Stand}$ ).

Comme dans le cas des microstructures équiaxes, la Figure III-11.a et la Figure III-12.a montrent que les distributions des dimensions réelles de grains allongés  $L_x$  et  $L_z$  sont relativement étroites. En outre, la Figure III-11.b et la Figure III-12.b montrent le comportement asymétrique des distributions de Poisson-Voronoi 2D pour les dimensions  $L_x$  et  $L_z$ . Néanmoins, nous constatons que les différentes courbes se superposent. Ce qui confirme que quel que soit le choix de valeurs des dimensions moyennes de grains allongés, le comportement de la distribution des tailles reste identique. Ce résultat est également confirmé par les valeurs du rapport de standardisation illustrées dans Tableau III-2. Ce tableau montre que le rapport de standardisation est stable dans les différents cas autour d'une valeur de 3,40. Nous remarquons aussi que les valeurs des dimensions réelles de grains allongés  $\overline{L_x^{Obt}} \times \overline{L_z^{Obt}}$  sont proches des valeurs voulues  $\overline{L_x^{Vou}} \times \overline{L_z^{Vou}}$ . A titre d'exemple, pour le cas de dimensions moyennes souhaitées  $\overline{L_x^{Vou}} \times \overline{L_z^{Vou}} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ , les tailles moyennes réelles de grains et les écarts-types sont respectivement  $\overline{L_x^{Obt}} \times \overline{L_z^{Obt}} = 0,24 \times 4,75 \text{ mm}^2$  et  $\Sigma_{L_x^{Obt}} \times \Sigma_{L_z^{Obt}} = 0,07 \times 1,32 \text{ mm}^2$ . Ce qui présente des écarts de 4% pour la dimension  $\overline{L_x}$  et 5% pour la dimension  $\overline{L_z}$ . Les dimensions moyennes obtenues sont donc très proches de dimensions moyennes visées. Pour évaluer la fiabilité de ces résultats, une comparaison de la microstructure équiaxe modélisée en 2D et la microstructure expérimentale sera exposée dans le paragraphe III.4.2.

### c) Génération de la texture cristallographique

D'un point de vue cristallographique, la soudure austénitique en Inox316L est un matériau isotrope transverse caractérisé par une microstructure texturée dont les grains sont allongés selon un axe cristallographique  $\langle 100 \rangle$  (axe de fibre de la texture), comme cela a été mis en évidence dans la section II.1.6.2. Tous les grains possèdent une direction cristallographique commune  $\langle 100 \rangle$  et des orientations aléatoires dans le plan transverse à l'axe de fibre (voir Figure II-16 et Figure II-17). Dans le cas 2D et comme le matériau est considéré isotrope transverse, l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  est parallèle à la direction d'élongation de grains et est situé dans le plan de contrôle (c'est-à-dire pas d'inclinaison de l'axe de fibre hors du plan d'inspection). Ceci peut être mis en œuvre en pratique grâce aux trois angles d'Euler ( $\varphi$ ,  $\theta$ ,  $\psi$ ) dans la convention de Roe [107, 108]. Le premier angle d'Euler  $\varphi$  est fixé à 0 pour assurer une orientation de grains dans le plan de contrôle. Ensuite, une rotation d'angle  $\theta$  est appliqué suivant l'axe  $z'$ . Ceci est égal à l'angle de désorientation morphologique de grains présenté dans la section I.7. En outre, le troisième angle  $\psi$  est généré aléatoirement entre  $-\pi$  et  $\pi$  (densité uniforme). Cette méthode assure de créer une texture cristallographique isotrope transverse parfaite, c'est-à-dire dans laquelle les directions  $\langle 100 \rangle$  sont parfaitement alignées avec l'axe de fibre. Dans cette approche numérique, une désorientation uniforme selon l'angle  $\theta$  peut également être ajoutée.

Elle permet de rendre compte de la dispersion des directions  $\langle 100 \rangle$  autour de l'axe de fibre et de créer des textures cristallographiques plus conformes aux microstructures réelles.

Pour évaluer la texture cristallographique générée par le tirage de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82], les figures de pôles dans les plans  $\{100\}$ ,  $\{011\}$ , et  $\{111\}$ , sont présentées sur la Figure III-13 dans le cas d'une orientation de l'axe de fibre de  $0^\circ$  ( $\theta = 0^\circ$ ). Les figures de pôles révèlent la présence d'une texture cristallographique de fibre très marquée dont la composante d'orientation obtenue est de type  $\langle 100 \rangle$ . Ce phénomène est mis en évidence sur la figure de pôles  $\{001\}$  et se traduit par la présence d'un spot dans la direction z (au milieu de la figure de pôles  $\{001\}$ ) et par un anneau dans les directions perpendiculaires à cette dernière (au bord de la figure de pôles  $\{001\}$ ). Ce spot définit l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  qui est parallèle à la direction morphologique d'élongation de grains z.

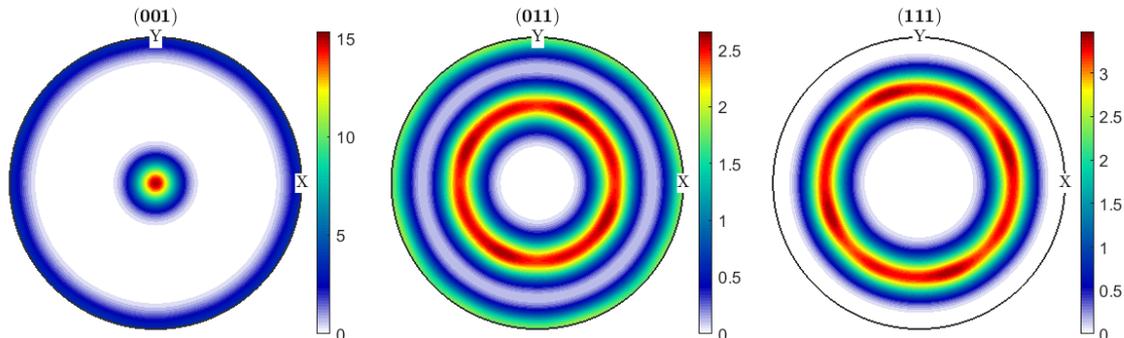


Figure III-13 : Représentation de figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  obtenues suite à 745 tirages d'angles d'Euler (dans la convention de Roe [107, 108]) pour un modèle 2D de la microstructure texturée obtenu par le tirage de Poisson-Voronoi.

Comme dans le cas de la microstructure isotrope, les propriétés élastiques de la microstructure anisotrope de l'Inox316L sont définies par le tenseur d'élasticité du monocristal  $C_{ij}^{Monocristal}$  avec une symétrie cubique. Le tenseur d'élasticité est caractérisé par les trois constantes indépendantes  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  et  $C_{44}$  qui sont les mêmes pour tous les grains de la microstructure texturée (équation (II.3)). Les constantes d'élasticité du monocristal sont exposées dans le Tableau I-3.

### III.2.2. Modélisation 3D

Ce paragraphe présente la méthodologie de création de la microstructure polycristalline 3D basée sur le logiciel open source DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90]. DREAM.3D<sup>®</sup> est une plateforme logicielle qui permet de générer une grande variété de microstructures polycristallines synthétiques (équiaxes, texturées, biphasiques, ou encore à distribution des tailles multimodales). Un grand nombre de paramètres d'entrée peut être donc spécifié pour chaque composante de la microstructure telles que les phases, la symétrie cristalline, les statistiques des tailles de grains, les dimensions des polycristaux, la géométrie et les orientations de grains et les caractéristiques du maillage, etc...

#### III.2.2.1. Modèle 3D de la microstructure équiaxe

Le logiciel DREAM.3D<sup>®</sup> a été initialement conçu pour l'analyse d'images 3D. Ainsi, à la différence des codes utilisant les diagrammes de Voronoï [80-87] ou des dérivés, le logiciel DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90] crée directement des microstructures discrétisées en voxels.

##### a) Description géométrique et morphologique

La représentation géométrique et morphologique consiste à définir une subdivision spatiale d'un volume cubique en un ensemble de grains équiaxes  $N^G$  distribués d'une manière spécifique. Par conséquent, chaque grain de la microstructure polycristalline simulée est constitué par un nombre de voxels donné (mailles cubiques) (voir Figure III-14.a). Dans ce contexte, DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90] utilise une approche statistique qui permet de spécifier une distribution cible de taille de grains. Cette distribution est caractérisée par la fonction de densité de probabilité log-normale  $f(d)$  (voir Figure III-14.b) :

$$f(d) = \frac{1}{d \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\log(d) - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{III.28})$$

où la variable  $d$  est le diamètre équivalent de grains et  $\mu, \sigma$  définissent respectivement l'espérance et l'écart-type du logarithme du diamètre de grains  $d$  (dans l'espace logarithmique).

Il est important de noter que la distribution des tailles de grains peut être indiquée par la moyenne arithmétique du diamètre de grains  $\bar{d} = \exp(\mu + \sigma^2/2)$  et par l'écart-type  $\Sigma$  correspondant qui sont exprimés dans l'espace linéaire en  $\mu\text{m}$ . La distribution des tailles de grains cible peut être contrôlée par les paramètres statistiques d'entrée  $\sigma$  et  $\mu$ .

La Figure III-14.a présente un exemple de la microstructure équiaxe créée par DREAM.3D® [36, 88-90] La Figure III-14.b expose la distribution log-normale des tailles de grains obtenue de la microstructure équiaxe générée. Ces figures montrent que la fonctionnalité de DREAM.3D® [36, 88-90] permet de créer des microstructures qui présentent des distributions des tailles beaucoup plus proche de la réalité qu'une tessellation de Poisson-Voronoi [80-87] (dont la distribution est très étroite et ne peut pas être contrôlée).

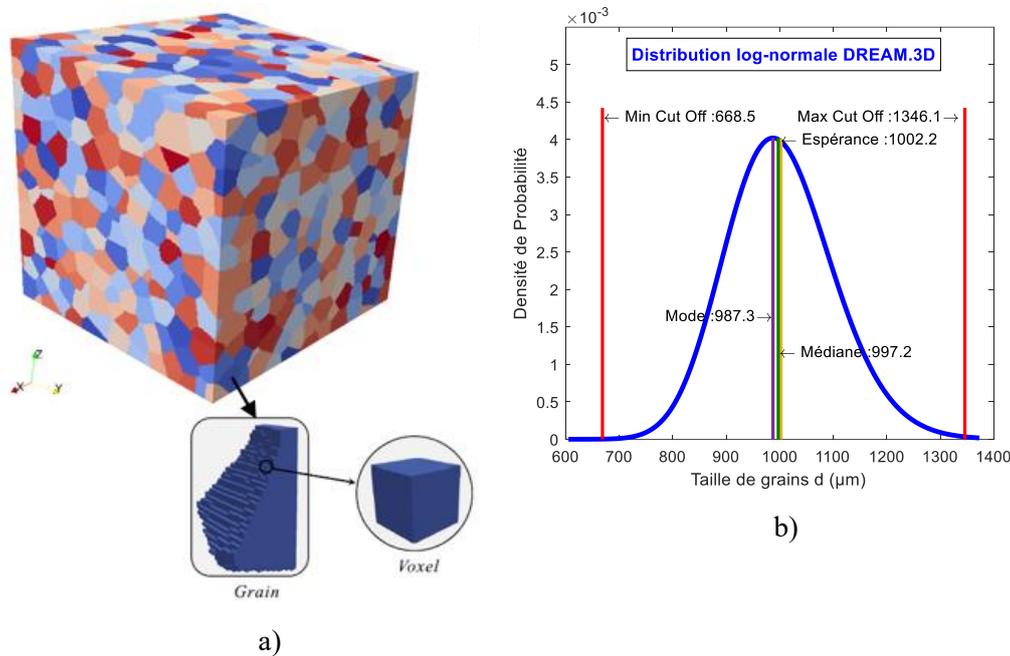


Figure III-14 : Génération de modèle 3D de la microstructure isotrope par le code DREAM.3D®. a) Microstructure de dimensions  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  avec 2010 grains de taille moyenne  $1000 \mu\text{m}$  et b) Distribution log-normale des tailles de grains.

### b) Tailles moyennes de grains équiaxes

Les tailles de grains de microstructures artificielles sont exprimées en diamètres équivalents. Le diamètre équivalent représente le diamètre d'une sphère ayant le même volume que le grain considéré. Pour un grain de volume  $V^{Grain}$ , le diamètre équivalent  $d$  est exprimé par la relation suivante :

$$d = \sqrt[3]{\frac{6 V^{Grain}}{\pi}} \quad (\text{III.29})$$

La taille moyenne de grains est donc estimée par le diamètre équivalent moyen  $\bar{d}$ . Pour évaluer la procédure de modélisation 3D obtenue par DREAM.3D® [36, 88-90], des modèles 3D générés avec différentes tailles moyennes de grains  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 800 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  sont présentés sur la Figure III-15. Pour chaque cas, la distribution cible des tailles des grains (en bleu) ainsi que celle obtenue (en rouge) à partir de la microstructure générée sont tracées sur la même figure. En outre, les données statistiques extraites des différentes microstructures sont exposées dans le Tableau III-3.

Tableau III-3 : Données statistiques des modèles 3D des microstructures équiaxes générés par DREAM.3D®.

Taille moyenne voulue $\overline{d^{Vou}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Paramètres statistiques d'entrée		Nombre de grains $N^G$	Taille moyenne obtenue $\overline{d^{Obt}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Taille minimale obtenue $d_{min}^{Obt}$ ( $\mu\text{m}$ )	Taille maximale obtenue $d_{max}^{Obt}$ ( $\mu\text{m}$ )	Écart-type obtenue $\Sigma_d^{Obt}$ ( $\mu\text{m}$ )	Paramètres statistiques de sortie	
	$\mu^{Vou}$	$\sigma^{Vou}$						$\mu^{Obt}$	$\sigma^{Obt}$
500	0,100	6,2097	90775	498	292	748	53	0,1080	6,2051
800	0,100	6,6796	30318	797	531	1128	84	0,1035	6,6739
1000	0,100	6,9028	15637	999	675	1457	103	0,1039	6,9000

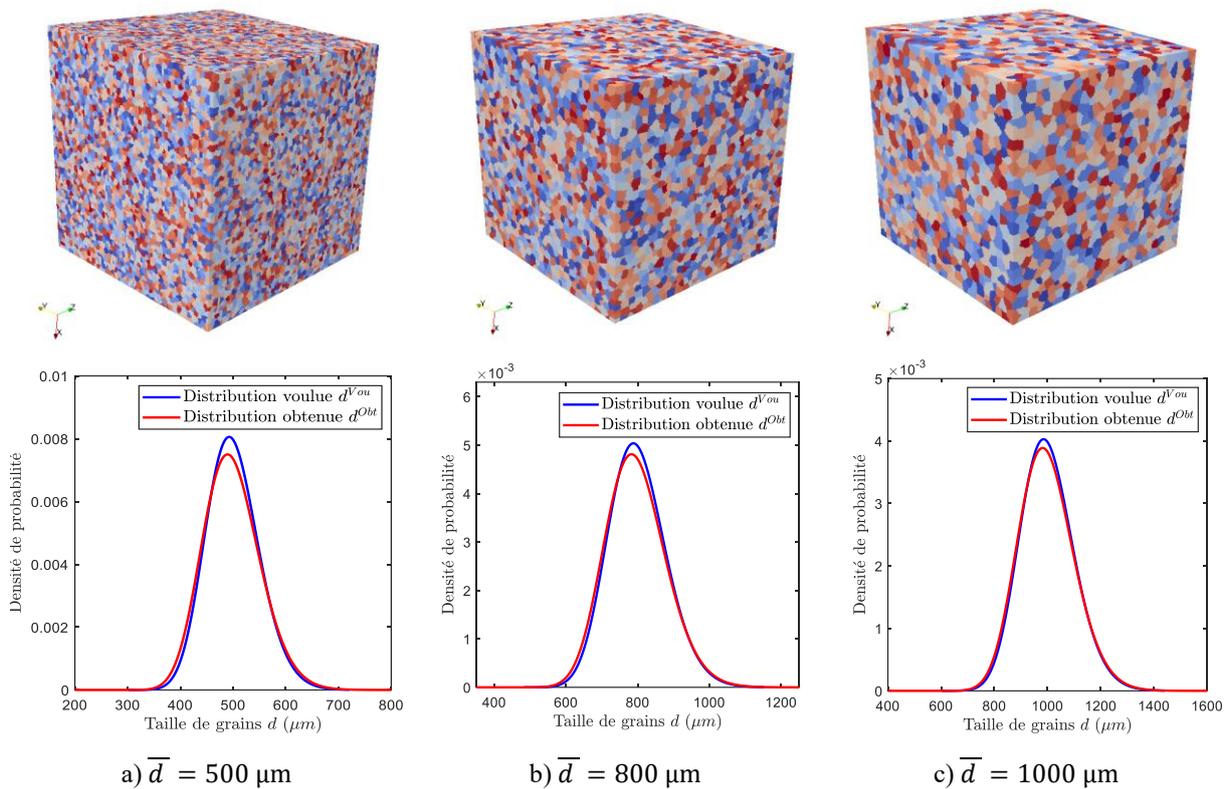


Figure III-15 : Modèles 3D des microstructures équiaxes des dimensions  $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$  pour différentes tailles moyennes de grains: a)  $\overline{d} = 500 \mu\text{m}$ , b)  $\overline{d} = 800 \mu\text{m}$  et c)  $\overline{d} = 1000 \mu\text{m}$ .

En observant la Figure III-15, nous distinguons la variation de la taille de grains dans les différents modèles de la microstructure équiaxe. Nous observons aussi que ces modèles sont très représentatifs de la géométrie et la morphologie de la microstructure réelle de l’Inconel600 caractérisée par les analyses EBSD (section II.1.5.1). En se référant à la Figure III-15 et au Tableau III-3, nous constatons que les distributions des tailles de grains obtenues sont très proches des distributions souhaitées et introduites en données d’entrée dans DREAM.3D®. À titre d’exemple, sur la Figure III-15.c, la distribution de grains obtenue est caractérisée par une taille moyenne de grains  $\overline{d^{Obt}} = 999 \mu\text{m}$  et un écart-type des tailles de grains  $\Sigma_d^{Obt} = 103 \mu\text{m}$ . Ce qui correspond à un écart de 0,1% par rapport à la distribution de grains voulue définie par une taille moyenne  $\overline{d^{Vou}} = 1000 \mu\text{m}$ . De même, les paramètres statistiques caractérisant la distribution log-normale d’entrée dans ce cas ( $\mu^{Vou} = 0,100$  et  $\sigma^{Vou} = 6,9028$ ) sont très proches des paramètres statistiques qui définissent la distribution cible de la microstructure générée ( $\mu^{Obt} = 0,1039$  et  $\sigma^{Obt} = 6,9000$ ). Ces résultats montrent la capacité de DREAM.3D® [36, 88-90] à générer une distribution contrôlée avec une taille moyenne et écart-type très précis. Ceci montre aussi la fiabilité de ce logiciel à fournir des modèles géométriques 3D plus fiables que ceux créés en 2D par les digrammes de Poisson-Voronoi [80-87].

### c) Orientations cristallographiques

Pour définir le comportement isotrope de la microstructure synthétique créée par le code DREAM.3D<sup>®</sup>, des orientations aléatoires sont attribuées à chaque grain équiaxe en se basant sur les trois angles d'Euler ( $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ ) dans la convention de Bunge [58] :

$$\begin{cases} \varphi_1 = \text{random}[-\pi, \pi] \\ \phi = \text{arccos}(\text{random}[-1, 1]) \\ \varphi_2 = \text{random}[-\pi, \pi] \end{cases} \quad (\text{III.30})$$

Les orientations cristallographiques de grains sont ensuite transformées de la convention de Bunge [58] (rotations successives autour les axes  $z_c, x'_c$  et  $z''_c$ ) à la convention de Roe [107, 108] (rotations successives autour les axes  $z_c, y'_c$  et  $z''_c$ ) qui est définie par les angles d'Euler ( $\varphi, \theta, \psi$ ). Cette transformation est nécessaire pour la compatibilité avec le code de simulation ATHENA<sup>®</sup>. Le passage de la convention de Bunge [58] à celle de Roe [107, 108] est présenté dans l'Annexe H. La Figure III-16 présente les trois figures de pôles  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  extraites d'un modèle 3D de la microstructure équiaxe simulée par DREAM.3D<sup>®</sup>.

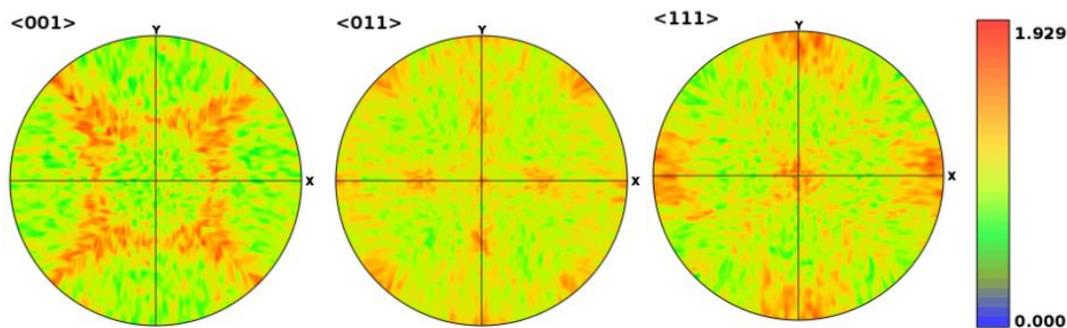


Figure III-16 : Figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  obtenues suite à 745 tirages d'angles d'Euler (dans la convention de Roe) pour un modèle 3D de la microstructure équiaxe simulé par DREAM.3D<sup>®</sup> (microstructure de dimensions  $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$  et taille moyenne de grains  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$ ).

Les figures de pôles ci-dessus montrent une texture cristallographique proche d'une texture isotrope. Toutefois, les figures de pôles synthétiques présentent des renforcements de faible intensité selon des directions privilégiées de l'échantillon. Notamment, nous observons des renforcements des pôles  $\{111\}$  selon les trois directions principales du repère échantillon. La texture semble également présenter plusieurs plans de symétrie (plan  $(zx)$  et  $(zy)$  notamment). Ces renforcements sont dus à la méthode de tirage des orientations cristallographiques de DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90] et ne peuvent être évitées. Toutefois, ils ne remettent pas en question la nature globalement isotrope de la microstructure générée, car ils sont de faible intensité. Une comparaison avec la texture observée expérimentalement est proposée dans le paragraphe III.4.1. Il apparaît néanmoins que l'approche numérique 3D est capable de modéliser de manière satisfaisante l'isotropie de la microstructure générée.

### d) Prise en compte des macles

Pour étudier les effets du maillage sur la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux polycristallins, des modèles synthétiques 3D de microstructure isotrope prenant en compte à la fois les joints classiques (les joints de grains) et les joints spéciaux (les joints de macles) ont été utilisés. Ces microstructures ont été créées avec le code DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90].

D'abord, une microstructure équiaxe avec une phase cubique à faces centrées est générée en se basant sur la procédure présentée dans la section III.2.2.1.a. Ensuite, une proportion de macles est ajoutée à la microstructure équiaxe en utilisant une option dans DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90] qui permet d'introduire deux paramètres définissant le nombre de macles par grain  $N^M$  ainsi que leur épaisseur moyenne  $e^M$ . Cette dernière est définie par une fraction du diamètre équivalent du grain non maclé. Les macles générées présentent des désorientations cristallographiques parfaitement déterminées à

l'intérieur des grains équiaxes. Nous notons ici que la version actuelle du logiciel DREAM.3D® [36, 88-90] ne permet de générer que des joints de macles de type  $\Sigma 3$ . Ces macles sont caractérisées par une désorientation de  $60^\circ$  autour de l'axe cristallographique  $\langle 111 \rangle$ .

La Figure III-17.a présente un exemple de la microstructure équiaxe obtenue en excluant les macles et un autre en incluant les macles (voir Figure III-17.b). La microstructure non maclée est créée dans le but d'obtenir une distribution cible des tailles de grains caractérisée par  $d^{Vou} = 1000 \mu m$ . Par ailleurs, la microstructure maclée est obtenue en choisissant deux paramètres d'entrée qui sont le nombre de macles par grain  $N^M$  et l'épaisseur moyenne de macles  $e^M$ . Dans la Figure III-17.b, la microstructure maclée est générée en choisissant :  $N^M = 2$  (c'est-à-dire 2 macles par grain) et  $e^M = 0,2$  (c'est-à-dire une épaisseur moyenne de macles de  $200 \mu m$  qui représente 20% du diamètre moyen de grains non maclés). Par ailleurs, il est possible de varier les valeurs de ces paramètres selon nos choix.

Il est important aussi de noter que dans la microstructure maclée, nous considérons comme un grain, chaque entité connexe de même orientation. En d'autres termes, un grain scindé en deux par une macle comptera in fine pour 3 grains (2 grains bleus et un grain rouge dans la Figure III-17.b). Les distributions des tailles de grains obtenues pour les deux cas sont tracées sur la Figure III-17.c.

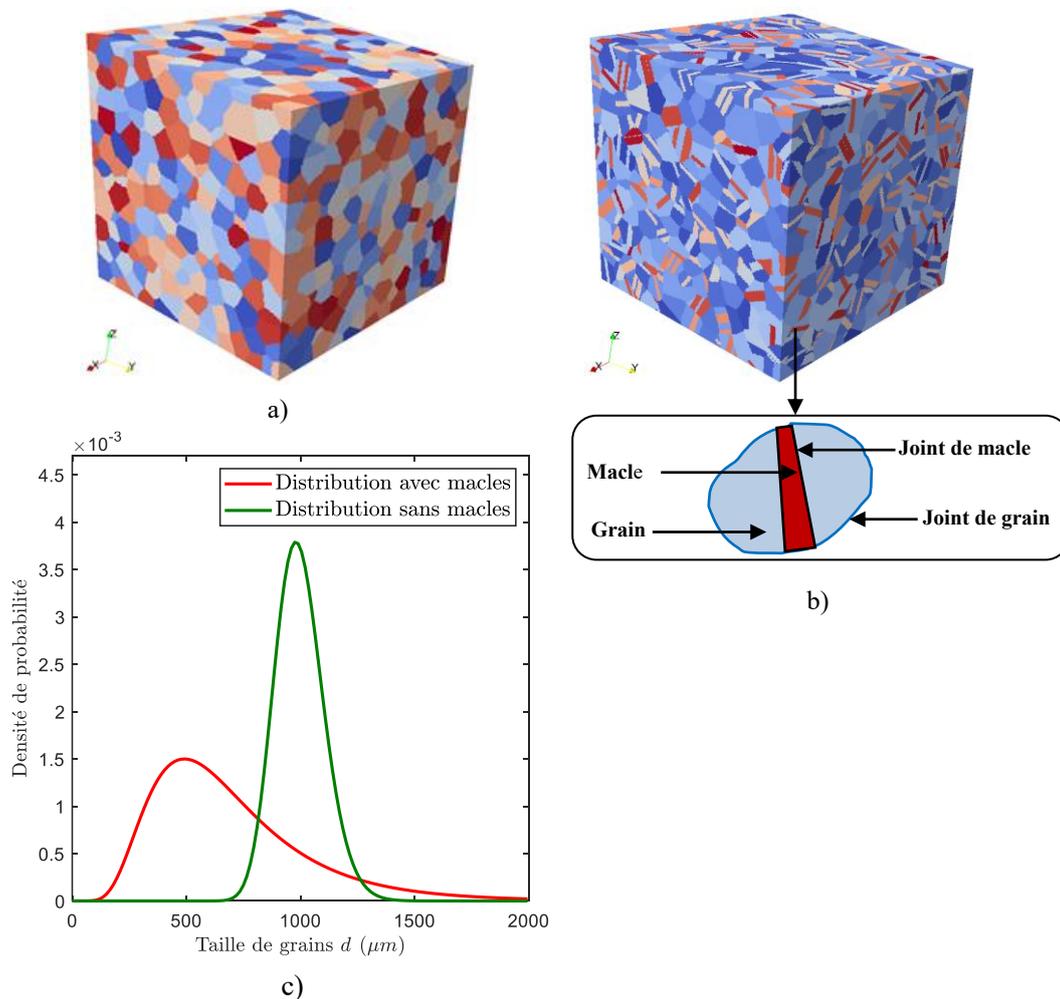


Figure III-17 : Prise en compte du phénomène de maclage dans la modélisation 3D de la microstructure isotrope avec des grains équiaxes (microstructure de dimensions  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ ) a) Microstructure sans macles, b) Microstructure avec macles et c) Distributions des tailles de grains avec et sans macles.

Les données statistiques extraites des modèles créés sont résumées dans le Tableau III-4.

Tableau III-4: Données statistiques des modèles 3D des microstructures équiaxes générés par DREAM.3D® en prenant en compte les macles et sans prendre en compte les macles.

Microstructure	Paramètres statistiques d'entrée				Nombre de grains $N^G$	Taille moyenne obtenue $\overline{d^{obt}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Taille minimale obtenue $d_{min}^{obt}$ ( $\mu\text{m}$ )	Taille maximale obtenue $d_{max}^{obt}$ ( $\mu\text{m}$ )	Écart-type obtenue $\Sigma_d^{obt}$ ( $\mu\text{m}$ )	Paramètres statistiques de sortie	
	$\mu^{vou}$	$\sigma^{vou}$	$N^M$	$e^M$						$\mu^{obt}$	$\sigma^{obt}$
Sans macles	0,1	6,9028	-	-	2038	999	707	1415	105	0,1068	6,8985
Avec macles	0,1	6,9028	2	0,2	4610	680	99	1415	356	0,482	6,4297

La Figure III-17.c montre que la distribution des tailles de grains en présence de macles est répartie autour d'une valeur moyenne plus faible que celle sans macles. Le Tableau III-4 montre que la taille moyenne et l'écart-type de grains de la microstructure non maclée sont de l'ordre de 999  $\mu\text{m}$  et 105  $\mu\text{m}$  alors que la taille moyenne et l'écart-type de grains de la microstructure maclée sont 680  $\mu\text{m}$  et 356  $\mu\text{m}$ . Il apparaît donc que la distribution des tailles de grains avec macles (courbe rouge) est plus large que celle sans macles (courbe verte). Ces résultats sont confirmés par le grand écart entre les paramètres statistiques d'entrée caractérisant la distribution cible des tailles de grains sans macles  $\mu^{vou} = 0,1$  et  $\sigma^{vou} = 6,9028$  et les paramètres statistiques de sortie caractérisant la distribution obtenue des tailles de grains avec macles  $\mu^{obt} = 0,482$  et  $\sigma^{obt} = 6,4297$ .

Les résultats présentés dans cette section montrent que la prise en compte de macles dans la microstructure induit naturellement une forte diminution de la taille moyenne de grains. Dans ce contexte, des études numériques seront présentées dans le paragraphe IV.1.5 dans le but d'étudier l'influence du phénomène de maclage sur l'atténuation par diffusion qui n'a pas été abordé profondément dans les études précédentes.

### III.2.2.2. Modèle 3D de la microstructure texturée

Pour s'affranchir des simplifications imposées par la modélisation 2D, le logiciel DREAM.3D® [36, 88-90] a été aussi utilisé dans notre étude pour créer un modèle synthétique 3D représentatif de la microstructure du matériau anisotrope Inox316L. Ce modèle peut être considéré comme une représentation locale (ou uniforme) de la microstructure texturée de la soudure austénitique.

#### a) Description géométrique et morphologique

Le principe de la modélisation 3D de la microstructure texturée repose sur deux étapes présentées sur la Figure III-18.

La première étape consiste à générer une microstructure équiaxe spécifiée par une distribution log-normale des tailles de grains. Cette étape permet de créer en premier temps des grains équiaxes ayant les mêmes volumes que les grains allongés ciblés.

La deuxième étape consiste à définir la morphologie et la géométrie de grains allongés sous forme d'ellipses (voir Figure III-18.a). Cette étape nécessite la définition des dimensions moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z}$  de grains allongés dans les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  (Figure III-18.b). Cela permet de générer ensuite des distributions des rapports d'aspect de grains  $L_x/L_z$  et  $L_y/L_z$  qui caractérisent l'élongation de grains (voir Figure III-18.c et Figure III-18.d).

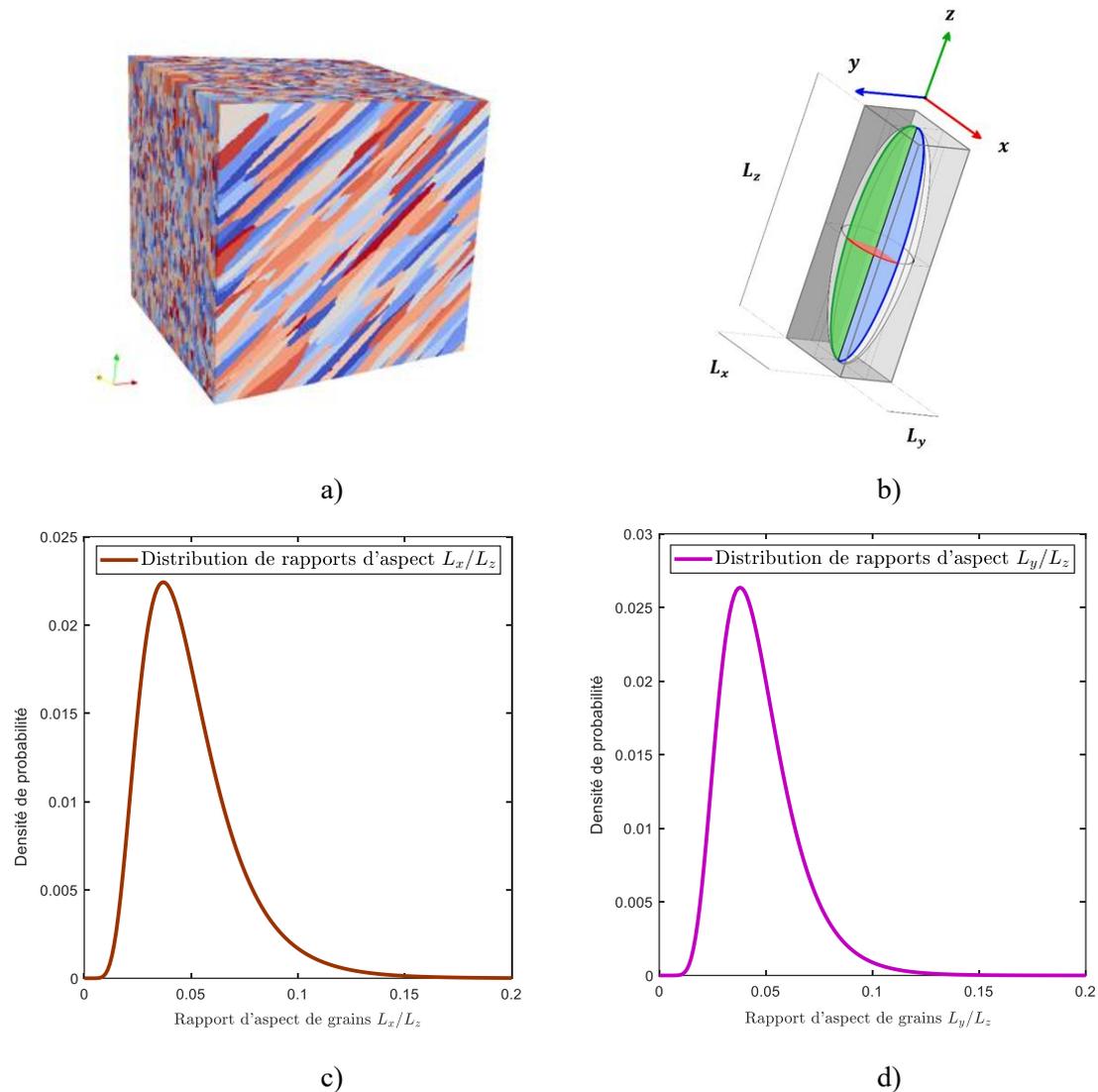


Figure III-18 : Modélisation 3D de la microstructure anisotrope texturée avec des grains allongés (microstructure de dimensions  $30 \times 30 \times 30 \text{ mm}^3$  et de tailles moyennes de grains  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,40 \times 0,4 \times 8 \text{ mm}^3$ ). a) Modèle 3D de la microstructure texturée. b) Dimensions de grains allongés ( $L_x \times L_y \times L_z$ ). c) Distribution de rapports d'élongation de grains  $L_x/L_z$ . d) Distribution de rapports d'élongation de grains  $L_y/L_z$ .

### b) Tailles moyennes de grains allongés

Les dimensions de grains allongés du modèle 3D de la microstructure texturée sont exprimées par les trois tailles de ellipses  $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$  dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  (voir Figure III-18.b). Dans ce cadre, des différents modèles 3D de la microstructure texturée sont réalisés avec différentes tailles moyennes de grains allongés  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z}$  :  $0,20 \times 0,20 \times 4 \text{ mm}^3$ ,  $0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ ,  $0,30 \times 0,30 \times 6 \text{ mm}^3$  et  $0,35 \times 0,35 \times 7 \text{ mm}^3$ . Les modèles générés par DREAM.3D<sup>®</sup> sont présentés sur la Figure III-19.

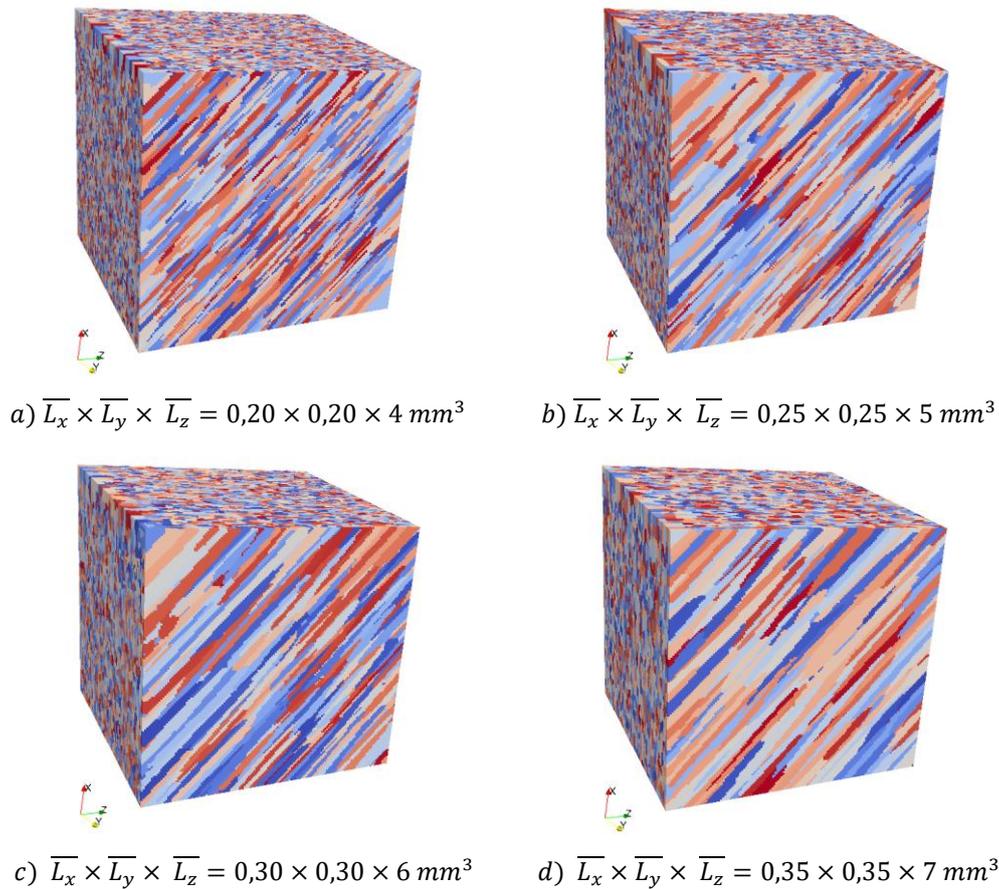


Figure III-19: Différents modèles 3D de la microstructure texturée avec différentes dimensions moyennes de grains allongés : a)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_y \times \bar{L}_z = 0,20 \times 0,20 \times 4 \text{ mm}^3$ , b)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_y \times \bar{L}_z = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ , c)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_y \times \bar{L}_z = 0,30 \times 0,30 \times 6 \text{ mm}^3$  et d)  $\bar{L}_x \times \bar{L}_y \times \bar{L}_z = 0,35 \times 0,35 \times 7 \text{ mm}^3$ .

Les données statistiques extraites des différentes microstructures texturées sont illustrées dans le Tableau III-5. En outre, la Figure III-20 compare les distributions des tailles de grains allongés  $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$  calculées à partir des données statistiques des différents modèles 3D présentés sur la Figure III-19.

Tableau III-5 : Données statistiques des modèles 3D des microstructures texturées à grains allongés obtenus par DREAM.3D® [36, 88-90].

Tailles moyennes voulues $\frac{\bar{L}_x^{You} \times \bar{L}_y^{You}}{\times \bar{L}_z^{You}}$ ( $\text{mm}^3$ )	Nombre de grains $N^G$	Tailles moyennes obtenues $\frac{\bar{L}_x^{Obt} \times \bar{L}_y^{Obt} \times \bar{L}_z^{Obt}}{(\text{mm}^3)}$	Tailles minimales obtenues $L_{x \min}^{Obt} \times L_{y \min}^{Obt} \times L_{z \min}^{Obt}$ ( $\text{mm}^3$ )	Tailles maximales obtenues $L_{x \max}^{Obt} \times L_{y \max}^{Obt} \times L_{z \max}^{Obt}$ ( $\text{mm}^3$ )	Écart-types $\Sigma_{L_x}^{Obt} \times \Sigma_{L_y}^{Obt} \times \Sigma_{L_z}^{Obt}$ ( $\text{mm}^3$ )
0,20 × 0,20 × 4	92262	0,20 × 0,21 × 4,04	0,06 × 0,05 × 0,12	0,46 × 0,48 × 14,23	0,04 × 0,04 × 1,36
0,25 × 0,25 × 5	47592	0,25 × 0,26 × 5,01	0,10 × 0,08 × 0,33	0,63 × 0,62 × 15,07	0,05 × 0,06 × 1,65
0,30 × 0,30 × 6	27667	0,31 × 0,32 × 6,09	0,11 × 0,14 × 1,94	0,76 × 0,73 × 18,82	0,06 × 0,07 × 1,86
0,35 × 0,35 × 7	7742	0,34 × 0,36 × 7,07	0,14 × 0,19 × 1,95	0,80 × 0,83 × 20,18	0,07 × 0,08 × 1,96

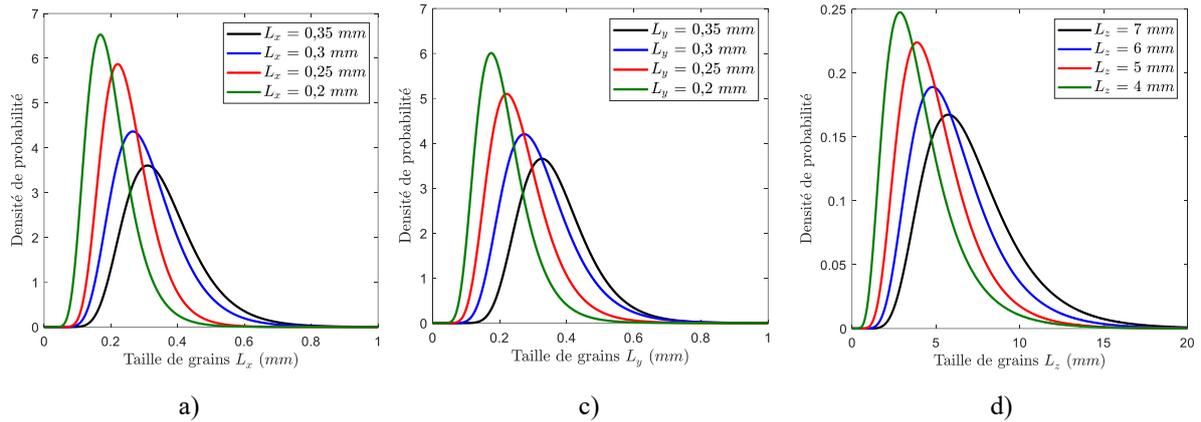


Figure III-20 : Distributions des dimensions de grains allongés obtenues des microstructures texturées créées par DREAM.3D®. a) Distributions des dimensions  $L_x$ , b) Distributions des dimensions  $L_y$  et c) Distribution des dimensions  $L_z$  dans la direction d'élongation.

La Figure III-20 montre que les distributions des tailles de grains extraites des modèles 3D suivent la loi log-normale choisie dans le code DREAM.3D® pour définir la description géométrique de la microstructure synthétique. Ces distributions indiquent aussi l'allongement de grains dans la direction morphologique z. Par ailleurs, en se basant sur le Tableau III-5, nous constatons que les valeurs des dimensions voulues  $\overline{L_x^{Vou}} \times \overline{L_y^{Vou}} \times \overline{L_z^{Vou}}$  sont très proches des valeurs des dimensions obtenues des réalisations  $\overline{L_x^{Obt}} \times \overline{L_y^{Obt}} \times \overline{L_z^{Obt}}$ . Pour le cas de dimensions moyennes souhaitées  $\overline{L_x^{Vou}} \times \overline{L_y^{Vou}} \times \overline{L_z^{Vou}} = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ , les tailles moyennes réelles obtenues de 47592 grains et les écarts-types sont respectivement  $\overline{L_x^{Vou}} \times \overline{L_y^{Vou}} \times \overline{L_z^{Vou}} = 0,25 \times 0,26 \times 5,01 \text{ mm}^3$  et  $\Sigma_{L_x}^{Obt} \times \Sigma_{L_y}^{Obt} \times \Sigma_{L_z}^{Obt} = 0,05 \times 0,06 \times 1,65 \text{ mm}^3$ .

Les résultats présentés dans ce paragraphe montrent l'efficacité du code DREAM.3D® à contrôler avec précision la distribution des tailles de grains allongés générée dans le modèle géométrique de la microstructure texturée.

### c) Texture cristallographique

Après avoir défini les propriétés morphologiques et géométriques du modèle 3D de la microstructure virtuelle telles que la phase, la forme allongée de grains et la distribution des tailles de grains, l'étape suivante consiste à définir la texture cristallographique du matériau isotrope transverse Inox316L. Dans cette optique, le code DREAM.3D® dispose d'une fonctionnalité qui permet d'importer une texture cristallographique qui servira de texture cible pour le tirage de orientations cristallographiques. Cette texture d'entrée, ou texture cible, peut être d'origine expérimentale, ou générée numériquement. Dans notre cas, la texture cristallographique simulée de type fibre  $\langle 100 \rangle$  est obtenue numériquement par des scripts implémentés dans le module open source MTEX du logiciel MATLAB® [109, 110]. Il est donc possible de spécifier, une orientation quelconque pour l'axe d'élongation de grains, c'est-à-dire de donner une orientation morphologique quelconque à la microstructure texturée. Cependant, il faut noter que les grains générés dans le code DREAM.3D® [36, 88-90] sont allongés par défaut suivant l'axe x. Dans cet objectif, nous choisissons d'abord l'axe x comme une direction morphologique d'élongation de grains dans MTEX [109, 110]. Ensuite, nous générons une texture cristallographique numérique parfaite en appliquant des rotations autour les axes morphologiques z, x' et z'' grâce aux trois angles d'Euler ( $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ ) dans la convention de Bunge [58]. Cela permet de créer une texture isotrope transverse définie par une orientation commune donnée de grains allongés où l'axe de fibre commun  $\langle 100 \rangle$  coïncide avec la direction d'élongation de grains. Une fois que les figures de pôles calculées sont injectées par un fichier texte dans DREAM.3D® les mêmes rotations sont définies dans ce dernier pour aligner les axes morphologiques des deux codes. Les angles d'Euler ( $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ ) doivent être spécifiées de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_1 = 0^\circ \\ \phi = 90^\circ \\ \varphi_2 = [0^\circ - 90^\circ] \end{array} \right. \quad (\text{III.31})$$

Les valeurs des angles  $\varphi_1$  et  $\phi$  exposées dans les expressions (III.31) permettent de créer une orientation cristallographique dans le plan principal de grains allongés (n'est pas une orientation hors du plan). La valeur de l'angle  $\varphi_2$  varie entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  afin d'obtenir différentes orientations de grains dans la microstructure texturée<sup>(2)</sup>. Cela permet de réaliser une étude paramétrique dans le chapitre IV pour évaluer les effets de l'orientation de grains allongés sur l'atténuation par diffusion dans la microstructure texturée de la soudure austénitique.

Sur la Figure III-21.a, nous présentons un exemple de figures de pôles  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$  calculées par le module MTEX pour le matériau isotrope transverse Inox316L et qui sont introduites comme des données d'entrée dans le code DREAM.3D<sup>®</sup>. De même, la Figure III-21.b expose des figures de pôles obtenues de la modélisation 3D de la microstructure de soudure austénitique.

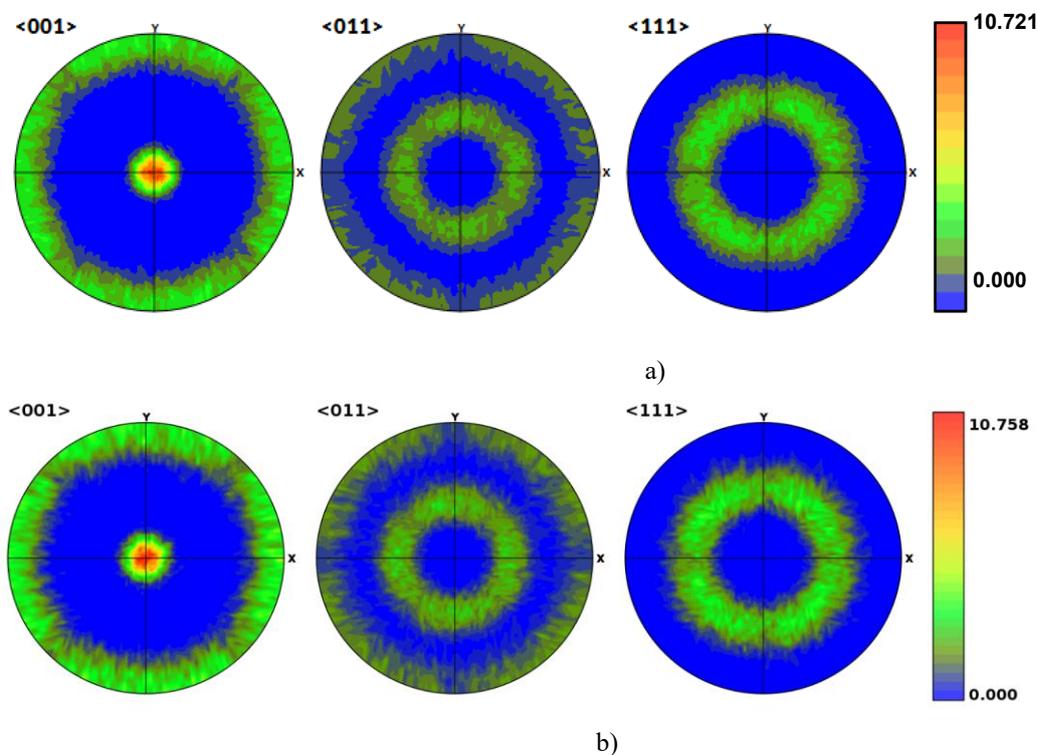


Figure III-21 : Texture cristallographique du matériau isotrope transverse définie par les figures de pôles dans les plans  $\{001\}$ ,  $\{011\}$  et  $\{111\}$ . a) Figures de pôles calculées par MTEX et introduites comme des données d'entrée dans DREAM.3D<sup>®</sup>. b) Figures de pôles obtenues après la génération de la microstructure texturée par DREAM.3D<sup>®</sup>. La texture correspond au cas d'une orientation commune de grains  $\theta = 0^\circ$  (l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  est parallèle à la direction d'élongation de grains  $z$ ).

<sup>(2)</sup> Les orientations cristallographiques de grains allongés générés dans le modèle 3D de la microstructure texturée sont ensuite converties de la convention de Bunge [58] à la convention de Roe [107, 108]. Cette transformation est nécessaire puisque le code ATHENA<sup>®</sup> est basé sur la convention de Roe. La conversion de l'orientation est fondée sur les équations (H.1) et (H.2) présentées dans l'Annexe H.

### III.3. Maillages

Nous rappelons que l'objectif du volet numérique de la thèse est la mise en place de l'approche numérique GSM qui consiste à simuler la propagation des ondes ultrasonores dans les microstructures polycristallines anisotropes et isotropes en se basant sur le calcul EF. La simulation EF est fondée sur le couplage entre le code ATHENA<sup>®</sup> avec les modèles des microstructures synthétiques qui sont présentés dans la section III.2. Dans cette optique, les outils utilisés dans le paragraphe précédent permettent également de mailler les microstructures synthétiques générées.

Dans le cas d'une simulation 3D avec les logiciels ATHENA.3D<sup>®</sup>, DREAM.3D<sup>®</sup> permet de mailler la microstructure équiaxe et texturée sur une grille cartésienne régulière en utilisant des éléments cubiques (voxels). En outre, dans le cas d'une simulation 2D avec ATHENA.2D<sup>®</sup>, une discrétisation spéciale est générée pour les microstructures artificielles 2D en utilisant un maillage régulier sous forme de carrés. La Figure III-22 expose les maillages des différents modèles 2D et 3D des microstructures équiaxes et texturées.

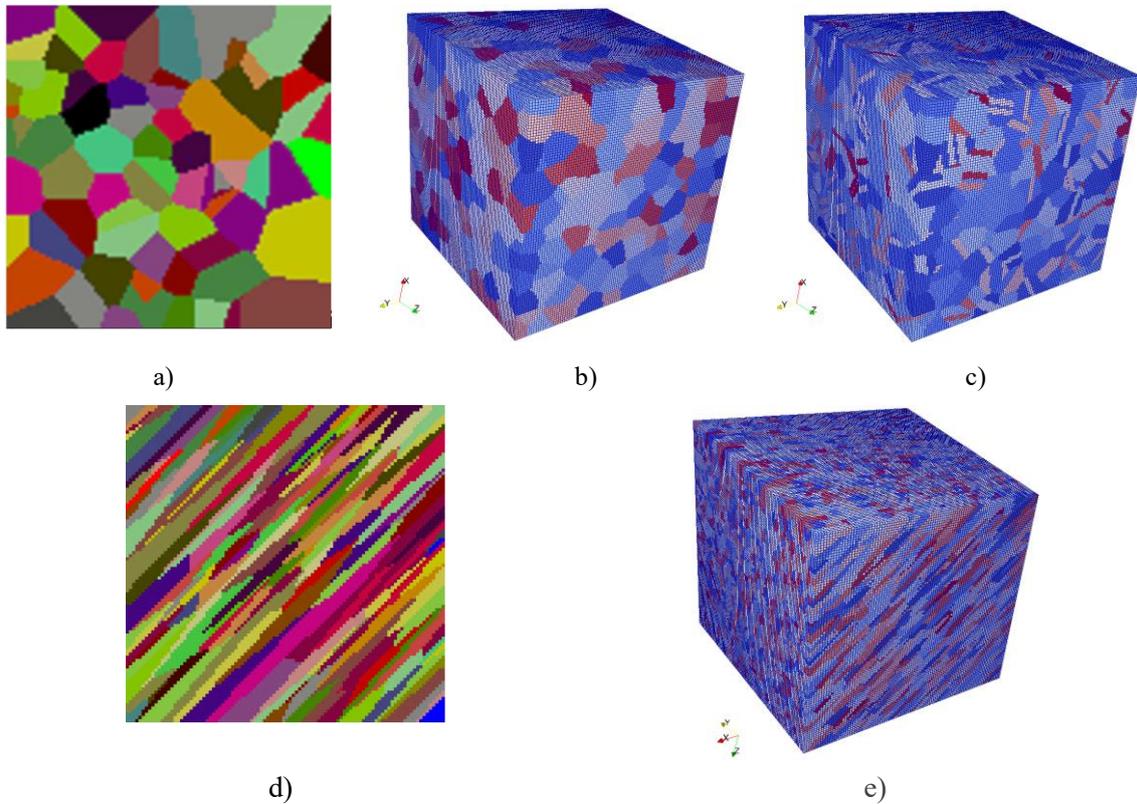


Figure III-22 : Maillages réguliers des modèles 2D et 3D des microstructures polycristallines : a) Modèle 2D de la microstructure isotrope équiaxe sans macles, b) Modèle 3D de la microstructure isotrope équiaxe sans macles, c) Modèle 3D de la microstructure isotrope équiaxe avec macles, d) Modèle 2D de la microstructure anisotrope texturée et e) Modèle 3D de la microstructure anisotrope texturée.

Pour assurer la convergence et la stabilité du calcul EF, des études antérieures ont montré que la taille des mailles  $\Delta l$  doit respecter la condition (III.11) présentée dans le paragraphe III.1.2 ainsi que les conditions suivantes :

$$\Delta l \leq \frac{\lambda}{15} \quad (\text{III.32})$$

$$\Delta l \leq \frac{\bar{d}}{10} \quad (\text{III.33})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'ondes et  $\bar{d}$  est le diamètre équivalent moyen de grains de la microstructure.

En se basant sur les conditions ci-dessus, les éléments de maillage utilisés dans la simulation sont de premier ordre. Dans la présente étude, nous nous sommes intéressés à l'atténuation des ondes longitudinales dans la gamme de fréquence [1 - 7,5] MHz, donc pour une gamme de longueur d'onde  $\lambda$  de 6 à 0,8 mm. La condition (III.33) impose donc un raffinement des mailles pouvant atteindre 80  $\mu\text{m}$ .

La seconde condition n'est cependant pas systématiquement vérifiée car elle peut conduire à des tailles de problèmes numériques rédhibitoires. Notamment, pour les microstructures dont la taille moyenne est de l'ordre de 300  $\mu\text{m}$ , la discrétisation par des mailles  $\Delta l < 30 \mu\text{m}$  n'est pas possible. Dans ce cas, nous avons choisi d'utiliser une discrétisation de la microstructure avec des mailles de taille de 50  $\mu\text{m}$ . Il faut noter qu'avec cette condition de maillage, un grain sphérique de diamètre 300  $\mu\text{m}$ , est maillé avec environ 113 mailles (voxels). Cette taille de mailles est choisie lorsque le diamètre équivalent moyen de grains  $\bar{d} < 800 \mu\text{m}$ . Cependant, dans la plupart des cas où le diamètre équivalent moyen  $\bar{d} \geq 800 \mu\text{m}$ , les microstructures polycristallines sont maillées avec une taille de maille de 80  $\mu\text{m}$ .

### III.4. Validation expérimentale de microstructures synthétiques

Ce paragraphe s'attache à comparer les modèles 2D et 3D des microstructures artificielles avec les microstructures réelles obtenues par les analyses EBSD de l'alliage à base nickel Inconel600 et la soudure austénitique en Inox316L.

#### III.4.1. Microstructure isotrope

Pour valider l'approche numérique exposée dans les sections précédentes permettant des microstructures isotropes équiaxes artificielles, des modèles numériques 2D et 3D (voir Figure III-23.a et Figure III-23.c) sont comparés avec les données EBSD de la microstructure réelle de l'échantillon B359-EBSD-Cœur (voir Figure III-23.b). Les microstructures synthétiques sont générées en utilisant les mêmes dimensions et en imposant une taille moyenne cible égale à celle mesurée expérimentalement (voir Figure III-23.b et Figure III-23.c).

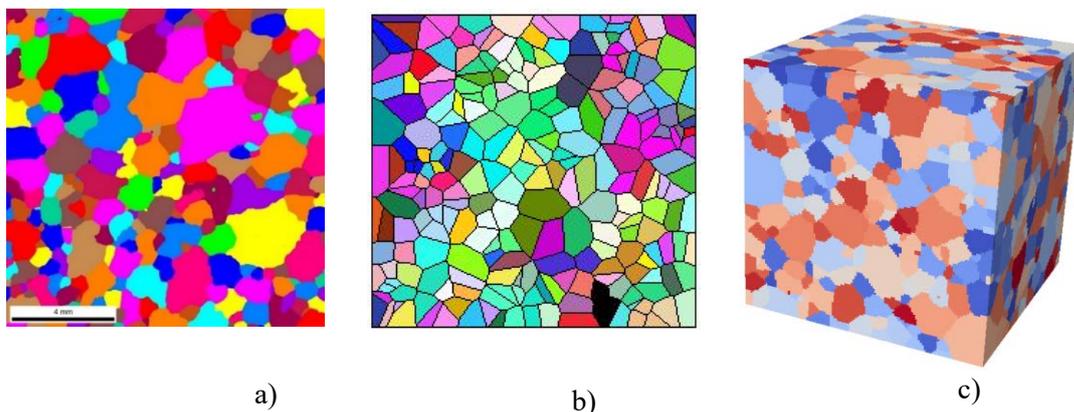


Figure III-23 : Microstructure isotrope de l'alliage à base nickel Inconel600 avec des grains équiaxes de taille moyenne  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$ : a) Cartographie EBSD de la microstructure réelle de dimensions  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  (échantillon B359-EBSD-Cœur), b) Microstructure virtuelle 2D de dimensions  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  et c) Microstructure virtuelle 3D de dimensions  $12 \times 12 \times 12 \text{ mm}^3$ .

La Figure III-24 compare les distributions simulées en 2D et 3D et expérimentale des tailles de grains. Cette figure montre un très bon accord entre la distribution des tailles de grains simulée en 3D avec celle mesurée expérimentalement. Cela indique que la loi log-normale semble bien appropriée pour reproduire la distribution expérimentale des tailles de grains. En effet, le diamètre moyen de grains équiaxes et l'écart-type sont respectivement  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 350 \mu\text{m}$  pour l'expérience, et

$\bar{d} = 774 \mu m$  et  $\Sigma = 278 \mu m$  pour le modèle 3D. L'écart entre la taille moyenne de grains obtenue de la microstructure synthétique 3D et la taille moyenne expérimentale est de l'ordre de 0,13%. Toutefois, les distributions des tailles de grains extraites de la tessellation de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82], et des analyses expérimentales par EBSD sont radicalement différentes. En effet, la distribution 2D est plus piquée que la distribution expérimentale. La taille moyenne de grains et l'écart-type estimés du modèle 2D sont respectivement  $\bar{d} = 747 \mu m$  et  $\Sigma = 190 \mu m$ . Pour cela, l'écart entre la taille moyenne de grains issue de la microstructure artificielle 2D et la taille moyenne expérimentale est de l'ordre de 3,75%. A noter que l'algorithme permettant de créer les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D nécessite en paramètre d'entrée une grandeur  $d^G$  homogène à une distance qui définit la densité effective des germes  $\rho^G = 1/(d^G)^2$  (en graines par unités de surface) utilisées pour construire le diagramme. Cette grandeur  $d^G$  n'est donc pas strictement équivalente à la taille moyenne  $\bar{d}$  des domaines du diagramme de Voronoï 2D. Par ailleurs, la grande disparité d'allure entre la distribution expérimentale et celle de la tessellation de Poisson-Voronoi 2D montre également qu'il sera nécessaire d'évaluer l'influence de la taille de domaines de Voronoï et leur distribution sur les résultats de la simulation de l'atténuation ultrasonore. Au contraire, cette comparaison montre la pertinence de la modélisation 3D par le code DREAM.3D® [36, 88-90] à reproduire fidèlement la distribution réelle des tailles de grains équiaxes.

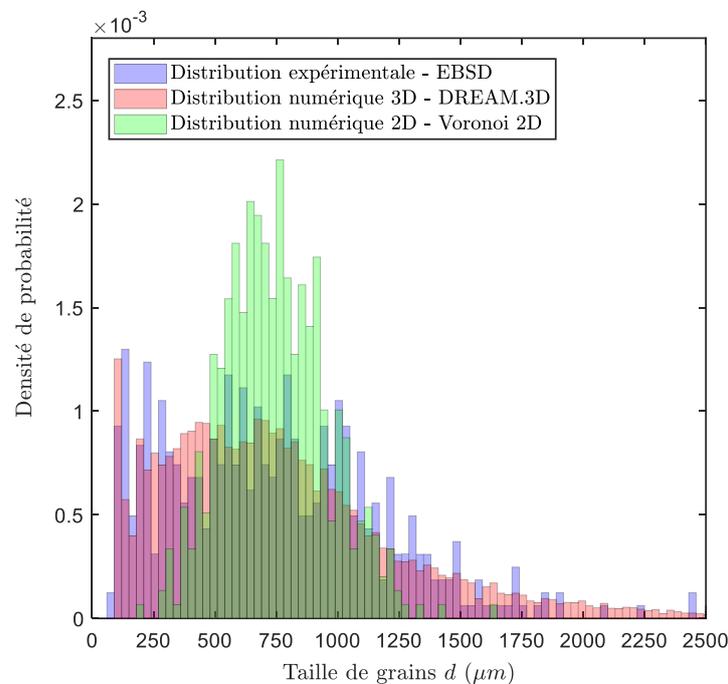


Figure III-24 : Distribution des tailles de grains équiaxes expérimentales et simulées de l'Inconel600.

Les propriétés cristallographiques obtenues des caractérisations expérimentales EBSD et des modèles numériques 2D et 3D sont aussi confrontées. Les figures de pôles  $\{001\}$  expérimentales et simulées sont présentées sur la Figure III-25. Les différentes figures de pôles révèlent le comportement isotrope de la microstructure caractérisée par les faibles niveaux des densités de pôles (densité maximale inférieure à 2). Les orientations cristallographiques expérimentales (voir Figure III-25.a et Figure III-25.b) semblent bien présenter une répartition spatiale aléatoire. En revanche, comme cela a été souligné dans le paragraphe III.2.2.1.c, la distribution obtenue par le code DREAM.3D® présente des renforcements locaux. Toutefois, en examinant la dynamique respective des trois figures de pôles, il apparaît que la figure centrale (voir Figure III-25.c) est en fait relativement homogène.

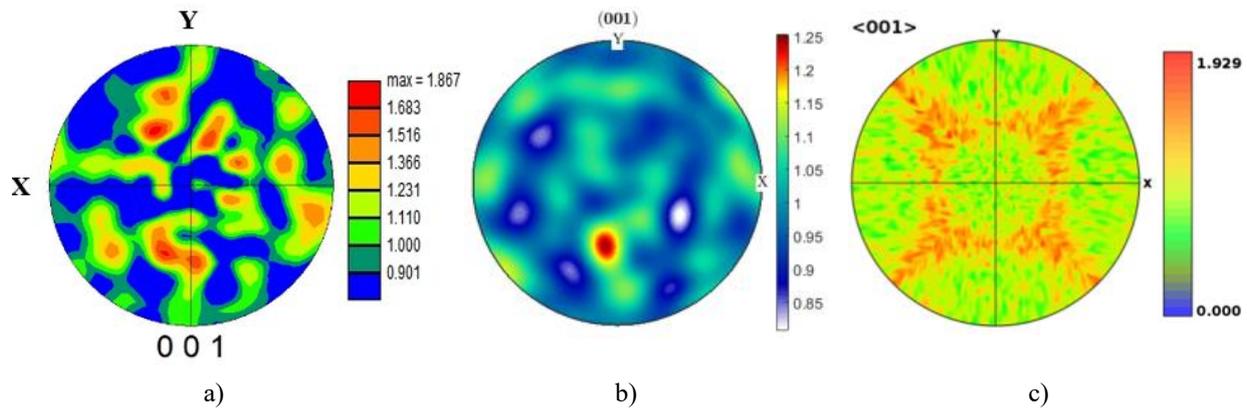


Figure III-25 : Figures de pôles de la microstructure isotrope équiaxe de l’Inconel600 obtenues à partir: a) de l’analyse expérimentale par EBSD, b) du modèle 2D créé par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D et c) du modèle 3D généré par DREAM.3D®.

### III.4.2. Microstructure anisotrope

La Figure III-26 présente la microstructure expérimentale de la soudure austénitique en Inox316L, caractérisée par EBSD et les microstructures texturées synthétiques 2D et 3D. Nous avons vu dans la section II.1.6.1 que la cartographie EBSD ne permet pas d’identifier une taille de grains significative dans la direction morphologique d’elongation z. Ceci est dû à la fois à faible statistique de comptage de cartographie et également au fait que beaucoup de grains sont coupés par les bords de la cartographie, et que leur taille n’est pas représentative. Pour cette raison, en se basant sur les caractérisations expérimentales EBSD réalisées dans cette thèse et des analyses métallographiques fournies dans des études antérieures [46-48], nous avons retenu des tailles moyennes réelles de grains  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z$  de l’ordre de  $0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ . En outre, nous notons que les valeurs des tailles obtenues de modèles 2D et 3D sont respectivement  $\overline{L}_x \times \overline{L}_z = 0,24 \times 4,75$  et  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z = 0,25 \times 0,26 \times 5,01$  (voir Tableau III-2 et Tableau III-5). La comparaison des valeurs expérimentales et simulées montre que les modèles numériques 2D et 3D donnent des dimensions très cohérentes avec les dimensions réelles. Toutefois, les valeurs des tailles de grains issues du modèle 3D sont plus proches et significatives par rapport à celles obtenues du modèle 2D.

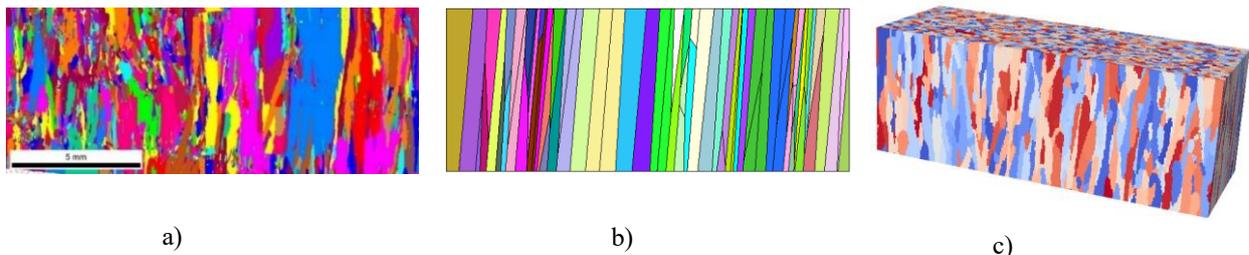


Figure III-26 : Microstructure anisotrope texturée de la soudure austénitique en Inox316L caractérisée par des grains allongés des tailles moyennes  $\overline{L}_x = 0,25 \text{ mm}$ ,  $\overline{L}_y = 0,25 \text{ mm}$  et  $\overline{L}_z = 5 \text{ mm}$  (échantillon INOX316L-EBSD-OT-0°): a) Cartographie EBSD de dimensions  $16 \times 6 \text{ mm}^2$ , b) Microstructure virtuelle 2D de dimensions  $16 \times 6 \text{ mm}^2$  et c) Microstructure virtuelle 3D de dimensions  $16 \times 6 \times 6 \text{ mm}^3$ .

Les orientations cristallographiques de grains allongés extraites des différentes microstructures réelles et simulées sont également comparées dans cette section. La Figure III-27 présente les figures de pôles expérimentales et simulées en 2D et 3D. Les figures de pôles simulées sont cohérentes avec la figure de pôles expérimentale, tant sur l’allure que sur les niveaux d’intensité du spot central. En outre, la Figure III-27 montre la présence d’une texture cristallographique de fibre très marquée dont la composante d’orientation obtenue est de type  $\langle 100 \rangle$ . Cette texture reflète le comportement isotrope transverse de la soudure austénitique. Nous pouvons noter toutefois que l’alignement de l’axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  avec la direction morphologique z de l’échantillon n’est pas parfait. Une légère désorientation de l’axe de fibre apparaît donc sur la figure de pôles. Comme cela a été souligné dans le paragraphe

II.1.6.2, cette désorientation peut être due à l'inclinaison du gradient thermique dans la direction de soudage lors de la solidification du métal fondu en cours de soudage. Cette désorientation a été identifiée dans l'échantillon INOX316L-DRX-OT-0° en utilisant les logiciels de traitements des données expérimentales. Elle peut être exprimée par les trois angles d'Euler dans la convention de Bunge ( $\varphi_1 = -12,69^\circ, \phi = +5,09^\circ, \varphi_2 = +6,63^\circ$ ). Par ailleurs, la Figure III-27.b et la Figure III-27.c montrent que les modèles 2D et 3D sont capables de reproduire la désorientation de l'axe de fibre estimée par les analyses expérimentales. Cependant, nous constatons que la texture cristallographique 2D est plus marquée par rapport aux textures expérimentales et 3D. Le spot central (axe de fibre) est plus fin et l'intensité maximale plus importante. Ceci est dû à la méthode de tirage des orientations cristallographiques, utilisée dans l'algorithme de Poisson-Voronoi 2D (voir section III.2.1.3.c). Cette méthode ne permet pas de contrôler la largeur du spot et le niveau d'intensité des orientations cristallographiques. Au contraire, les résultats présentés dans cette section confirment la capacité du modèle 3D de la microstructure texturée à représenter numériquement très fidèlement les propriétés cristallographiques de la soudure austénitique InOX316L. Ces résultats reflètent également la pertinence du code MTEX [109, 110] à fournir au code DREAM.3D® [36, 88-90] des données d'entrée très fiables ainsi que sa capacité à contrôler la largeur de l'axe de fibre et son intensité dans la texture cristallographique.

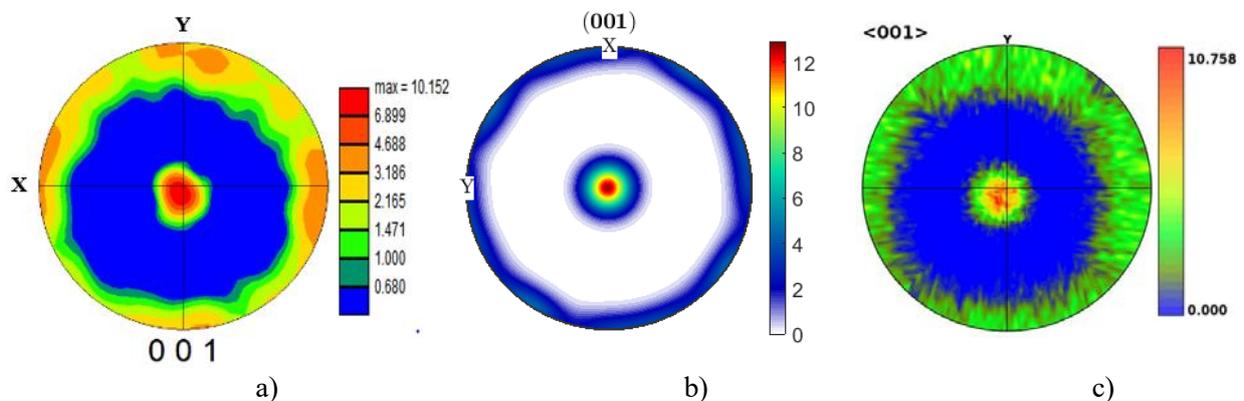


Figure III-27 : Figures de pôles  $\{001\}$  de la microstructure anisotrope texturée de la soudure austénitique en InOX316L obtenues à partir: a) de l'analyse expérimentale par EBSD, b) du modèle 2D créé par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D et c) du modèle 3D généré par DREAM3D.

## Conclusion du chapitre III

Ce chapitre a permis dans un premier temps de présenter le code aux éléments finis ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] utilisé dans la simulation de la propagation des ondes ultrasonores dans les microstructures polycristallines. Ensuite, une approche numérique nommée «simulation à l'échelle des grains (GSM)» a été mise en place en couplant le code ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] avec un modèle synthétique de microstructure polycristalline. Dans ce contexte, des procédures ont été mises au point pour modéliser à l'échelle des grains les microstructures des matériaux étudiés : un matériau isotrope (alliage base nickel à gros grain Inconel600) et un matériau anisotrope (soudure austénitique en Inox316L). La modélisation permet de fournir une description réaliste complète des microstructures équiaxes et texturées en définissant leurs propriétés géométriques, morphologiques, cristallographiques et élastiques. Les microstructures artificielles 2D sont obtenues à l'aide de diagrammes de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82]. Les modèles 3D sont générés grâce au logiciel DREAM.3D<sup>®</sup> [36, 88-90]. Les microstructures virtuelles ont été confrontées avec les microstructures réelles caractérisées par EBSD. Les comparaisons ont prouvé l'efficacité des outils numériques à fournir des microstructures synthétiques très similaires aux microstructures réelles des matériaux étudiés, en particulier la modélisation 3D. L'intérêt de l'approche GSM est d'envisager des campagnes de simulations 2D et 3D permettant d'identifier les différents paramètres influents sur l'atténuation ultrasonore par diffusion. Ces études numériques seront présentées et comparées avec les modèles théoriques et les mesures expérimentales dans le chapitre IV.

# CHAPITRE IV : Résultats numériques, validation théorique et expérimentale

## Introduction

Le but de ce dernier chapitre est de présenter les résultats d'atténuation obtenus par des simulations à l'échelle des grains réalisées pour l'alliage à gros grains Inconel600 et la soudure austénitique en acier inoxydable Inox316L. Ce chapitre est décomposé en deux parties :

La première présente une synthèse des résultats d'atténuation numériques obtenue pour le matériau isotrope (Inconel600). Les valeurs d'atténuation sont calculées en appliquant la méthode EFM et la méthode DFSA sur les simulations numériques 2D et 3D. D'abord, nous présentons des études paramétriques dans le but de traiter l'influence des propriétés métallurgiques de la microstructure isotrope sur l'atténuation par diffusion des ondes longitudinales. Ces études concernent les effets de la taille de grains, la distribution des tailles, la présence de macles. Ensuite, nous exposons une validation des données d'atténuation simulées par des mesures expérimentales et des prédictions théoriques issues du modèle de Stanke & Kino [5, 39]. Dans la dernière section, nous présentons une confrontation entre les valeurs quantifiées par les méthodes EFM et DFSA pour évaluer leur efficacité et leur sensibilité.

La deuxième partie du chapitre expose les résultats d'atténuation obtenus pour le matériau isotrope transverse (Inox316L). Dans un premier temps, des études paramétriques examinent les effets de la taille de grains allongés et des orientations cristallographiques sur l'atténuation. Dans un second temps, une validation des résultats numériques de l'approche GSM est exposée. Cette validation est fondée sur des comparaisons avec des données expérimentales et des valeurs théoriques calculées par le modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43]. Les résultats des méthodes EFM et DFSA sont aussi comparés pour ce matériau anisotrope.

## IV.1. Atténuation en matériau isotrope

Afin d'étudier le phénomène d'atténuation par diffusion des ondes ultrasonores dans le matériau macroscopiquement isotrope Inconel600, des simulations à l'échelle des grains ont été réalisées avec le code EF ATHENA® [36, 44, 71-73]. Les simulations EF ont été effectuées en 2D et 3D en faisant varier les paramètres microstructuraux. L'objectif est d'étudier les effets de différentes caractéristiques microstructurales sur l'évolution de l'atténuation des ondes longitudinales telles que la taille de grains, la distribution des tailles, la présence de joints de macles.

### IV.1.1. Simulation de la propagation du champ ultrasonore dans l'Inconel600

Cette section permet d'illustrer qualitativement l'effet de la diffusion sur le faisceau ultrasonore, et donne un premier aperçu sur la capacité de l'approche GSM à modéliser la propagation des ondes ultrasonores dans le matériau isotrope à gros grains. Les simulations 2D et 3D ont été réalisées dans un milieu hétérogène en présence de la microstructure granulaire de l'Inconel600 et d'autres dans le milieu homogène en absence de la microstructure (matériau homogène et isotrope). Les simulations ont été effectuées en utilisant un capteur circulaire de diamètre 12,7 mm et de fréquence centrale de 2,25 MHz placé en champ lointain avec une incidence normale. Ces simulations ont été réalisées pour des microstructures avec des grains équiaxes de taille moyenne de 775  $\mu\text{m}$ . Les propriétés d'élasticité du monocristal et homogénéisées utilisées dans les simulations sont illustrées dans le Tableau I-2.

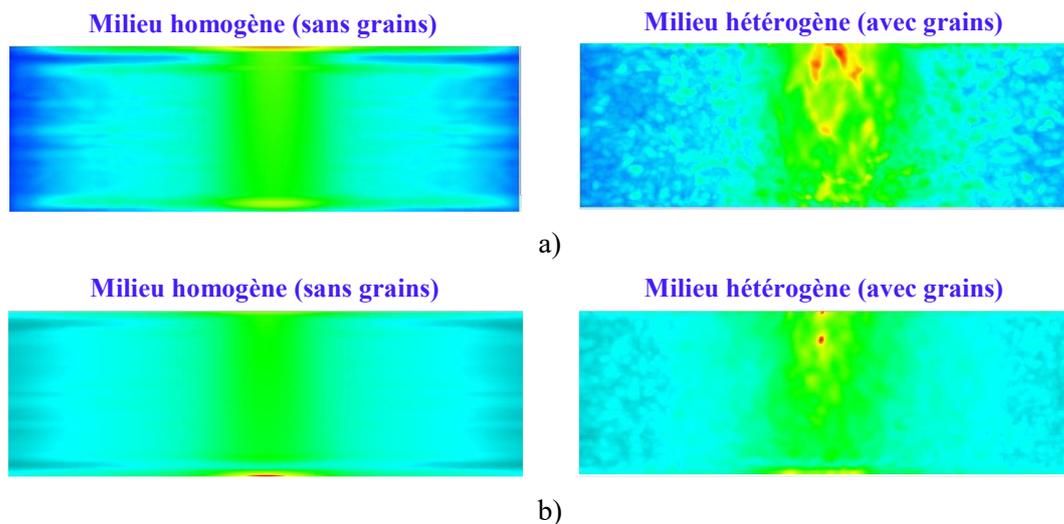


Figure IV-1 : Simulation de la propagation des ondes ultrasonore en milieu homogène (à gauche) et en milieu hétérogène avec des grains de taille moyenne de 775  $\mu\text{m}$  (à droite). La simulation est effectuée par un capteur d'une fréquence centrale de 2,25 MHz : a) Simulation numérique 2D et b) Simulation numérique 3D.

La Figure IV-1 décrit la propagation du champ ultrasonore dans la microstructure le long de l'épaisseur de la pièce. Ce champ représente le maximum du déplacement particulière au cours du temps, sur la durée de la simulation numérique. Les images ci-dessus exposent donc la répartition du champ ultrasonore dans un plan médian ( $xz$ ) d'une configuration de dimensions  $30 \times 10 \text{ mm}^2$ . Ces images illustrent la diffusion des ondes par la microstructure et la perturbation du faisceau ultrasonore qui en découle. En milieu homogène, au contraire, le faisceau n'est pas perturbé, et conserve une distribution cylindrique de l'énergie sur toute sa propagation dans la pièce.

Pour analyser la contribution de la diffusion des ondes sur l'atténuation ultrasonore dans ce matériau, nous rapportons sur la Figure IV-2 le champ cohérent extrait des A-scans simulés dans les milieux homogène et hétérogène (la moyenne des signaux temporels extraits). Nous rappelons qu'un

A-scan représente l'évolution temporelle du signal ultrasonore reçu en mode pulse-écho en une position donnée du capteur.

La Figure IV-2 révèle la présence des trois échos de fond de l'échantillon dans les différents signaux. Dans cette étude, seulement deux échos de fond sont utilisés dans le calcul du coefficient d'atténuation. En comparant les différents signaux tracés sur la Figure IV-2, nous constatons que pour un même signal en entrée, les échos de fond obtenus en milieu homogène sont d'amplitude plus élevée que ceux obtenus en simulation hétérogène. Ceci s'explique par le phénomène de diffusion opérant en milieu hétérogène.

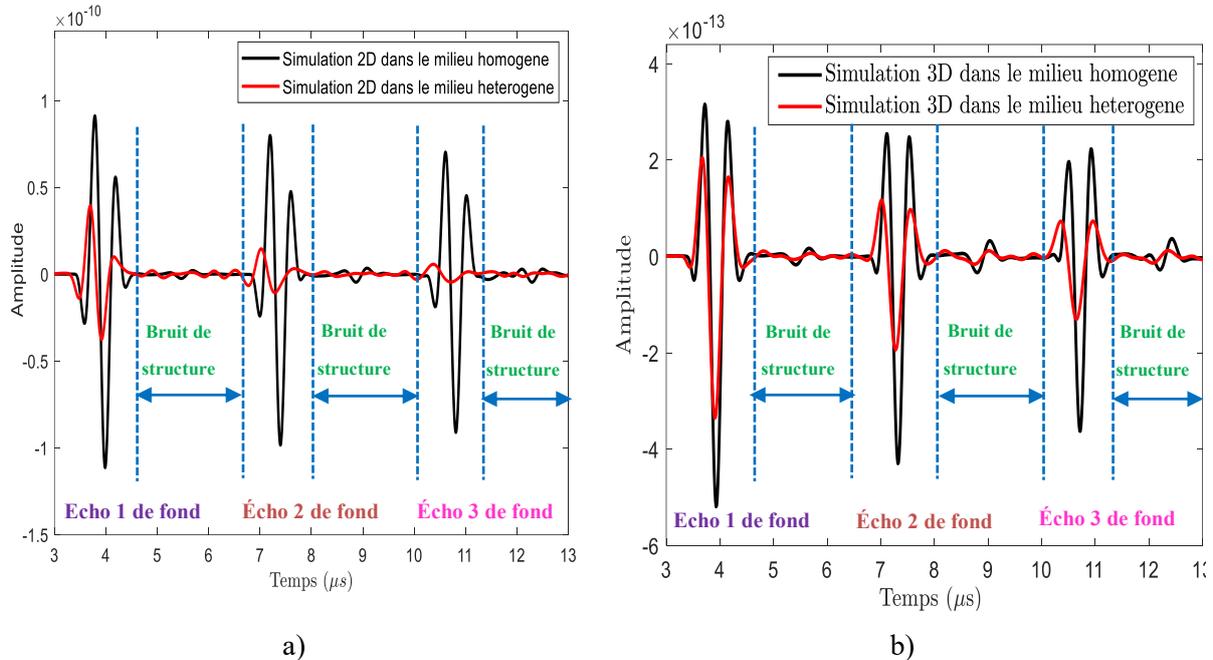


Figure IV-2 : Champs cohérents calculés par la moyenne des signaux temporels (A-scans) simulés dans deux milieux homogène et hétérogène : a) Simulation 2D et b) Simulation 3D.

En milieu homogène, les oscillations observées sur le signal sont dues aux ondes transversales. Du fait de sa dimension finie, un capteur ultrasonore présente une certaine divergence. Une partie du faisceau arrive donc sur l'échantillon avec un angle d'incidence non nul et qui peut être à l'origine des conversions de mode. Le signal en milieu hétérogène présente également du bruit de structure. Le bruit de structure correspond à la fraction d'énergie rétrodiffusée, c'est-à-dire diffusée par la structure en direction du récepteur. Les présentes observations ont permis de montrer la capacité de l'approche GSM mise en place en 2D et 3D à reproduire numériquement les phénomènes induits par la diffusion des ondes par la microstructure qui sont l'atténuation et le bruit de structure.

### IV.1.2. Incertitude des simulations numériques

La simulation à l'échelle des grains est basée sur un tirage aléatoire de la microstructure. Les signaux ultrasonores simulés sur un ensemble de simulations pour les mêmes paramètres microstructuraux vont présenter une dispersion. Les simulations 2D et 3D qui suivent ont été réalisées pour différents tirages des microstructures isotropes. Le Tableau IV-1 présente les propriétés de la configuration numérique utilisée dans les simulations 2D et 3D pour une microstructure de taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu m$ . Il illustre également le temps de calcul dans les cas 2D et 3D. En se basant sur ce tableau, nous constatons que le temps de calcul total en 3D (c'est-à-dire le temps de calcul EF réalisé sur le cluster et le temps de la modélisation de la microstructure artificielle) est égal 30 fois le temps de calcul total en 2D. Dans cette optique, nous avons choisi dans cette étude de réaliser 20 simulations en 2D pour chaque cas. Néanmoins, compte tenu des limites de la simulation 3D en terme de la durée de calcul très importante par rapport à la simulation 2D, 3 tirages seulement ont été utilisés dans le cas de la simulation 3D.

Tableau IV-1 : Temps des calculs 2D et 3D pour le cas d'une microstructure caractérisée par une taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$ .

Calcul	Dimensions de configuration	Nombre de mailles	Taille de maille (mm)	Nombre de pas temporel	Pas temporel ( $\mu\text{s}$ )	Temps de calcul total (calcul EF + modélisation de la microstructure)
2D	$30 \times 10 \text{ mm}^2$	$12 \cdot 10^4$	0,05	1200	$1,17 \cdot 10^{-8}$	~40 minutes
3D	$30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$	$72 \cdot 10^6$	0,05	1200	$1,17 \cdot 10^{-8}$	~20 heures

Le degré de confiance sur les valeurs obtenues à partir des 3 A-scans a été vérifié dans ce paragraphe en calculant les incertitudes relative et absolue des valeurs d'atténuation simulées. L'idée est de réaliser 9 simulations 3D pour différentes réalisations de microstructure. Ensuite, nous calculons le coefficient d'atténuation sur 3 lots constitués de 3 simulations différentes. Les incertitudes maximales des valeurs d'atténuation relevées sur les 3 lots des simulations sont estimées en se référant à l'atténuation calculée sur l'ensemble des simulations (9 A-scans). Par ailleurs, les valeurs d'atténuation présentées dans ce paragraphe sont obtenues pour des microstructures isotropes de taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et d'écart type  $\Sigma = 85 \mu\text{m}$ , avec un capteur de fréquence centrale  $f_c = 2,25 \text{ MHz}$ .

L'atténuation est calculée sur une bande de fréquence  $\left[ f_c - \frac{f_c}{2} \quad f_c + \frac{f_c}{2} \right]$  où  $f_c$  désigne la fréquence centrale du capteur. Le choix de cette bande fréquentielle pour les simulations numériques et les mesures expérimentales permet de couvrir une bande d'amplitude jusqu'à -6 dB (50%) du spectre fréquentiel des échos de fond de l'échantillon. Les caractéristiques de différents capteurs utilisés dans cette étude sont présentées dans le Tableau IV-2.

Tableau IV-2 : Caractéristiques des capteurs utilisés dans les simulations EF et les mesures expérimentales.

Capteur en immersion	Fréquence centrale $f_c$ (MHz)	Diamètre $d^{cap}$ (mm)	Bande passante à -6 dB (MHz)
Capteur 1	2,25	12,7	[1,25 - 3,25]
Capteur 2	3,5	12,7	[1,75 - 5,25]
Capteur 3	5	12,7	[2,5 - 7,5]

Les valeurs d'atténuation calculées et les incertitudes correspondantes sont exposées sur la Figure IV-3 sur une bande fréquentielle de [1,25 – 3,25] MHz. Cette figure permet de décrire la dispersion des valeurs d'atténuation déterminées à partir des 3 lots des simulations 3D (courbes rouge, verte et bleue) et à partir de l'ensemble de 9 simulations qui sont considérées comme des valeurs de référence (courbe noire). Sur cette plage de fréquence, nous constatons que les écarts maximaux entre les différentes courbes se présentent aux hautes fréquences pour  $f > 1,75 \text{ MHz}$ . Aux basses fréquences pour  $f < 1,75 \text{ MHz}$ , les courbes d'atténuation deviennent très similaires malgré la différence au niveau des caractéristiques morphologiques de différents tirages des microstructures. Ceci est confirmé par les valeurs des incertitudes absolue et relative maximales qui sont inférieures à 0,039 dB/mm et à 8% respectivement. Si nous ne nous intéressons qu'à la fréquence centrale du capteur  $f_c = 2,25 \text{ MHz}$ , les valeurs d'incertitudes absolue et relative diminuent jusqu'à 0,02 dB/mm et 7%. Ces résultats montrent que, pour cette configuration, 3 tirages sont suffisants pour obtenir des résultats numériques du coefficient d'atténuation très significatifs et fiables en respectant les choix de la bande de fréquence des capteurs présentés dans le Tableau IV-2. Par ailleurs, il est important de noter que cette estimation des incertitudes relative et absolue n'est strictement valable que pour la

configuration étudiée. À haute fréquence, la dispersion de l'atténuation doit être plus forte et nécessite certainement plus de simulations.

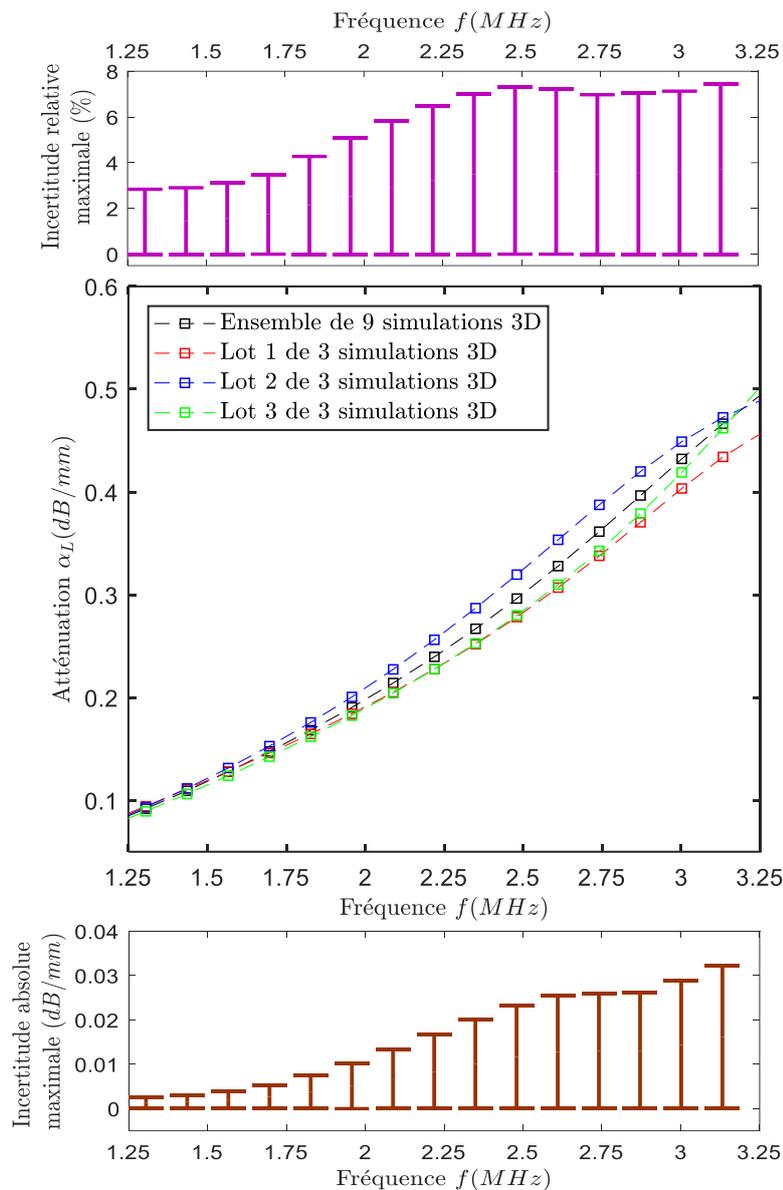


Figure IV-3 : Vérification du degré de confiance sur les résultats numériques d'atténuation des ondes longitudinales obtenus à partir des 3 simulations 3D. Les simulations sont réalisées avec un capteur de 2,25MHz pour des microstructures isotropes de l'Inconel600 caractérisées par une taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et un écart-type  $\Sigma = 85 \mu\text{m}$ .

### IV.1.3. Effets de la taille de grains

L'influence de la taille caractéristique de grains sur l'évolution du coefficient d'atténuation est étudiée numériquement dans cette section. Les simulations ont été réalisées en 2D et 3D à 2,25 MHz pour des microstructures artificielles avec différentes tailles moyennes de grains  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$ . Les configurations utilisées dans les calculs numériques sont décrites dans le Tableau IV-3. Pour ces trois tailles moyennes de grains, le rapport  $\lambda_L/\bar{d}$  (rapport entre la longueur d'onde longitudinale  $\lambda_L$  et la taille moyenne de grains) est respectivement 5,2; 3,35 et 2,6.

La représentation de la microstructure polycristalline 3D avec un modèle 2D introduit certaines simplifications. Ces dernières peuvent donc engendrer une différence entre les valeurs d'atténuation

calculées à partir des simulations 2D et 3D. Dans cette optique, nous comparons sur la Figure IV-4 les valeurs d'atténuation numériques 2D et 3D. L'analyse présentée ici se restreint à la gamme de fréquence  $\left[ f_c - \frac{f_c}{2} \quad f_c + \frac{f_c}{2} \right]$  soit entre  $[1,25 - 3,25]$  MHz. Les valeurs d'atténuation des ondes longitudinales sont quantifiées par la méthode EFM.

Tableau IV-3 : Propriétés statistiques et géométriques des microstructures artificielles utilisées dans les simulations EF 2D et 3D réalisées pour le matériau isotrope Inconel600.

Modèle		2D			3D		
Dimensions		$30 \times 10 \text{ mm}^2$			$30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$		
Nombre de grains		1170	498	299	61605	37551	17753
Taille moyenne de grains $\bar{d}$ ( $\mu\text{m}$ )		500	775	1000	500	775	1000
Écart-type de tailles de grains	$\Sigma$ ( $\mu\text{m}$ )	150	216	278	200	278	315
	$\Sigma$ (% de $\bar{d}$ )	30	28	28	40	36	31

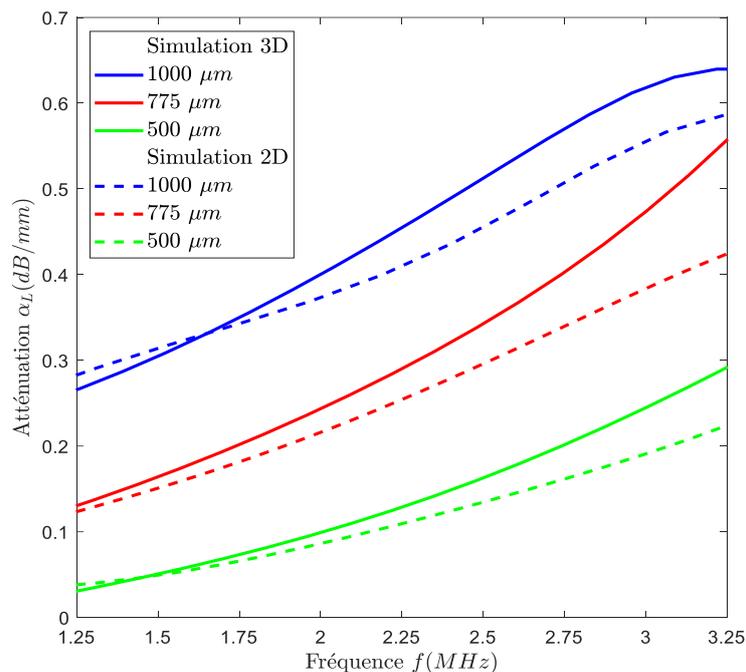


Figure IV-4 : Variation de l'atténuation des ondes longitudinales en fonction de la fréquence pour trois tailles moyennes de grains  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$ . Les valeurs numériques sont calculées par la méthode EFM appliquée sur les simulations 2D et 3D réalisées pour l'Inconel600 à 2,25 MHz.

La Figure IV-4 illustre l'influence de l'atténuation par diffusion simulée en 2D et 3D en fonction de la taille de grains. Il est important de noter que les valeurs d'atténuation présentées sur cette figure ne prennent pas en considération les effets de l'ouverture et la divergence du faisceau ultrasonore. En effet, l'atténuation due à ces contributions est compensée par la simulation dans le milieu homogène.

La Figure IV-4 montre une croissance monotone de l'atténuation en fonction de la fréquence du capteur et la taille moyenne de grains sur une plage de fréquence de  $[1,25 - 3,25]$  MHz. Les tendances

observées sur la Figure IV-4 sont en cohérence avec les prévisions analytiques [39-41]. En effet, les valeurs d'atténuation maximales obtenues à 2,25 MHz sont observées pour la taille moyenne de grains de 1000  $\mu\text{m}$  (courbes bleues). Les valeurs obtenues des simulations 2D et 3D à cette taille de grains sont respectivement de l'ordre de 0,41 dB/mm et 0,46 dB/mm. Les valeurs minimales sont obtenues pour les cas de 500  $\mu\text{m}$  (courbes vertes). Par ailleurs, les écarts entre les valeurs numériques 2D et 3D pour les deux tailles de grains 500  $\mu\text{m}$  et 775  $\mu\text{m}$  pour  $f < 1,6$  MHz (courbes vertes et rouges) sont faibles. Ensuite, à partir de  $f > 1,6$  MHz, nous remarquons une sous-estimation de l'atténuation par le calcul 2D par rapport au calcul 3D. En revanche, dans le cas de microstructures avec les grains les plus gros de taille moyenne 1000  $\mu\text{m}$ , les valeurs d'atténuation simulées en 2D sont légèrement supérieures à celles simulées en 3D jusqu'à 1,6 MHz, ensuite aux hautes fréquences, elles deviennent inférieures par rapport aux valeurs numériques 3D. La différence observée entre les résultats des simulations 2D et 3D peut être expliquée par différentes raisons. Tout d'abord, il a été montré empiriquement par Van Pamel [84, 111], que la variation de l'atténuation ultrasonore selon la fréquence et la taille de grains dépend de la dimension du calcul. Il est donc normal d'observer des dépendances fréquentielles différentes entre 2D et 3D. En outre, il a été montré dans le chapitre III, que le mode de création de microstructures employées dans cette étude est différent entre l'approche 2D et 3D. Donc, les distributions des tailles de grains des microstructures synthétiques 2D et 3D sont sensiblement différentes. Dans cette optique, une étude paramétrique permettant de vérifier les effets de la distribution des tailles de grains sur l'atténuation sera présentée dans le paragraphe suivant.

#### IV.1.4. Effets de la distribution de grains équiaxes

L'intérêt de ce paragraphe est d'examiner l'influence de la distribution des tailles sur le comportement de l'atténuation des ondes longitudinales. Cela revient à vérifier l'effet de la largeur de la distribution des tailles de grains (écart-type) qui définit la variation des tailles. Des simulations 3D ont été donc effectuées pour des microstructures avec quatre distributions des tailles de grains différentes. Ces distributions ont été générées en faisant varier les paramètres statistiques d'entrée de la distribution log-normale :  $\mu$  et  $\sigma$ . Les valeurs de ces paramètres statistiques ont été choisies de manière à produire une taille moyenne  $\bar{d}$  identique mais avec des écart-types  $\Sigma$  très différents.

Le Tableau IV-4 expose les caractéristiques statistiques de distributions des tailles de grains utilisées dans le calcul EF. Les valeurs d'atténuation pour chaque distribution au niveau de la fréquence centrale 2,25 MHz sont également données sur ce tableau. Nous rappelons que ces valeurs ne tiennent compte que les effets de la diffusion des ondes par la structure granulaire. Elles excluent donc les effets de l'ouverture et la divergence du faisceau.

Tableau IV-4 : Propriétés statistiques des différentes distributions des tailles de grains équiaxes de l'Inconel600 utilisées dans le calcul EF 3D et les valeurs d'atténuation des ondes longitudinales obtenues à 2,25 MHz.

Distribution	Paramètres statistiques d'entrée		Tailles de grains		Nombre de grains $N^G$	Valeur d'atténuation $\alpha_L$ à 2,25MHz (dB/mm)
	$\mu$	$\sigma$	$\bar{d}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Sigma$ ( $\mu\text{m}$ )		
1	6,648	0,10	774	85	37551	0,246
2	6,608	0,30	775	278	29828	0,285
3	6,528	0,50	777	455	21709	0,398
4	6,408	0,70	774	620	16652	0,451

Un exemple de la microstructure isotrope équiaxe pour chaque distribution présentée dans le Tableau IV-4 est illustré sur la Figure IV-5. Nous présentons aussi sur la Figure IV-6 les distributions des tailles de grains extraites des microstructures exposées sur la Figure IV-5. En se référant au Tableau IV-4, nous constatons que les différentes réalisations ont sensiblement le même diamètre

moyen de grains  $775 \mu\text{m}$  mais avec des écarts types différents. Ce tableau montre aussi que pour un volume constant de  $30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$ , la distribution des tailles la plus large contient le plus petit nombre de grains. Ceci est attendu en raison de la présence de plus gros grains dans la microstructure. Ces résultats sont confirmés par la Figure IV-5. Cette figure montre que les gros grains sont clairement visibles dans la microstructure avec l'écart-type le plus grand  $\Sigma = 620 \mu\text{m}$  par rapport à celle avec l'écart-type le plus petit  $\Sigma = 85 \mu\text{m}$ .

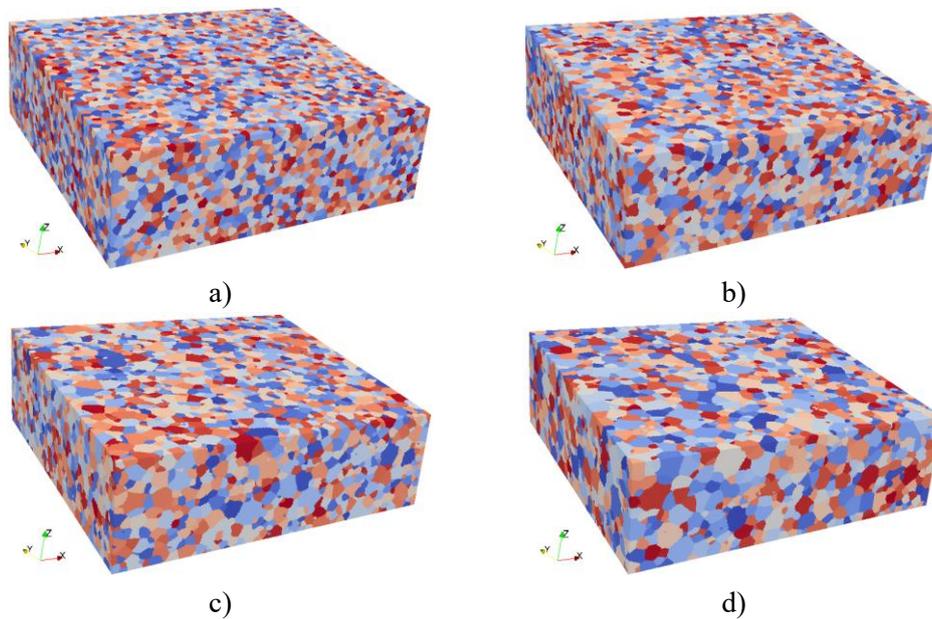


Figure IV-5 : Modèles 3D des microstructures isotropes pour quatre différentes distributions des tailles de grains équiaxes avec des diamètres moyens et des écarts types de : a)  $\bar{d} = 774 \mu\text{m}, \Sigma = 85 \mu\text{m}$ , b)  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}, \Sigma = 278 \mu\text{m}$ , c)  $\bar{d} = 777 \mu\text{m}, \Sigma = 455 \mu\text{m}$  et d)  $\bar{d} = 774 \mu\text{m}, \Sigma = 620 \mu\text{m}$ .

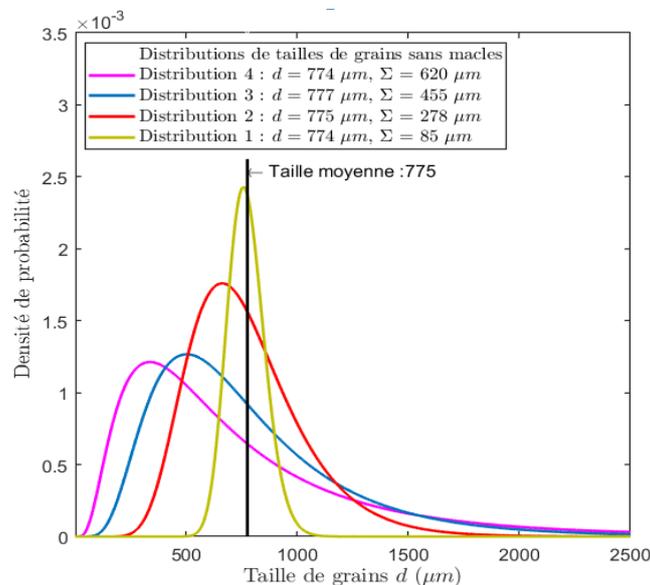


Figure IV-6 : Distributions des tailles de grains sans macles avec le même diamètre moyen et quatre écarts-types différents. Les distributions sont extraites des microstructures équiaxes présentées dans la figure précédente.

La Figure IV-6 présente la variation de la distribution log-normale en fonction de l'écart-type de tailles de grains  $\Sigma$ . Cette figure montre que les différentes distributions sont réparties autour de la

même taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$ . Cependant, nous remarquons que la forme de la distribution des tailles de grains change en fonction de l'écart-type. Nous constatons que pour une taille moyenne de grains constante, la distribution log-normale devient plus large et plus asymétrique lorsque l'écart-type de grains augmente. En effet, la distribution la plus étroite correspond donc au plus petit écart-type et la distribution la plus large correspond au plus grand écart-type. Ces observations reflètent la capacité du logiciel DREAM.3D® [36, 88-90] à contrôler la distribution cible des tailles de grains grâce aux paramètres statistiques d'entrée. Pour évaluer l'influence des caractéristiques de la distribution des tailles de grains, les valeurs d'atténuation sont calculées pour les quatre distributions illustrées sur la Figure IV-6. Le calcul d'atténuation est basé sur la méthode EFM qui est donc appliquée à des données numériques issues d'ATHENA®. Nous exposons sur la Figure IV-7 la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence sur une plage de [1,25 – 3,25] MHz.

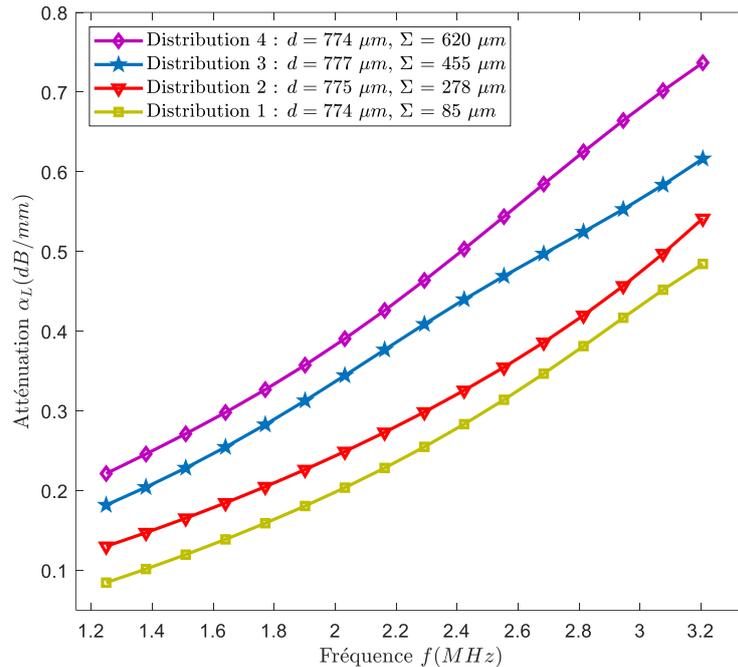


Figure IV-7 : Variation de l'atténuation des ondes longitudinales en fonction de la fréquence pour quatre différentes distributions des tailles de grains. Les valeurs numériques sont calculées par la méthode EFM appliquée sur des simulations 3D réalisées pour le matériau isotrope Inconel600 avec un capteur de 2,25 MHz.

En observant la Figure IV-7, nous constatons une croissance monotone des courbes d'atténuation en fonction de la fréquence. En outre, la Figure IV-7 et la Tableau IV-4 montrent que malgré la taille moyenne de grains très similaire dans les différentes microstructures, le coefficient d'atténuation augmente lorsque la variation de la distribution des tailles augmente. En effet, la distribution la plus large (de taille moyenne  $\bar{d} = 774 \mu\text{m}$  et de écart-type  $\Sigma = 620 \mu\text{m}$ ) (courbe mauve) donne des valeurs d'atténuation beaucoup plus élevées que la distribution la plus étroite (de taille moyenne  $\bar{d} = 774 \mu\text{m}$  et de écart-type  $\Sigma = 85 \mu\text{m}$ ) (courbe jaune). Dans ce cadre, la valeur d'atténuation à 2,25 MHz augmente de 0,246 dB/mm à 0,451 dB/mm. Cette augmentation est due à une diffusion plus importante en raison de la présence d'une fraction volumique de gros grains plus importante dans la distribution la plus large. Nous notons aussi que l'écart minimal entre les différentes courbes d'atténuation est de l'ordre de 0,04 dB/mm, ce qui est supérieur à l'incertitude évaluée et discutée dans le paragraphe IV.1.2.

Ces résultats peuvent donc expliquer l'écart observé entre les valeurs d'atténuation numériques 2D et 3D présentées dans la section précédente qui peut être dû à la variation des propriétés des distributions des tailles de grains obtenues dans les calculs 2D et 3D. Pour assurer une comparaison plus significative entre les calculs EF 2D et 3D, il semble donc important d'effectuer des simulations avec des microstructures synthétiques caractérisées par des distributions des tailles de grains

similaires, c'est-à-dire même diamètre moyen  $\bar{d}$  et même écart type  $\Sigma$ . Ceci est maîtrisé seulement dans le cas 3D par le code DREAM.3D® [36, 88-90] grâce aux paramètres statistiques d'entrée de la distribution log-normale.

Les résultats présentés dans cette section montrent un très bon accord avec des résultats issus des études antérieures de la littérature. Nous pouvons citer l'étude de Smith [112] qui a révélé l'effet de la distribution des tailles de grains sur l'atténuation ultrasonore. L'auteur a montré que la distribution de grains dans les matériaux polycristallins est un paramètre influent sur la dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation. Dans le même contexte, Nicoletti et Anderson [113] ont développé plus tard une méthode d'optimisation du problème inverse permettant d'estimer la distribution des tailles de grains à partir des mesures d'atténuation. En outre, les résultats obtenus dans notre étude se sont également avérés cohérents avec les récents travaux de Norouziyan et Turner [89, 104] qui ont prouvé la sensibilité de l'atténuation ultrasonore à la distribution des tailles de grains en se basant sur des simulations EF réalisées en 3D pour des modèles générés par le code DREAM.3D® [36, 88-90]. Les auteurs ont prouvé dans leur étude que la distribution des tailles de grains peut modifier le comportement du mécanisme de diffusion dans la microstructure polycristalline. Dans ce cadre, ils ont trouvé que la transition du régime de Rayleigh au régime stochastique se produit dans les microstructures avec des larges distributions de diamètres de grains à des fréquences bien inférieures à celles où les distributions sont plus étroites.

Du point de vue théorique, les modèles d'atténuation référencés dans notre étude tels que les modèles de Stanke & Kino [5] et Weaver [16] ne sont pas en mesure de traiter l'influence de la largeur de distribution des tailles de grains dans les matériaux isotropes non texturés. En effet, ces modèles analytiques sont fondés sur des fonctions statistiques caractérisant la morphologie de la microstructure polycristalline qui sont basées seulement sur la taille moyenne de grains (voir section I.6.2 et section I.6.3). Pour cette raison, P. Arguelles & Turner [114] ont adapté le modèle de Weaver [16] en ajoutant des modifications sur la fonction de corrélation spatiale afin d'inclure le rôle de la distribution de taille de grains. La nouvelle fonction géométrique est fondée sur une distribution des tailles de grains de type log-normale. Cela nous permet d'avoir une description statistique de la microstructure plus complète. Les auteurs ont alors fourni un modèle d'atténuation qui permet d'évaluer théoriquement l'impact de la taille moyenne et de la variation des tailles de grains équiaxes sur l'évolution de l'atténuation dans les différents régimes de diffusion.

### IV.1.5. Effets des joints de macles

Nous présentons dans cette section une étude paramétrique qui concerne les joints de macles. Le but est d'étudier la sensibilité de l'atténuation à ce phénomène physique qui se présente dans la structure réelle de l'Inconel600. Nous rappelons que les macles sont des ensembles des cristaux caractérisés par des désorientations cristallographiques particulières à l'intérieur d'un même grain. Dans ce type de matériaux isotropes à structure CFC, les orientations de grains voisins sont indépendantes alors que les orientations de macles sont liées. La famille de maillage la plus fréquente dans les structures CFC est définie par une désorientation de deux cristaux adjacents au joint de macles de 60° autour de l'axe cristallographique  $\langle 111 \rangle$  de chacun de deux cristaux. Par ailleurs, les joints de macles sont des joints spéciaux qui constituent des discontinuités d'impédance acoustique. Ils pourraient donc affecter la diffusion des ondes ultrasonores.

Des simulations 3D ont été effectuées pour des microstructures maillées générées par la procédure numérique présentée dans le paragraphe III.2.2.1.d. Ces microstructures sont générées avec trois distributions des tailles de grains différentes. Pour chaque distribution, les mêmes paramètres d'entrée de la distribution log-normale :  $\mu$  et  $\sigma$  sont utilisés dans la création des microstructures avec des grains maclés et non maclés. Les données statistiques des microstructures générées sont illustrées dans le Tableau IV-5.

Le Tableau IV-5 montre que dans les différents cas, les macles présentent environ 37% de l'ensemble de grains. Il apparaît que la présence de macles dans la microstructure induit une diminution de la taille moyenne de grains de 775  $\mu\text{m}$  (grains non maclés) à 665  $\mu\text{m}$  (grains maclés).

Tableau IV-5 : Propriétés statistiques des microstructures isotropes avec des macles utilisées dans les simulations 3D de l'atténuation pour l'Inconel600.

Distributions	Paramètres statistiques d'entrée		Microstructure sans macles			Microstructure avec macles			
	$\mu$	$\sigma$	$N^G$	$\bar{d}$	$\Sigma$	$\bar{d}$	$N^G$	$\Sigma$	Proportion de macles (%)
	1	6,608	0,30	29828	775	278	663	46321	287
2	6,528	0,50	21709	777	455	665	34617	380	37
3	6,408	0,70	16652	774	620	668	26449	500	37

La Figure IV-8 présente les microstructures introduisant les macles dans les trois distributions des tailles de grains illustrées dans le Tableau IV-5.

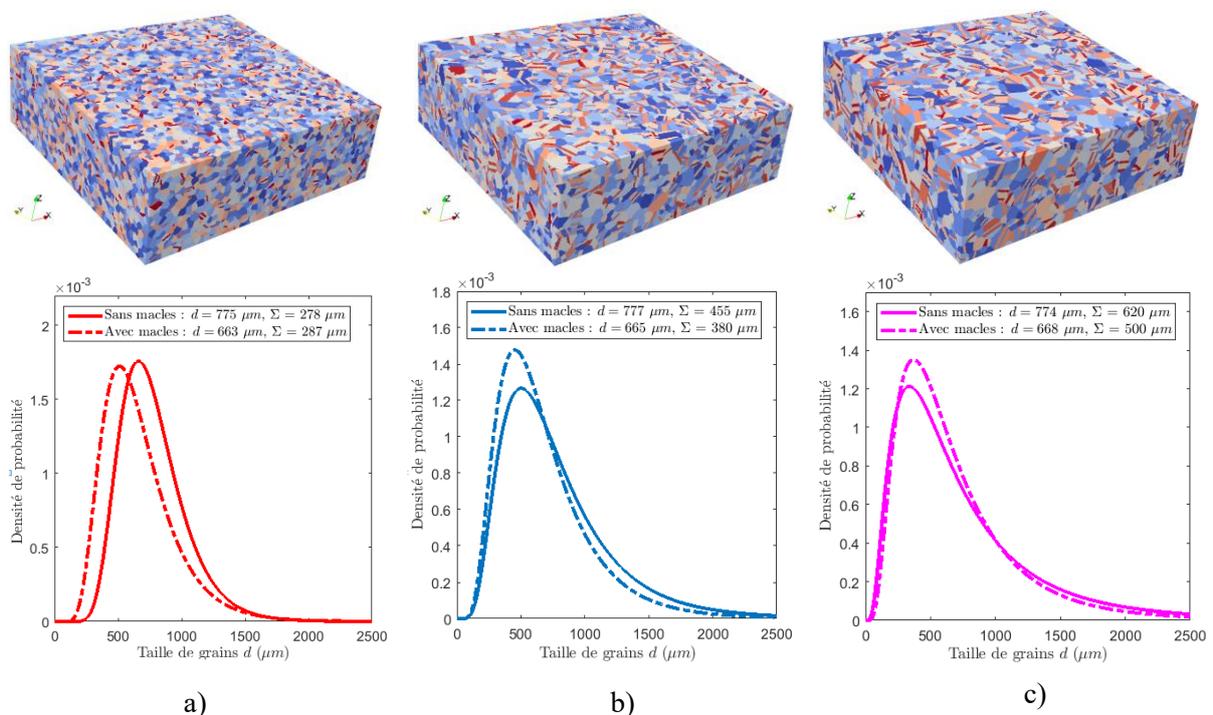


Figure IV-8 : Modèles 3D des microstructures isotropes en tenant compte des macles pour trois différentes distributions des tailles de grains : a)  $\bar{d} = 663 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 287 \mu\text{m}$ , b)  $\bar{d} = 665 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 380 \mu\text{m}$  et c)  $\bar{d} = 668 \mu\text{m}$ ,  $\Sigma = 500 \mu\text{m}$ .

Sur la Figure IV-8, nous comparons aussi les distributions des tailles de grains obtenues en incluant ou non les joints de macles. Dans cette figure, les distributions des tailles de microstructures maclées sont calculées en considérant qu'une macle est équivalente à un grain normal. La Figure IV-8 montre qu'en présence de macles, les distributions des tailles de grains sont réparties autour d'une valeur moyenne plus petite d'environ  $665 \mu\text{m}$  mais avec différents écart-types. Nous notons que la procédure utilisée ne permet pas de générer deux distributions des tailles avec les mêmes écarts types. Cependant, les cas comparés avec et sans macles ne diffèrent que par la présence de macles. Notamment, les grains non maclés sont strictement identiques à la fois sur leur forme ainsi que sur leur orientation cristallographique. Ainsi c'est bien uniquement l'ajout de macles qui influence le résultat final sur l'atténuation calculée (voir Figure IV-5 et Figure IV-8). Ce qui permet de s'affranchir de la dispersion de l'atténuation sous l'effet de la variation des orientations cristallographiques de grains non maclés et de vérifier l'influence des orientations cristallographiques imposées par les macles.

Les valeurs d'atténuation simulées sont tracées en fonction de la fréquence sur la Figure IV-9. Sur cette figure, nous observons dans un premier temps une similitude de tendance des courbes d'atténuation des microstructures avec et sans macles. En effet, pour les différentes distributions des tailles de grains, nous constatons que le coefficient d'atténuation des ondes longitudinales croît d'une façon monotone sur une plage de fréquence de [1,25 - 3,25] MHz. Ensuite, nous remarquons que la prise en compte de macles dans la microstructure polycristalline diminue sensiblement l'atténuation quelle que soit la forme de la distribution des tailles de grains. À titre d'exemple, dans la deuxième et la troisième distributions, l'écart entre les valeurs d'atténuation simulées avec et sans macles à 2,25 MHz est de l'ordre de 0,09 dB/mm. Cet écart peut atteindre une valeur de 0,17 dB/mm à 3 MHz dans la troisième distribution (présentant l'écart-type le plus grand). Par ailleurs, ces résultats montrent que l'origine de la diminution de l'atténuation est purement géométrique et n'est pas liée à la variation cristallographique engendrée par les orientations spécifiques de macles. En effet, la prise en compte de macles dans la microstructure diminue la taille moyenne de grains, ce qui génère par la suite une diminution du coefficient d'atténuation. L'effet de joints de macles est similaire au celui des joints de grains. Toutefois, pour confirmer ce résultat, il aurait été nécessaire de comparer également l'atténuation ultrasonore entre une microstructure maclée et une microstructure non maclée présentant rigoureusement la même distribution des tailles de grains. Les joints de grains constituent en effet des contrastes d'impédance acoustique qui peuvent induire la diffusion des ondes ultrasonores comme le prévoit les modèles d'atténuation théoriques [5, 16, 33]. Ces derniers sont fondés sur des hypothèses et des modèles statistiques qui prennent en compte les propriétés morphologiques, géométriques, cristallographiques et élastiques de grains mais ils excluent les spécificités des macles.

Les résultats présentés dans cette section montrent que la prise en compte de joints de macles dans la microstructure n'inclut pas des effets acoustiques supplémentaires à ceux de joints de grains. Ce qui nous permet donc de simplifier la modélisation de la microstructure polycristalline en excluant les joints de macles et en prenant en considération seulement les joints de grains classiques.

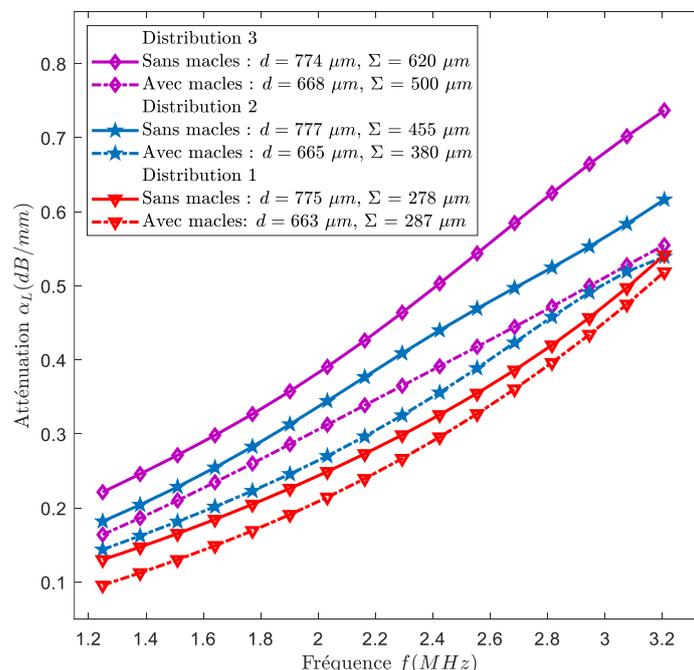


Figure IV-9 : Comparaison des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales simulées en 3D avec et sans macles dans les microstructures isotropes de l'Inconel600. Les simulations sont réalisées pour trois distributions des tailles de grains différentes.

#### IV.1.6. Comparaison au modèle théorique de Stanke & Kino

Pour évaluer la fiabilité des résultats des simulations numériques, les valeurs d'atténuation simulées sont confrontées aux prédictions théoriques quantifiées par la théorie unifiée de Stanke & Kino [5]. Ce modèle théorique est valide dans les trois régimes du phénomène de diffusion qui sont les régimes de Rayleigh, stochastique et géométrique. Le régime de Rayleigh est établi en basses

fréquences ( $\lambda_L/\bar{d} \gg 1$  ou  $k_L\bar{d} \ll 1$ ). Dans ce régime, le coefficient d'atténuation des ondes longitudinales évolue d'une manière monotone en fonction de la fréquence  $f$  et de la taille de grains  $\bar{d}$  selon une loi qui dépend de  $f^4\bar{d}^3$ . Ensuite, le régime de diffusion stochastique se produit aux fréquences intermédiaires ( $\lambda_L/\bar{d} \approx 1$  ou  $k_L\bar{d} \approx 1$ ) et le coefficient d'atténuation augmente également en fonction de la fréquence et de la taille de grains selon une loi en  $f^2\bar{d}$ . Enfin, dans le régime géométrique à très hautes fréquences ( $\lambda_L/\bar{d} \ll 1$  ou  $k_L\bar{d} \gg 1$ ), le coefficient d'atténuation devient indépendant de la fréquence et ne dépend que de  $1/\bar{d}$ . Les transitions entre les régimes de Rayleigh-stochastique et stochastique-géométrique se traduisent par deux bosses successives : une bosse concave et une autre convexe. La dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation dans ces régimes transitoires peut varier avant de converger vers l'asymptote stochastique ou l'asymptote géométrique de  $f^4$  à  $f^3$ . Par ailleurs, Bai & Tie [39-41] a montré par son modèle d'atténuation 2D adapté à partir du modèle 3D de Stanke & Kino [5] qu'en 2D la dépendance fréquentielle et dimensionnelle de l'atténuation dans les régimes de Rayleigh et stochastique sont respectivement  $f^3\bar{d}^2$  et  $f^2\bar{d}$ .

D'un point de vue théorique, la comparaison des résultats numériques aux prédictions théoriques nécessite la normalisation du coefficient d'atténuation par une multiplication avec la taille de grains  $\alpha_L\bar{d}$ . Les valeurs théoriques et numériques normalisées sont ensuite tracées sur une échelle logarithmique en fonction de la fréquence normalisée  $x_{0L}$  exprimée par le produit entre le nombre d'onde longitudinale et la taille moyenne de grains  $k_L\bar{d}$ . Dans cette représentation, l'atténuation calculée par le modèle théorique de Stanke & Kino est exprimée en fonction de  $x_{0L}$ , c'est-à-dire en fonction du rapport  $\lambda_L/\bar{d}$  de la longueur d'onde sur la taille moyenne de grains. La Figure IV-10 confronte les courbes d'atténuation simulées en 3D avec la courbe d'atténuation analytique 3D établie par la théorie unifiée de Stanke & Kino [5]. Nous notons que les valeurs d'atténuations numériques sont obtenues par des simulations réalisées pour des microstructures artificielles non maclées qui sont caractérisées par quatre distributions des tailles différentes. Ces distributions sont définies par les tailles moyennes de grains  $\bar{d}$  et les écart-types  $\Sigma$  suivants :  $\bar{d} = 300 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 130 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 200 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ , et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 315 \mu\text{m}$ .

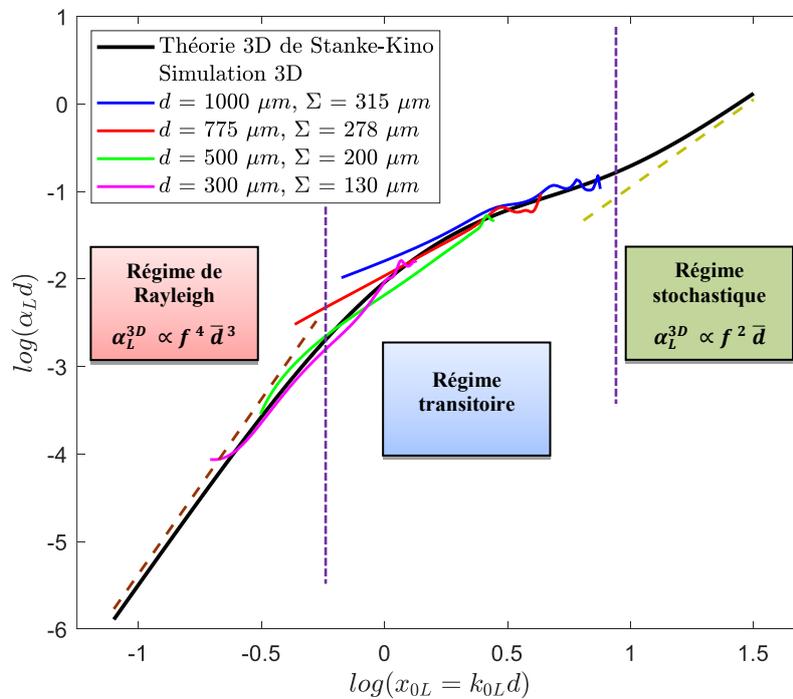


Figure IV-10 : Comparaison entre les prédictions théoriques d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle 3D de Stanke & Kino [5] et les valeurs numériques obtenues des simulations 3D réalisées à 2,25MHz pour des microstructures isotropes de l'Inconel600, caractérisées par des tailles moyennes de grains et des écart-types :  $\bar{d} = 300 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 130 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 200 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ , et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 315 \mu\text{m}$ .

La Figure IV-10 montre que les courbes numériques 3D suivent bien l'allure de la courbe théorique 3D du modèle de Stanke & Kino [5]. Elle montre également que la simulation 3D est capable de modéliser qualitativement l'évolution des comportements du phénomène d'atténuation dans le régime de diffusion de Rayleigh et le régime de transition. De plus, aux basses fréquences  $x_{0L} < 0,6$  ( $\log_{10}(x_{0L}) < -0,22$ ), un très bon accord l'asymptote de Rayleigh et une partie de la courbe numérique obtenue pour la taille moyenne de grains  $\bar{d} = 300 \mu\text{m}$  est noté. Cela confirme que la dépendance fréquentielle de quatrième ordre  $k_L^4$  (ou  $f^4$ ) est bien établie par la simulation 3D dans le régime de Rayleigh. La transition entre les régimes de diffusion de Rayleigh et stochastique se produit aussi numériquement pour les cas de tailles de grains  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  à partir d'une fréquence normalisée  $x_{0L} > 0,6$  ( $\log_{10}(x_{0L}) > -0,22$ ). Ce régime transitoire est défini par une première pente concave se présente sur une plage de fréquence normalisée de  $0,6 < x_{0L} < 3,16$  ( $-0,22 < \log_{10}(x_{0L}) < 0,5$ ) et une deuxième pente convexe établie aux hautes fréquences sur une bande fréquentielle de  $3,16 < x_{0L} < 7,94$  ( $0,5 < \log_{10}(x_{0L}) < 0,9$ ). Les résultats numériques révèlent donc un changement au niveau de la dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation des ondes longitudinales.

Les valeurs d'atténuation simulées en 2D sont calculées pour des microstructures virtuelles caractérisées par trois distributions différentes, définies par les tailles moyennes de grains  $\bar{d}$  et les écart-types  $\Sigma$  suivants :  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 150 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 216 \mu\text{m}$ , et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ . Sur la Figure IV-11 nous comparons les valeurs d'atténuation simulées avec des prédictions théoriques quantifiées par le modèle 2D Stanke & Kino [39-41]. Nous rappelons que ce modèle est développé par Bai & Tie [39-41] en adaptant la théorie 3D de Stanke & Kino [5] en dimension 2D.

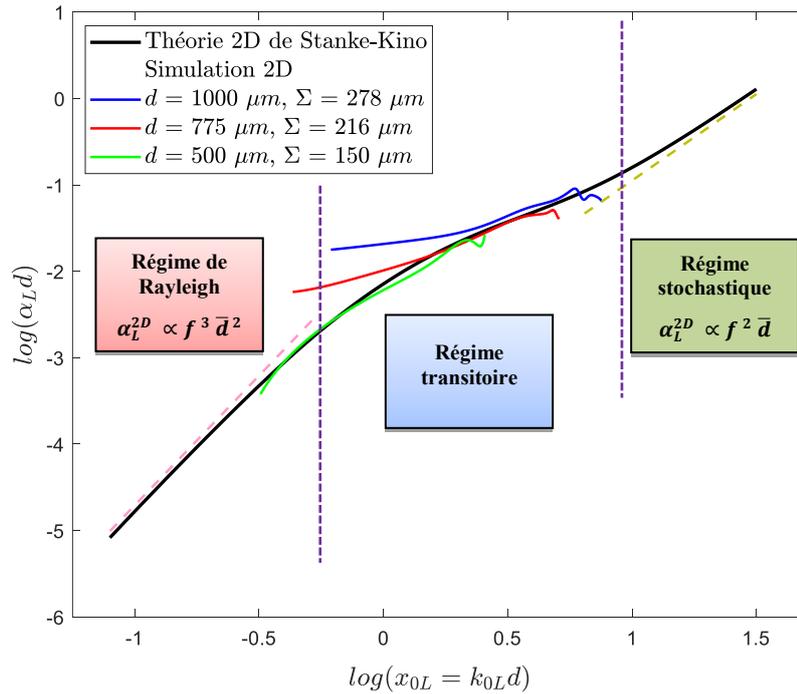


Figure IV-11 : Comparaison entre les prédictions théoriques d'atténuation des ondes longitudinales calculées par le modèle théorique 2D de Stanke & Kino [39-41] et les valeurs obtenues des simulations 2D réalisées à 2,25MHz pour des microstructures isotropes de l'Inconel600, caractérisées par des tailles moyennes de grains et des écart-types :  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 150 \mu\text{m}$ ,  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 216 \mu\text{m}$ , et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  et  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ .

La figure ci-dessus révèle une bonne cohérence entre la courbe d'atténuation théorique 2D et les courbes numériques 2D dans le régime de Rayleigh et la transition Rayleigh-stochastique. En comparant les courbes d'atténuation 2D et 3D présentées sur la Figure IV-10 et la Figure IV-11, nous constatons que le régime transitoire est établi en 2D légèrement plus tôt qu'en 3D sur une bande de

fréquence normalisée de  $0,56 < x_{0L} < 7,94$  ( $-0,25 < \log_{10}(x_{0L}) < 0,9$ ). En outre, nous remarquons que la première pente concave est reproduite fidèlement aux basses fréquences par les résultats numériques 2D obtenus pour  $\bar{d} = 500 \mu\text{m}$  (courbe verte). Cependant, cette pente n'apparaît pas pour  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$  (courbes rouge et bleue). En effet, aux basses fréquences, nous constatons que la tendance de ces courbes ne se rapproche pas de l'asymptote analytique de Rayleigh mais elle prend une évolution constante sous forme d'un plateau. Par ailleurs, la deuxième bosse théorique convexe est confirmée aux hautes fréquences par les valeurs d'atténuation simulées en 2D pour les tailles de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et  $\bar{d} = 1000 \mu\text{m}$ . Il est aussi important de noter qu'à cet ordre de grandeur de tailles de grains, les calculs EF 2D et 3D n'explorent pas les régimes stochastique et géométrique.

En se référant à la Figure I-16, la Figure IV-10 et la Figure IV-11, nous pouvons conclure que la dimension 2D surestime l'atténuation dans le régime de Rayleigh et sous-estime l'atténuation dans le régime de transition Rayleigh-stochastique par rapport à la dimension 3D. L'origine de ce changement est liée à la variation de la dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation entre les dimensions 2D et 3D dans ces deux régimes. Cela peut être aussi expliqué par le fait que les simplifications imposées par la dimension 2D à l'échelle microscopique réduit la section efficace de la diffusion des ondes d'un volume de grains  $\bar{d}^3$  à une surface de grains  $\bar{d}^2$ . Au contraire, nous notons que les modèles théoriques montrent que le passage de 3D en 2D n'induit aucun changement au niveau du comportement du coefficient d'atténuation dans le régime stochastique.

Ces résultats sont très cohérents avec des résultats issus des travaux de Bai & Tie [39-41] et Van Pamel [84, 111]. En effet, les auteurs ont montré que l'atténuation par diffusion suit une loi qui peut être exprimée par  $\alpha_L \propto f^{n+1} \bar{d}^n$  dans le régime de Rayleigh et  $\alpha_L \propto f^2 \bar{d}$  dans le régime stochastique où  $n$  désigne la dimension du calcul ( $n = 1$  en 1D,  $n = 2$  en 2D et  $n = 3$  en 3D).

### IV.1.7. Application de la méthode DFSA

Pour valider les résultats obtenus par l'application de la méthode EFM pour le premier matériau de l'étude Inconel600, une comparaison avec des résultats quantifiés par la méthode DFSA [47, 74, 75] est présentée dans cette section. Le principe des deux méthodes a été décrit dans les paragraphes II.2.2 et II.2.3. Nous rappelons que la méthode DFSA est une méthode expérimentale qui a été mise en place en utilisant un dispositif spécifique présenté dans la section II.3.2. Le calcul d'atténuation par cette technique est fondé sur le rapport entre l'énergie transmise expérimentale et l'énergie transmise théorique. La première énergie est calculée à partir de la somme dans l'espace des spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques du faisceau transmis. La deuxième énergie est quantifiée en faisant la somme dans l'espace des spectres angulaires transmis théoriques calculés en appliquant le coefficient de transmission théorique aux spectres angulaires du faisceau incident. Le coefficient de transmission total de l'Inconel600 est présenté sur la Figure II.28.a. Par ailleurs, nous notons que les dimensions des cartographies des signaux temporels utilisés dans l'expérience et la simulation sont  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ . Ces cartographies sont obtenues en scannant point par point les faisceaux incident et transmis avec un pas spatial de  $0,8 \text{ mm}$ .

Le but de ce paragraphe est de montrer la capacité de l'approche GSM à mettre en œuvre le principe de la méthode DFSA sur des données numériques générées par le code ATHENA.3D®. L'objectif est de valider à la fois la modélisation avec microstructure en confrontation avec des données expérimentales mais également de valider la méthode DFSA dans un cas «simple», à savoir en matériau macroscopiquement isotrope. Dans ce contexte, la méthode DFSA a été aussi appliquée sur des données expérimentales obtenues en transmission simple sur l'échantillon B359-Mesures-US en utilisant un capteur de 2,25 MHz placé en incidence normale. Les mesures sont ensuite comparées avec les résultats obtenus à partir d'une simulation numérique 3D en microstructure hétérogène isotrope. Cette microstructure est caractérisée par une taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu\text{m}$  et un écart-type  $\Sigma = 278 \mu\text{m}$ .

Pour comparer les résultats numériques et expérimentaux, nous présentons les cartographies des signaux temporels mesurés et simulés sur la Figure IV-12.a et la Figure IV-12.b. Ces cartographies

présentent l'amplitude crête-à-crête des signaux calculée et codée en couleur. Le diamètre et la position de l'émetteur sont également superposés à chaque cartographie afin d'avoir une référence pour la déviation et la déformation éventuelles des faisceaux incident et transmis. Ceci est représenté par un cercle blanc centré au milieu des cartographies. Le diamètre de ce cercle est  $d^{Cap} = 12,7 \text{ mm}$ , ce qui correspond au diamètre réel des pastilles des différents capteurs utilisés dans les simulations numériques et les mesures expérimentales.

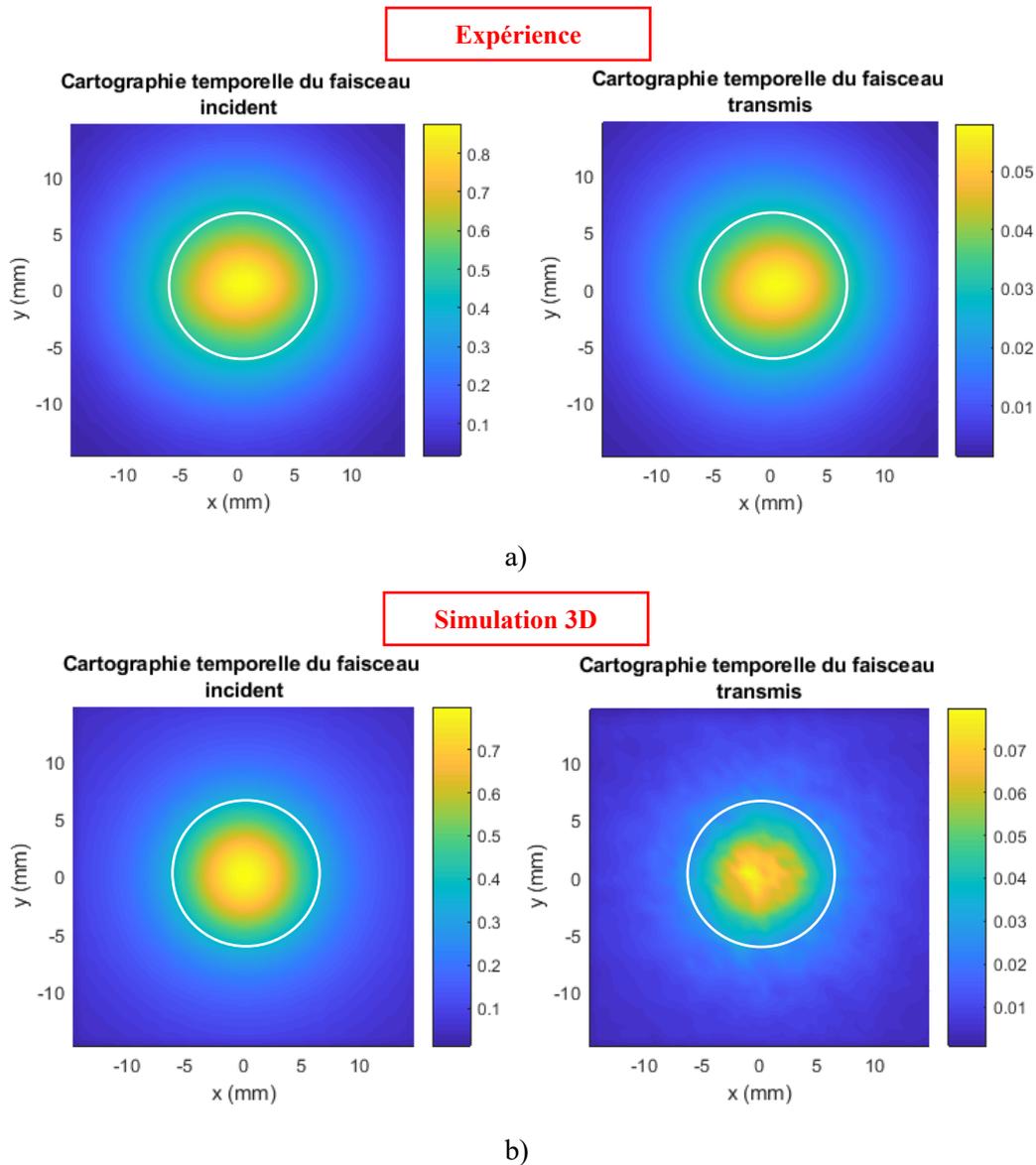


Figure IV-12 : Comparaison des cartographies temporelles du faisceau incident et transmis obtenues à 2,25 MHz pour l'Inconel600 à partir des : a) mesures et b) simulations 3D.

En se référant à la Figure IV-12.a, nous remarquons d'abord que le champ ultrasonore du faisceau incident mesuré expérimentalement est homogène, sans distorsion, et aussi centré au milieu de la cartographie. Nous rappelons que la mesure est effectuée en champ lointain à une distance  $H^{eau} = 70 \text{ mm}$ . Nous remarquons ensuite que le faisceau transmis mesuré après la traversée de l'échantillon reste toujours homogène et n'est pas dévié. Cependant, il subit une diminution d'amplitude due notamment au phénomène d'atténuation générée par la diffusion des ondes longitudinales par les joints de grains. L'absence de déviation du faisceau confirme le comportement macroscopiquement isotrope du matériau. La Figure IV-12.b montre que la cartographie simulée en 3D du faisceau incident est qualitativement similaire à la cartographie expérimentale exposée sur la

Figure IV-12.a. Nous constatons que le faisceau incident simulé est aussi homogène mais il est moins étalé par rapport au faisceau incident expérimental. En présence de l'échantillon, le faisceau transmis simulé apparaît sans déviation et reste centré sur l'origine de la cartographie. Toutefois, il est atténué, déformé et aussi bruité. Ce bruit apparaît avec une forte intensité sur la zone très énergétique en milieu de la cartographie ainsi que sur la zone périphérique. Il est induit par la forte diffusion des ondes longitudinales par la microstructure à gros grains ( $\bar{d} = 775 \mu m$ ). Néanmoins, les cartographies temporelles présentées sur les deux figures ci-dessous sont révélatrices des effets de l'atténuation par diffusion des ondes dans la microstructure isotrope à gros grains du matériau inspecté.

La Figure IV-13 compare les spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques transmis théorique et transmis expérimental, calculés à partir des cartographies temporelles simulées et mesurées. Ces spectres angulaires sont tracés dans le domaine des fréquences spatiales  $k_x$  et  $k_y$ .

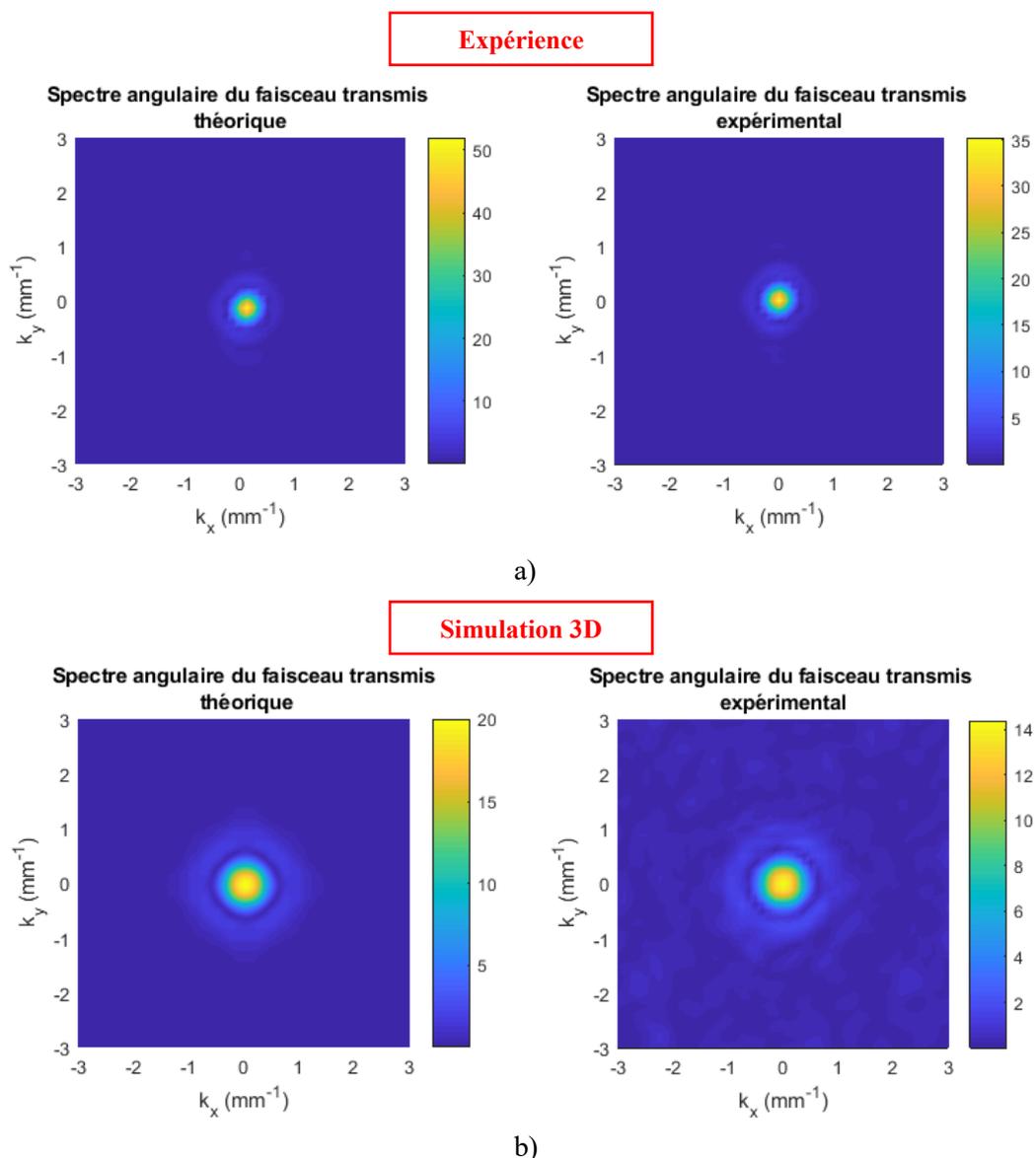


Figure IV-13 : Comparaison des cartographies des spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques du faisceau transmis théorique (produit des coefficients de transmission et les spectres angulaires du faisceau incident) et du faisceau transmis expérimental obtenus à 2,25 MHz pour l'Inconel600 : a) Mesures et b) Simulations 3D.

Sur la Figure IV-13, nous constatons que les spectres angulaires sont concentrés au milieu de différentes cartographies et quasi-nulles sur les bords. Cela indique que la surface scannée dans les simulations 3D et les mesures expérimentales permettent de récupérer la totalité de l'énergie émise par l'émetteur et l'énergie reçue par le récepteur après avoir traversé l'échantillon. La comparaison de l'expérience avec la simulation présentée sur la Figure IV-13 montre une bonne concordance entre les résultats numériques et expérimentaux et en particulier pour le spectre angulaire transmis théorique (produit des coefficients de transmission et les spectres angulaires du faisceau incident). Nous trouvons donc des cartographies spectrales simulées qualitativement proches des celles-ci mesurées expérimentalement. En revanche, nous constatons que les données numériques révèlent la présence du bruit dans le spectre angulaire du faisceau transmis expérimental par rapport à celui-ci théorique (voir Figure IV-13.b).

Les présentes observations constituent des premiers résultats très encourageants pour la méthode DFSA. Dans cette optique, les valeurs d'atténuation obtenues des cartographies présentées dans cette section sont confrontées aux valeurs calculées par la méthode EFM. Cette comparaison est exposée dans le paragraphe suivant.

### IV.1.8. Comparaison aux mesures expérimentales

Ce paragraphe traite de la comparaison des valeurs d'atténuation simulées avec une série de mesures effectuées sur l'échantillon référencé par B359-Mesures-US. Les mesures d'atténuation expérimentales ont été relevées en utilisant les deux dispositifs expérimentaux présentés dans le paragraphe II.3.1. Ces mesures permettent de valider les valeurs d'atténuation numériques déterminées à partir des simulations 3D réalisées pour des microstructures artificielles caractérisées par une taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu m$  et un écart-type  $\Sigma = 278 \mu m$ . Les premières données expérimentales ont été acquises en mode échographique (émission-réflexion) avec des capteurs circulaires caractérisés par des diamètres des pastilles de 12,7 mm et des fréquences centrales de 2,25, 3,5 et 5 MHz. Le calcul d'atténuation par cette méthode à partir des mesures expérimentales nécessite une correction par une simulation homogène définie par les caractéristiques homogénéisées du matériau isotrope Inconel600. Le but de cette correction est de s'affranchir de la contribution de la divergence du faisceau ultrasonore et de prendre en compte seulement la contribution de l'atténuation par diffusion. Cette comparaison est illustrée sur la Figure IV-14 qui présente la variation des valeurs d'atténuation numériques et expérimentales en fonction de la fréquence du capteur. Les bandes de fréquence «utiles» des capteurs caractérisés par les fréquences centrales 2,25 ; 3,5 et 5 MHz sont respectivement: [1 – 2,5], [2,5 – 4,5], [4,5 – 7,5] MHz. Ces bandes fréquentielles correspondent au contenu de fréquence dans la bande passante à -6 dB des transducteurs physiques employés. La partie supérieure du graphique présente l'erreur relative entre les données expérimentales (référence) et les données simulées pour chaque bande de fréquence (transducteur).

La Figure IV-14 montre une croissance monotone du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence. Une continuité quasi parfaite de différentes courbes numériques et expérimentales pour les trois capteurs est aussi observée sur la plage de fréquence de [1 - 7,5] MHz. Ces résultats renforcent la confiance aux choix des bandes fréquentielles utilisées et sur lesquelles les valeurs d'atténuation sont présentées. En se basant sur les différentes courbes tracées sur cette figure, nous constatons que les valeurs simulées en 3D sont quantitativement très cohérentes avec les données d'atténuation expérimentales. Nous notons que l'écart relatif maximal entre les valeurs numériques et les mesures expérimentales sur cette bande passante de fréquence est inférieur à 10%. D'abord, les deux courbes expérimentales et simulées croissent monotonement avec une grande similitude sur une bande de fréquence de [1 - 6] MHz. Ensuite, la pente des courbes numériques et expérimentales subit une baisse puis elle reste quasi constante jusqu'à 7,5 MHz. À ce niveau de fréquence (6 MHz) et pour une taille moyenne de grains  $\bar{d} = 775 \mu m$ , le changement d'allure de la courbe d'atténuation peut signifier un début du changement au niveau du mécanisme de diffusion qui se produit par un passage du régime de transition au régime stochastique. Nous notons que à 6 MHz, le rapport entre la longueur d'onde et la taille moyenne de grains  $\lambda_L/\bar{d}$  est de l'ordre de 1,26 ( $k_L\bar{d} = 4,99 \gg 1$ ). La transformation des régimes de diffusion se traduit par une évolution de la dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation de  $f^3$  dans le régime transitoire à  $f^2$  dans le régime stochastique.

Les présents résultats démontrent que la simulation 3D à l'échelle des grains (GSM) permet de reproduire quantitativement l'atténuation générée par la diffusion des ondes par les joints de grains. Ces résultats confirment également l'efficacité du code DREAM.3D® à générer une microstructure isotrope artificielle similaire à la microstructure réelle du matériau à gros grains étudié. Ces résultats reflètent également l'efficacité de la méthode EFM à fournir des valeurs d'atténuation simulées et expérimentales très proches.

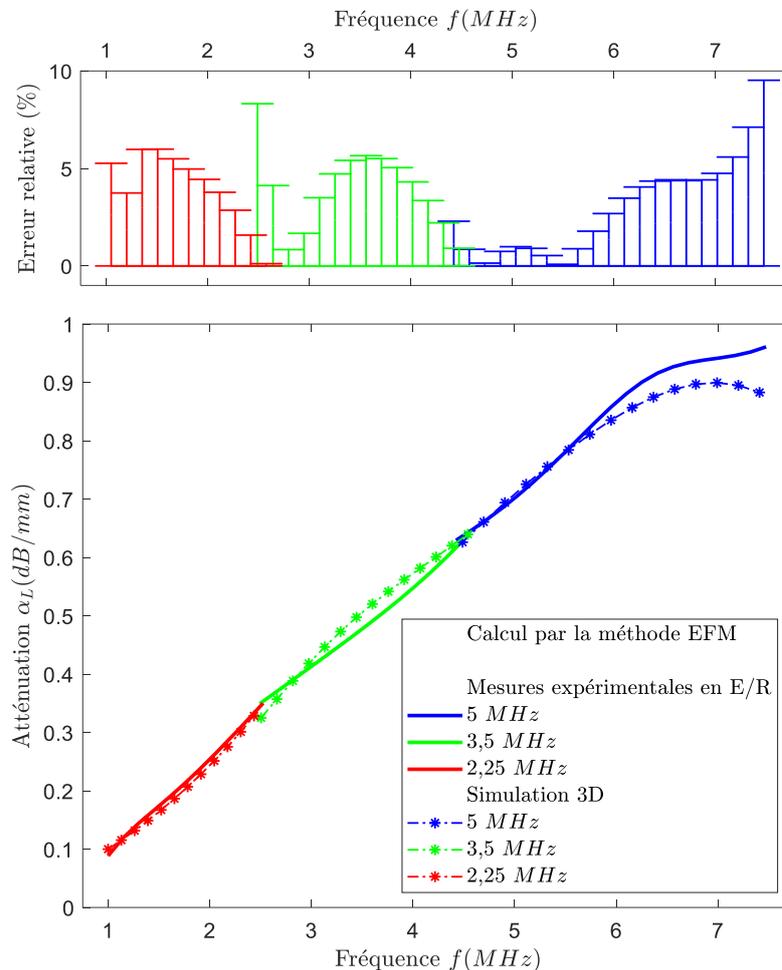


Figure IV-14 : Comparaison entre les valeurs d'atténuation des ondes longitudinales calculées à partir des simulations 3D et des mesures obtenues par le dispositif expérimental en Emission-Réflexion en utilisant 3 capteurs de 2,25, 3,5 et 5 MHz. Le calcul d'atténuation est basé sur la méthode EFM.

Les valeurs d'atténuation sont aussi calculées par la méthode DFSA en se basant sur les cartographies simulées et mesurées qui sont présentées dans le paragraphe précédent. Sur la Figure IV-15, nous comparons les valeurs d'atténuation obtenues par les méthodes EFM (courbes rouges) et DFSA (courbes bleues).

En comparant seulement les courbes d'atténuation simulées (courbes en traits interrompus bleu et rouge), nous remarquons une similitude des allures des courbes numériques. En effet, les deux courbes évoluent d'une manière monotone en fonction de la fréquence sur une bande de [1,25 - 3,25] MHz. Un écart entre les résultats numériques apparaît sur une plage de fréquence de [1,25 - 2] MHz. Ensuite, un bon accord entre les valeurs d'atténuation numériques est observé sur une plage de fréquence de [2 - 3,25] MHz. Les valeurs de l'atténuation calculées par les méthodes EFM et DFSA au niveau de la fréquence centrale 2,25 MHz sont respectivement 0,29 et 0,31 dB/mm. Ce qui donne un écart absolu d'environ 0,02 dB/mm (~7 %). En observant les courbes expérimentales, nous constatons que les mesures d'atténuation calculées par la méthode EFM varient monotonement en fonction de la fréquence. À l'inverse, les mesures de la méthode DFSA montrent un plateau sur la plage fréquentielle

de [1,25 – 1,85] MHz. Sur cette gamme de fréquence, les valeurs obtenues par les deux méthodes divergent sensiblement, notamment, à 1,25 MHz, la valeur de la méthode EFM est de 51% par rapport à la méthode DFSA. Par ailleurs, il est important de noter que le plateau de la méthode DFSA n'est pas cohérent avec les prédictions théoriques et les simulations numériques. Ceci peut être dû aux artefacts de mesure. En revanche sur la gamme de fréquence supérieure à 1,85 MHz, les deux méthodes donnent des valeurs d'atténuation très proches. L'écart de la méthode EFM par rapport à la méthode DFSA est au maximum de 12%. En comparant les courbes numériques et expérimentales au niveau de la fréquence centrale du capteur  $f_c = 2,25$  MHz, nous constatons que les résultats numériques et expérimentaux sont quantitativement très cohérents. Dans ce contexte, les écarts relatifs entre les valeurs numériques et expérimentales pour les méthodes EFM et DFSA sont respectivement 3% et 7%.

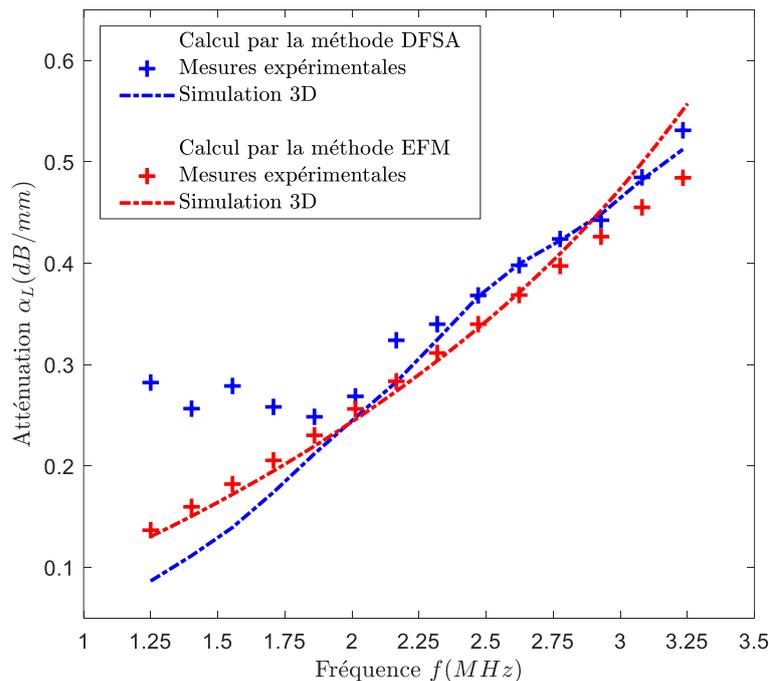


Figure IV-15 : Comparaison des valeurs d'atténuation des ondes longitudinales numériques et expérimentales calculées par les deux méthodes EFM et DFSA pour un échantillon de l'Inconel600 avec une taille moyenne de grains de 775  $\mu\text{m}$  et en utilisant un capteur en immersion de fréquence 2,25 MHz.

La comparaison des valeurs d'atténuation simulées et mesurées pour le matériau isotrope à gros grains Inconel600 montre que les deux méthodes EFM et DFSA donnent des résultats en relativement bon accord, en particulier sur la gamme de fréquence  $\left[ f_c - \frac{f_c}{2} \quad f_c + \frac{f_c}{2} \right]$ . Les résultats sur cette gamme de fréquence, corroborés par deux méthodes différentes peuvent donc être considérés avec une très grande fiabilité. Par ailleurs, la méthode DFSA est une méthode couteuse en termes de temps de mesure expérimentale et de traitement de données. Au contraire, la méthode EFM est une technique très simple à mettre en place numériquement et expérimentalement. D'autre part, cette méthode montre une grande efficacité dans le calcul d'atténuation dans les microstructures grossières grâce au calcul du champ cohérent (moyenne des signaux mesurés). Ce dernier permet de réduire fortement l'influence de bruit de structure et favorise une identification facile des échos de fond utilisés dans le calcul d'atténuation. Pour cela, il semble que la méthode EFM est la plus appropriée dans le calcul d'atténuation dans ce type de matériaux simples et macroscopiquement isotrope.

### IV.1.9. Conclusion

Cette première partie du chapitre a permis d'évaluer la capacité de l'approche numérique GSM à simuler l'atténuation par diffusion dans la microstructure isotrope à gros grains. Pour calculer l'atténuation, nous avons utilisé les méthodes EFM et DFSA. Dans ce contexte, l'exploration des

paramètres liées à la microstructure isotrope : la taille de grains, la distribution des tailles de grains, les macles, a montré un impact très important des paramètres morphologiques. Ceci montre que la caractérisation de la microstructure est le point d'entrée de l'évaluation de l'atténuation. Cependant, sous réserve d'une évaluation rigoureuse, notamment par EBSD, la simulation numérique peut être considérée comme un outil très fiable d'évaluation de l'atténuation ultrasonore. Cela est confirmé par les résultats numériques obtenus par la méthode EFM appliquée aux simulations numériques réalisées en 2D et 3D. Ces résultats ont montré que l'atténuation ultrasonore est sensible à la taille de grains équiaxes et à l'écart-type de tailles de grains (la largeur de la distribution des tailles de grains). En outre, la prise en compte de macles dans la simulation EF a montré que les joints de macles ont des effets sur l'atténuation, similaires aux joints de grains classiques.

Les résultats d'atténuation numériques calculés par la méthode EFM ont été ensuite validés par des comparaisons avec des prédictions théoriques quantifiées par les modèles 2D et 3D de Stanke & Kino [5, 40], ainsi des mesures expérimentales. Sur une échelle logarithmique, la comparaison théorique des valeurs d'atténuation normalisées par la taille de grains a montré que les courbes simulées en 2D et 3D suivent fidèlement les courbes théoriques 2D et 3D. Cette confrontation a prouvé que l'approche GSM, en particulier la simulation 3D est capable de reproduire correctement le mécanisme d'atténuation dans les régimes de diffusion de Rayleigh et la transition Rayleigh-stochastique. Il apparaît aussi que le passage d'un calcul en 3D au calcul en 2D peut générer une surestimation de l'atténuation dans le régime de Rayleigh et une sous-estimation de l'atténuation dans le régime transitoire Rayleigh-stochastique.

Finalement, la comparaison des valeurs expérimentales et numériques, relevées pour trois fréquences 2,25; 3,5 et 5 MHz, a montré que la méthode EFM donne des résultats très proches avec un écart relatif maximal de 10% sur une bande de fréquence de [1 – 7,5] MHz. En comparant les résultats de la méthode EFM obtenus à 2,25 MHz avec celles-ci déterminés par la méthode DFSA, nous avons trouvé que les résultats des deux méthodes sont très proches, en particulier au niveau de la fréquence centrale. Toutefois, vis à vis la simplicité et la pertinence de la méthode EFM, nous suggérons que cette technique peut être adéquate pour fournir des valeurs d'atténuation fiables dans ce matériau isotropes à gros grains.

## IV.2. Atténuation dans la soudure austénitique en Inox316L

La seconde partie de ce chapitre consiste à modéliser l'atténuation dans la soudure austénitique en acier inoxydable Inox316L. L'étude repose sur des simulations 2D et 3D réalisées pour des modèles des microstructures texturées générés par les diagrammes de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82] et le code DREAM.3D® [36, 88-90]. L'objet de cette partie est d'étudier l'influence des plusieurs paramètres microstructuraux sur l'atténuation des ondes longitudinales telles que les orientations cristallographiques de grains et la taille de grains allongés. Les résultats d'atténuation obtenus par les méthodes EFM et DFSA ont été aussi comparées pour ce matériau.

### IV.2.1. Simulation de la propagation du champ ultrasonore dans la soudure austénitique

Pour évaluer qualitativement la capacité de l'approche GSM à simuler la propagation des ondes dans la soudure austénitique, nous présentons sur la Figure IV-16 des coupes des champs ultrasonores simulés en 2D à 2,25 MHz dans trois configurations. Les microstructures utilisées sont caractérisées par des tailles moyennes de grains  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$  et des orientations de grains (orientations de l'axe de fibre)  $\theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 60^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ .

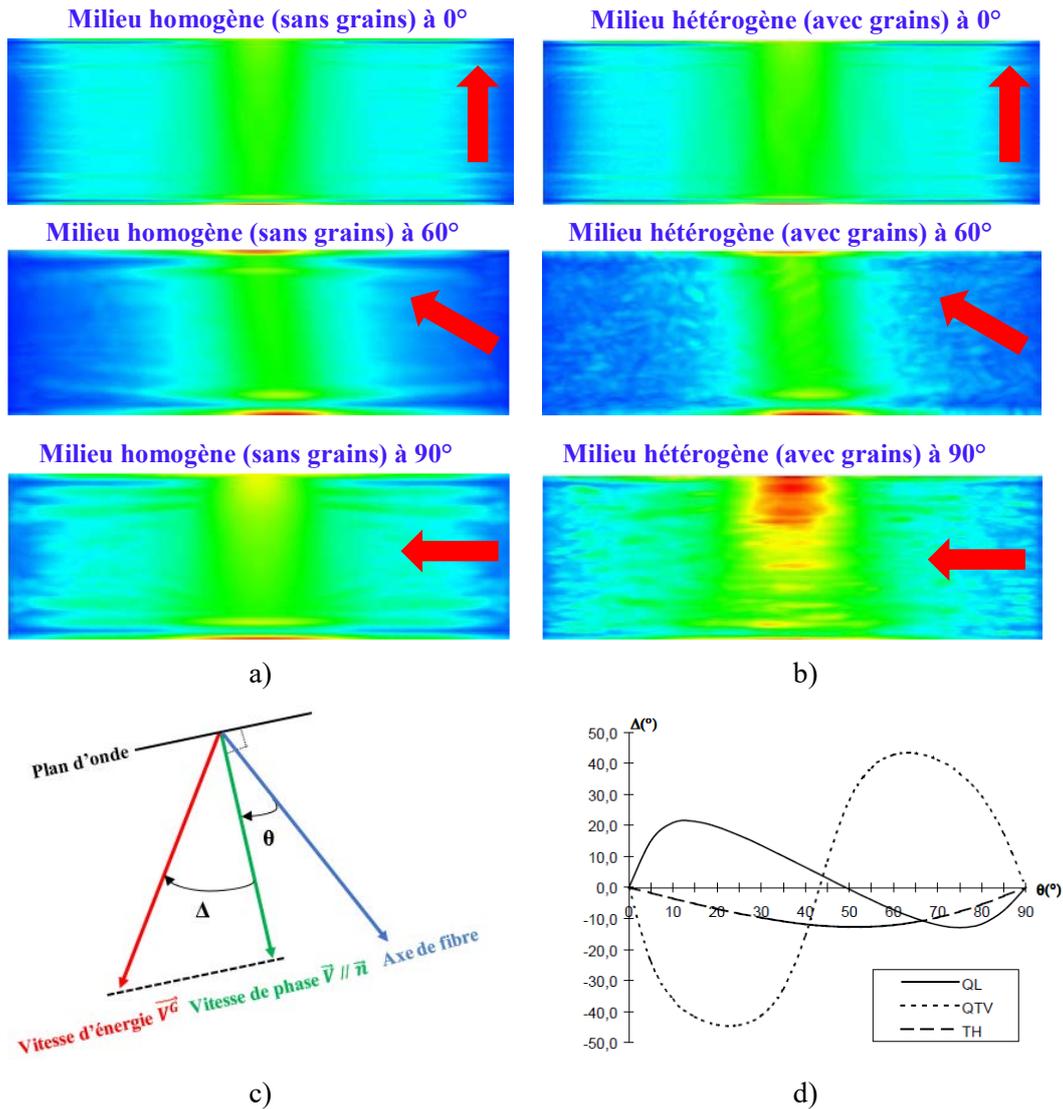


Figure IV-16 : Simulation 2D de la propagation du champ ultrasonore à 2,25MHz en : a) milieu homogène, b) milieu hétérogène avec des grains de tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$  et avec 3 orientations de grains  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=60^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ . Les flèches rouges représentent l'orientation de l'axe de fibre de la texture cristallographique isotrope transverse (l'axe d'élongation de grains). c) Directions des vitesses de phase et de groupe et définition de l'angle  $\Delta$ , d) Variations de l'angle de déviation  $\Delta$  en fonction de l'angle  $\theta$  entre l'axe d'élongation des grains et la direction de propagation  $\vec{n}$  dans la soudure austénitique Inco316L.

Les simulations sont réalisées en milieux homogène (sans grains) et hétérogène (avec grains) en utilisant les propriétés d'élasticité illustrées dans le Tableau I-3. La comparaison des champs simulés dans les deux milieux permet de montrer les effets des caractéristiques métallographiques de la structure granulaire du matériau sur le contrôle ultrasonore. En comparant les champs ultrasonores simulés en milieux homogène (voir Figure IV-16.a) et hétérogène (voir Figure IV-16.b), nous distinguons les effets du phénomène de diffusion sur la propagation des ondes longitudinales par les joints de grains colonnaires. Cette contribution s'observe sur le champ bruité observé sur la Figure IV-16.b. Ceci est visible clairement dans la microstructure avec des grains orientés à 90°. De plus, cette figure montre que la simulation reproduit fidèlement la déviation d'ensemble du faisceau ultrasonore induite par l'anisotropie macroscopique du matériau.

La théorie a montré que la déviation  $\Delta$  est une conséquence de la déviation de la vitesse d'énergie par rapport à la vitesse de phase sous l'effet de l'orientation de grains allongés définie par l'angle  $\theta$  entre l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  de la texture isotrope transverse (l'axe d'élongation des grains) et la direction de propagation des ondes  $\vec{n}$  [9]. Les différents paramètres définis ci-dessus sont

schématisés sur la Figure IV-16.c. Un exemple de variations de l'angle de déviation  $\Delta$  pour les trois modes de propagation est également indiqué sur la Figure IV-16.d. Nous nous intéressons ici à des propagations dans le plan principal de la soudure austénitique caractérisée par les constantes d'élasticité illustrées dans le Tableau I-3. En se basant sur la Figure IV-16.d, nous constatons que les ondes quasi-transversales verticales  $TV$  sont les plus sensibles à l'anisotropie du matériau. A l'inverse, les ondes quasi-transversales horizontales  $TH$  sont les moins sensibles à l'anisotropie du matériau. En ce qui concerne les ondes quasi-longitudinales  $L$ , couramment utilisées pour le contrôle des composants en aciers austénitiques, la courbe de la Figure IV-16.d montre que le faisceau sera focalisé pour une propagation à  $45^\circ$  des grains et au contraire sera défocalisé pour des propagations à  $0$  et  $90^\circ$  des grains.

### IV.2.2. Effets de l'orientation de grains

L'impact de l'orientation de grains sur la variation de l'atténuation est examiné dans cette section. Cela est effectué en se basant principalement sur des simulations 3D relevées pour des microstructures texturées avec différentes orientations cristallographiques de grains. L'orientation de grains allongés est définie par l'angle  $\theta$  entre la direction de propagation des ondes et l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  (voir Figure I-18). Ce dernier est un axe commun dans tous les grains de ce matériau parfaitement isotrope transverse et aligné avec la direction morphologique de grains  $z$ .

Les simulations modélisent un contrôle en incidence normale pour sept échantillons caractérisés par des orientations  $\theta$  de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  par pas de  $15^\circ$ . Ces simulations sont réalisées en immersion dans l'eau en utilisant trois capteurs différents avec des fréquences centrales 2,25, 3,5 et 5 MHz. Ainsi, le faisceau ultrasonore est toujours normal à l'échantillon, mais l'axe d'orientation de grains varie dans les échantillons simulés. Cette configuration simule une expérience réalisée initialement dans le cadre de la thèse de M-A Ploix [46, 47]. La mise en œuvre expérimentale de cette expérience est relativement délicate et chère, car elle nécessite de disposer ou de fabriquer un bloc de soudure de grandes dimensions, présentant une texture très homogène. Des échantillons d'orientations variables doivent ensuite être prélevés, puis caractérisés. L'intérêt de cette section est, entre autres, d'évaluer la capacité de la simulation GSM à fournir des données équivalentes, avec fiabilité. Les données statistiques des microstructures utilisées dans les simulations sont illustrées dans le Tableau IV-6. Les dimensions moyennes de grains  $\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z$  utilisées sont de l'ordre de  $0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ . Ce choix de tailles de grains correspond aux dimensions réelles obtenues à partir des caractérisations métallographiques réalisées dans des études issues de la littérature [46-48].

Tableau IV-6 : Données statistique des modèles 2D et 3D des microstructures utilisées dans les simulations 2D et 3D (valeurs calculées à partir de 20 tirages en 2D et 3 tirages en 3D).

Orientation de grains $\theta$ ( $^\circ$ )	Modèle 3D		Modèle 2D	
	Dimensions	$30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$	Dimensions	$30 \times 10 \text{ mm}^2$
	Tailles de grains $(\overline{L}_x \times \overline{L}_y \times \overline{L}_z)$	$0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$	Tailles de grains $(\overline{L}_x \times \overline{L}_z)$	$0,25 \times 5 \text{ mm}^2$
Nombre de grains $N^G$				
0		53526		238
15		53530		241
30		53537		242
45		53539		239
60		53522		245
75		53536		237
90		53520		239

Les valeurs d'atténuation numériques calculées par la méthode EFM sont tracées en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  sur la Figure IV-17 avec un ajustement polynomial de second ordre pour représenter la tendance générale de la courbe d'atténuation.

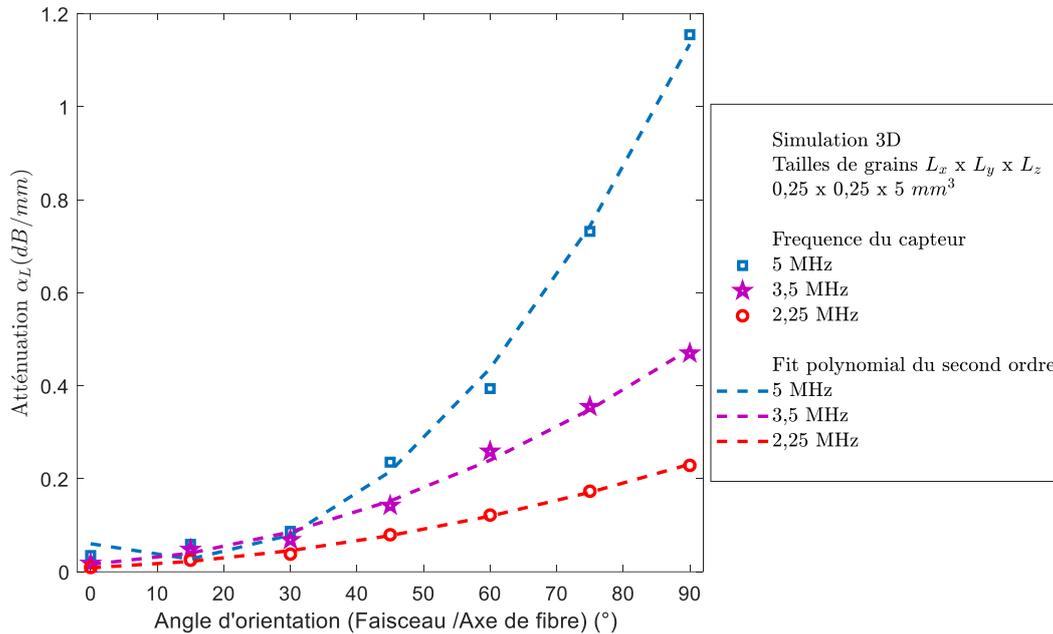


Figure IV-17 : Variation du coefficient d'atténuation par diffusion en fonction de l'angle  $\theta$  entre la direction de propagation des ondes longitudinales et l'axe de fibre de grains dans la soudure austénitique en Inox316L pour trois fréquences des capteurs : 2,25, 3,5 et 5 MHz.

Sur la Figure IV-17, nous remarquons que l'atténuation des ondes longitudinales augmente d'une façon monotone avec l'angle d'orientation  $\theta$ . L'atténuation maximale est obtenue pour l'angle  $\theta = 90^\circ$  lorsque la direction du faisceau ultrasonore est perpendiculaire à l'axe de fibre  $\langle 100 \rangle$  du matériau. Cependant, la valeur d'atténuation minimale est observée pour  $\theta = 0^\circ$ , c'est-à-dire lorsque la direction du faisceau est parallèle à l'axe de fibre. Cette valeur est proche de 0 à cause de faible taux de diffusion des ondes dû au faible nombre d'interfaces dans la direction de propagation. La Figure IV-17 montre aussi que le coefficient d'atténuation augmente avec la fréquence. À titre d'exemple, les valeurs d'atténuation pour une orientation de grains  $\theta = 45^\circ$  sont 0,08, 0,14 et 0,23 dB/mm respectivement pour les fréquences 2,25, 3,5 et 5 MHz.

Qualitativement, le comportement des courbes d'atténuation numériques en fonction de la fréquence suggère initialement une bonne cohérence avec le comportement prévu par les théories issues de la littérature [42, 43, 115-118]. Il apparaît une forte dépendance du coefficient d'atténuation à la fréquence. Dans ces gammes des fréquences et pour les tailles de grains données  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ , le produit entre le nombre d'onde et la taille moyenne de grains  $k_L \overline{L}$  est compris entre 1,52 et 3,40. Cela nous permet de supposer que les valeurs d'atténuation se situent dans le régime stochastique où le coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  augmente monotonement en fonction de la fréquence et la taille de grains selon une loi proportionnelle de  $f^2 \overline{L}$ .

### IV.2.3. Effets de la taille de grains

Après avoir traité les effets de l'orientation de grains dans la microstructure texturée, nous présentons dans ce paragraphe une étude qui révèle l'influence de la taille de grains allongés sur l'évolution de l'atténuation ultrasonore. Pour ce faire, des simulations 3D ont été réalisées pour quatre dimensions moyennes de grains différentes en utilisant les mêmes rapports d'aspect (rapports d'élongation de grains)  $R^{Elong} = \overline{L_x}/\overline{L_z} = \overline{L_y}/\overline{L_z} = 0,05$ . Les tailles moyennes de grains utilisées  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z}$  sont  $0,20 \times 0,20 \times 4 \text{ mm}^3$ ,  $0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ ,  $0,30 \times 0,30 \times 6 \text{ mm}^3$  et  $0,40 \times 0,40 \times 8 \text{ mm}^3$ . Les simulations ont été effectuées par un capteur en immersion de fréquence centrale

$f_c = 2,25$  MHz pour les sept orientations de grains mentionnées précédemment. Les valeurs d'atténuation sont quantifiées par la méthode EFM et tracées en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  sur la Figure IV-18.

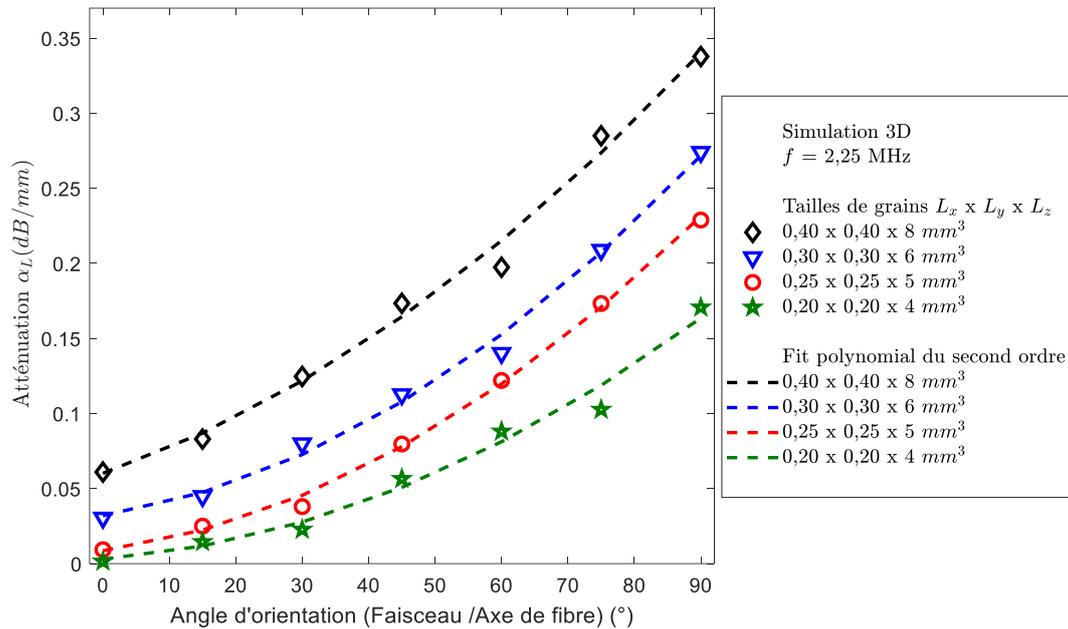


Figure IV-18 : Variation du coefficient d'atténuation en fonction de l'angle  $\theta$  entre la direction de propagation des ondes longitudinales et l'axe de fibre de grains dans la soudure austénitique en Inco316L pour quatre dimensions moyennes de grains différentes et pour une fréquence de 2,25 MHz.

La variation du coefficient d'atténuation avec l'orientation de grains à 2,25 MHz montre une croissance monotone de l'atténuation en fonction de l'orientation de grains  $\theta$ . De plus, la Figure IV-18 montre que l'atténuation augmente lorsque la taille de grains augmente. De ce fait, les valeurs d'atténuation les plus élevées sont observées pour les plus grandes tailles de grains (courbe noire pour  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,40 \times 0,40 \times 8 \text{ mm}^3$ ). Au contraire, les plus faibles valeurs d'atténuation correspondent aux plus petites tailles de grains (courbe verte pour  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,20 \times 0,20 \times 4 \text{ mm}^3$ ). Les quatre courbes d'atténuation présentent rigoureusement la même allure avec un décalage vers une augmentation de l'atténuation quand la taille de grains augmente. Ce décalage est constant en fonction de différentes orientations. En particulier, la valeur d'atténuation à  $\theta = 0^\circ$  augmente continuellement avec la taille de grains et atteint 0,06 dB/mm pour les tailles de grains maximales. Nous verrons dans la section IV.2.4 que ceci est une divergence notable avec le modèle théorique d'évolution de l'atténuation dans les matériaux anisotropes.

Pour évaluer la sensibilité du coefficient d'atténuation à la taille de grains allongés dans le domaine fréquentiel, nous traçons sur la Figure IV-19 les valeurs d'atténuation sur une bande de fréquence de [1 - 4] MHz. Les courbes d'atténuation sont présentées pour quatre orientations de grains  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $75^\circ$ . La Figure IV-19 montre que l'augmentation de la dimension de grains génère une augmentation des valeurs d'atténuation quelle que soit l'angle d'orientation. Aux très basses fréquences où  $f < 1$  MHz, le coefficient d'atténuation est peu affecté par l'augmentation de la taille de grains, puis il augmente progressivement aux hautes fréquences jusqu'à  $f = 4$  MHz. Cette observation est cohérente avec la tendance de la variation de l'atténuation dans le domaine stochastique. Dans ce régime, le coefficient d'atténuation des ondes longitudinales  $\alpha_L$  est caractérisé par une dépendance fréquentielle de  $f^2$  et dimensionnelle de  $\overline{L}$ . Par ailleurs, au-delà de 4 MHz, un changement au niveau de la tendance des courbes d'atténuation apparaît principalement pour les grandes tailles moyennes de grains  $0,40 \times 0,40 \times 8 \text{ mm}^3$  à  $\theta = 45^\circ$  et à  $\theta = 60^\circ$ . Ce changement pourrait correspondre à la transition du régime stochastique au régime géométrique (voir Figure IV-19.b et Figure IV-19.c).

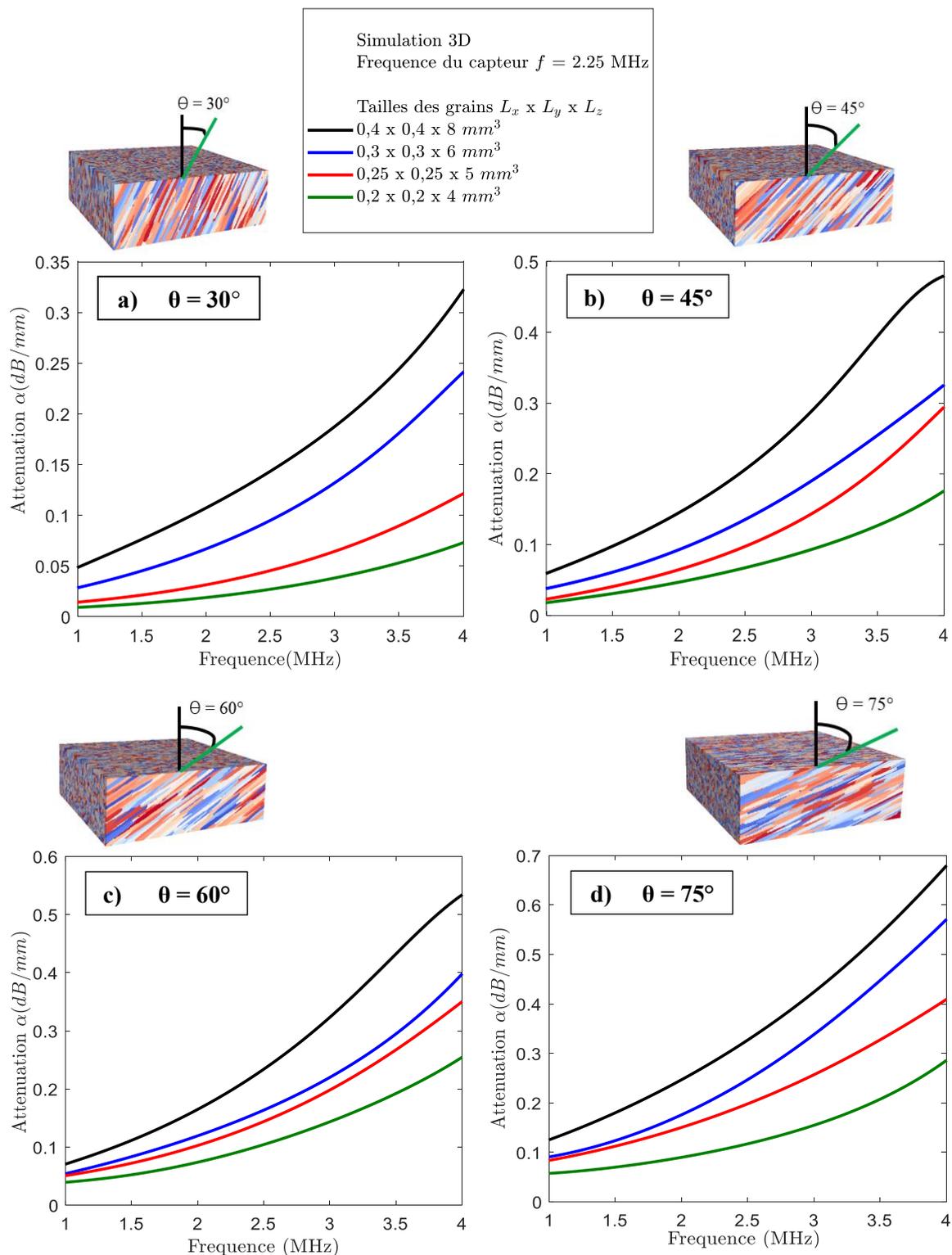
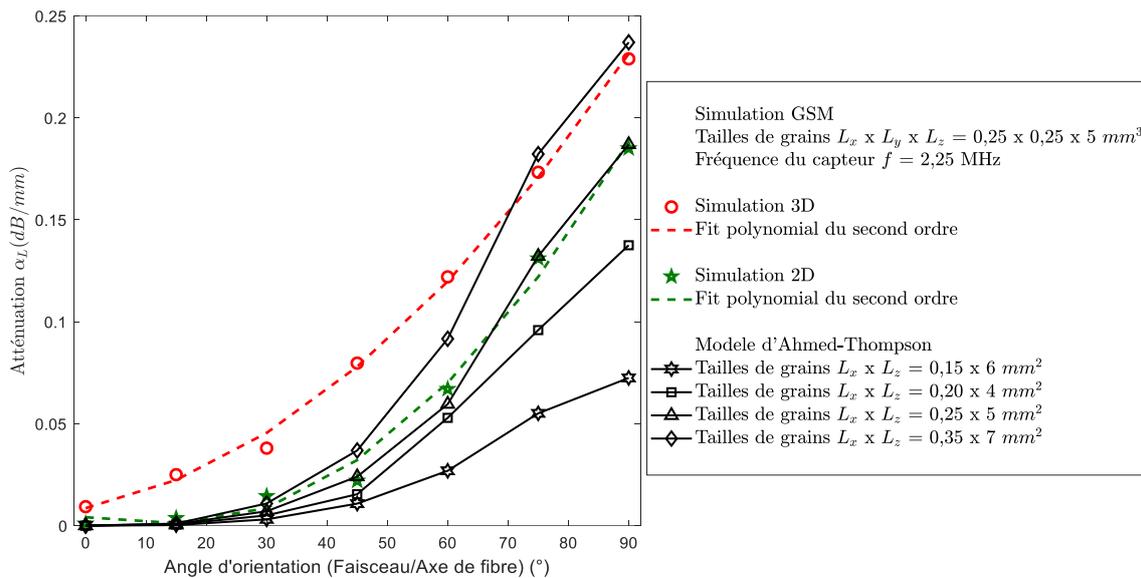


Figure IV-19 : Variations du coefficient d'atténuation des ondes longitudinales en fonction de la fréquence pour quatre orientations de grains  $\theta$  et quatre tailles de grains différentes de la soudure austénitique en Inox316L. Les simulations 3D sont effectuées par un capteur de 2,25 MHz.

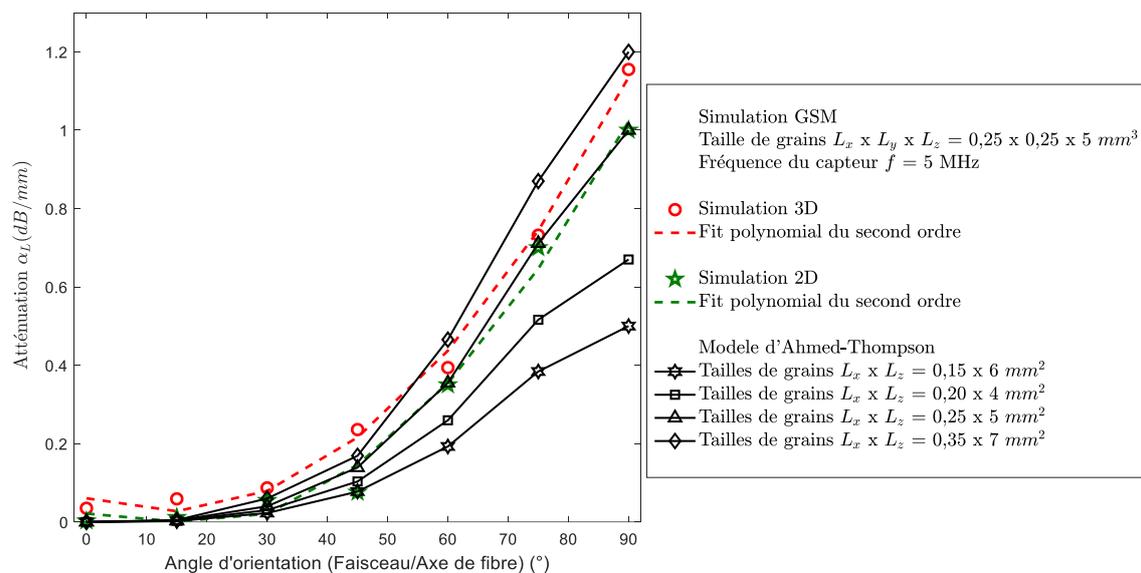
Les résultats numériques exposés dans ce paragraphe suggèrent que la simulation à l'échelle des grains en 3D est capable de modéliser numériquement le comportement du phénomène d'atténuation par diffusion des ondes  $L$  dans un milieu polycristallin caractérisé par une forte anisotropie et une texture cristallographique. Pour valider ces résultats, une comparaison avec des prédictions théoriques issues de la théorie de Ahmed & Thompson [42, 43] est exposée dans la section suivante.

### IV.2.4. Comparaison au modèle théorique d'Ahmed & Thompson

Les valeurs d'atténuation obtenues des simulations 2D et 3D sont comparées avec des prédictions théoriques quantifiées par le modèle analytique 2D d'Ahmed & Thompson [42, 43]. Les simulations 2D et 3D sont réalisées pour des microstructures artificielles caractérisées par des dimensions moyennes de grains  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$  en 2D et  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$  en 3D. Par ailleurs, la théorie d'Ahmed & Thompson est la théorie 2D, la plus générale pour le cas de matériaux anisotropes texturés. Les prédictions théoriques sont quantifiées pour quatre tailles moyennes de grains  $\overline{L_x} \times \overline{L_z}$  différentes :  $0,15 \times 6 \text{ mm}^2$ ,  $0,20 \times 4 \text{ mm}^2$ ,  $0,25 \times 5 \text{ mm}^2$  et  $0,35 \times 7 \text{ mm}^2$  et deux fréquences 2,25 et 5 MHz. Sur la Figure IV-20.a et la Figure IV-20.b, nous comparons les valeurs théoriques et simulées respectivement à 2,25 et 5 MHz.



a)



b)

Figure IV-20 : Comparaison des résultats d'atténuation obtenues des simulations 2D et 3D avec des prédictions théoriques calculées par le modèle 2D d'Ahmed & Thompson [42, 43] pour la soudure austénitique en Inco316L à deux fréquences : a) 2,25 MHz et b) 5MHz.

La Figure IV-20 présente la variation des valeurs d'atténuation des ondes  $L$  en fonction de l'orientation de grains  $\theta$ . En se référant aux courbes théoriques d'Ahmed & Thompson, nous constatons que le coefficient d'atténuation  $\alpha_L$  augmente en fonction de l'orientation  $\theta$  et les tailles moyennes de grains allongés. Ces résultats confirment les études numériques traitant l'influence de tailles de grains qui sont exposées dans la section IV.2.3. Pour deux fréquences différentes 2,25 et 5 MHz, les valeurs d'atténuation minimales sont observées pour les plus petits grains  $0,15 \times 6 \text{ mm}^2$ . Au contraire, les valeurs d'atténuation maximales sont obtenues pour les plus gros grains  $0,35 \times 7 \text{ mm}^2$ . Il est important de noter que les dimensions de grains  $0,15 \times 6 \text{ mm}^2$  correspondent au rapport d'élongation  $R^{Elong} = \overline{L_x}/\overline{L_z} = 0,025$  alors que les dimensions de grains  $0,20 \times 4 \text{ mm}^2$ ,  $0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ ,  $0,35 \times 7 \text{ mm}^2$  correspondent au rapport d'aspect  $R^{Elong} = \overline{L_x}/\overline{L_z} = 0,05$ . Toutefois, nous avons montré dans le paragraphe I.7 que pour une dimension de grains  $\overline{L_x}$  constante, l'atténuation des ondes  $L$  augmente lorsque le rapport d'élongation diminue (voir Figure I-20), c'est-à-dire lorsque la grande dimension  $\overline{L_z}$  augmente. Cependant, en se référant à la Figure IV-20, nous constatons que les prédictions d'atténuation théoriques obtenues à 2,25 et 5 MHz pour  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,15 \times 6 \text{ mm}^2$  ( $\overline{L_x}/\overline{L_z} = 0,025$ ) sont plus faibles que les prédictions obtenues pour  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,20 \times 4 \text{ mm}^2$  et  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$  ( $R^{Elong} = \overline{L_x}/\overline{L_z} = 0,05$ ).

Les présents résultats montrent que l'atténuation est plus sensible à la petite dimension de grains allongés  $L_x$  par rapport à la grande dimension  $L_z$  dans la direction d'élongation. Par ailleurs, en comparant la Figure IV-20.a à la Figure IV-20.b, nous remarquons que les valeurs d'atténuation théoriques obtenues à 5 MHz sont très élevées par rapport à celles de 2,25 MHz pour les différentes orientations et les tailles de grains. Ces observations sont donc cohérentes avec les résultats présentés sur la Figure IV-17. Cette comparaison révèle aussi un bon accord entre les courbes simulées en 2D avec les prédictions théoriques quantifiées pour les dimensions de grains  $\overline{L_x} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 5 \text{ mm}^2$ . Cependant, nous observons un grand écart entre les courbes d'atténuation numériques 3D avec celles numériques 2D ainsi les prédictions théoriques. À titre d'exemple, les écarts entre les données théoriques et simulées en 2D et 3D à  $\theta = 60^\circ$  sont respectivement 7% et 51% pour 2,25 MHz (voir Figure IV-20.a) et 1% et 10% pour 5 MHz (voir Figure IV-20.b). Il apparaît donc que l'atténuation est sous-estimée dans le calcul 2D par rapport au calcul 3D. Ceci apparaît d'une manière plus claire à 5 MHz.

Du point de vue théorique, nous supposons que les résultats d'atténuation obtenus pour ces tailles de grains et ces fréquences se situent dans le régime stochastique. Or, l'atténuation dans ce régime n'est pas affectée par la dimension du calcul puisqu'elle évolue selon la même loi  $\alpha_L^{3D/2D} \propto f^2 \overline{L}$ . Pour cela, nous suggérons que l'écart observé entre les courbes d'atténuation simulées en 2D et 3D, et les courbes théoriques est dû à la différence entre la distribution log-normale des tailles de grains (dans la simulation 3D), la distribution obtenue des diagrammes de Poisson-Voronoi 2D (dans la simulation 2D) et la distribution théorique utilisée dans le modèle d'Ahmed & Thompson [42, 43].

#### IV.2.5. Application de la méthode DFSA

La méthode DFSA a été aussi appliquée aux mesures expérimentales et simulations 3D réalisées pour la soudure austénitique en Inox316L. Dans cette section, nous présentons des exemples des cartographies des faisceaux incident et transmis issues des simulations 3D et des mesures expérimentales relevées à 2,25 MHz pour un échantillon caractérisé par une orientation préférentielle de grains  $\theta = 75^\circ$  et des tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$ .

Sur la Figure IV-21, nous présentons des images en amplitude crête-crête des signaux temporelles extraits des faisceaux transmis et incident. Comme dans le cas du matériau isotrope, nous notons tout d'abord que les faisceaux incidents simulé et mesuré sont homogènes, sans déformation et sans distorsion. Ceci est assuré par la condition du contrôle ultrasonore en champ lointain. Ces faisceaux et leur amplitude maximale sont également centrés sur l'origine des cartographies puisque le contrôle est effectué en incidence normale.

Concernant le faisceau transmis, nous remarquons la présence d'une légère déviation du faisceau ultrasonore induit par la structure anisotrope de l'échantillon inspecté. Cette déviation apparaît clairement sur la cartographie expérimentale du faisceau transmis. En revanche, la cartographie simulée ne révèle pas visiblement la déviation du faisceau mais elle expose une déformation et une atténuation importantes du faisceau transmis à la traversée de la microstructure texturée. Ces observations confirment les résultats numériques exposés sur la Figure IV-16, qui nous ont donné un aperçu sur les phénomènes de déviation et d'atténuation du champ ultrasonore, générés par l'anisotropie macroscopique et les orientations préférentielles de grains colonnaires dans la soudure austénitique.

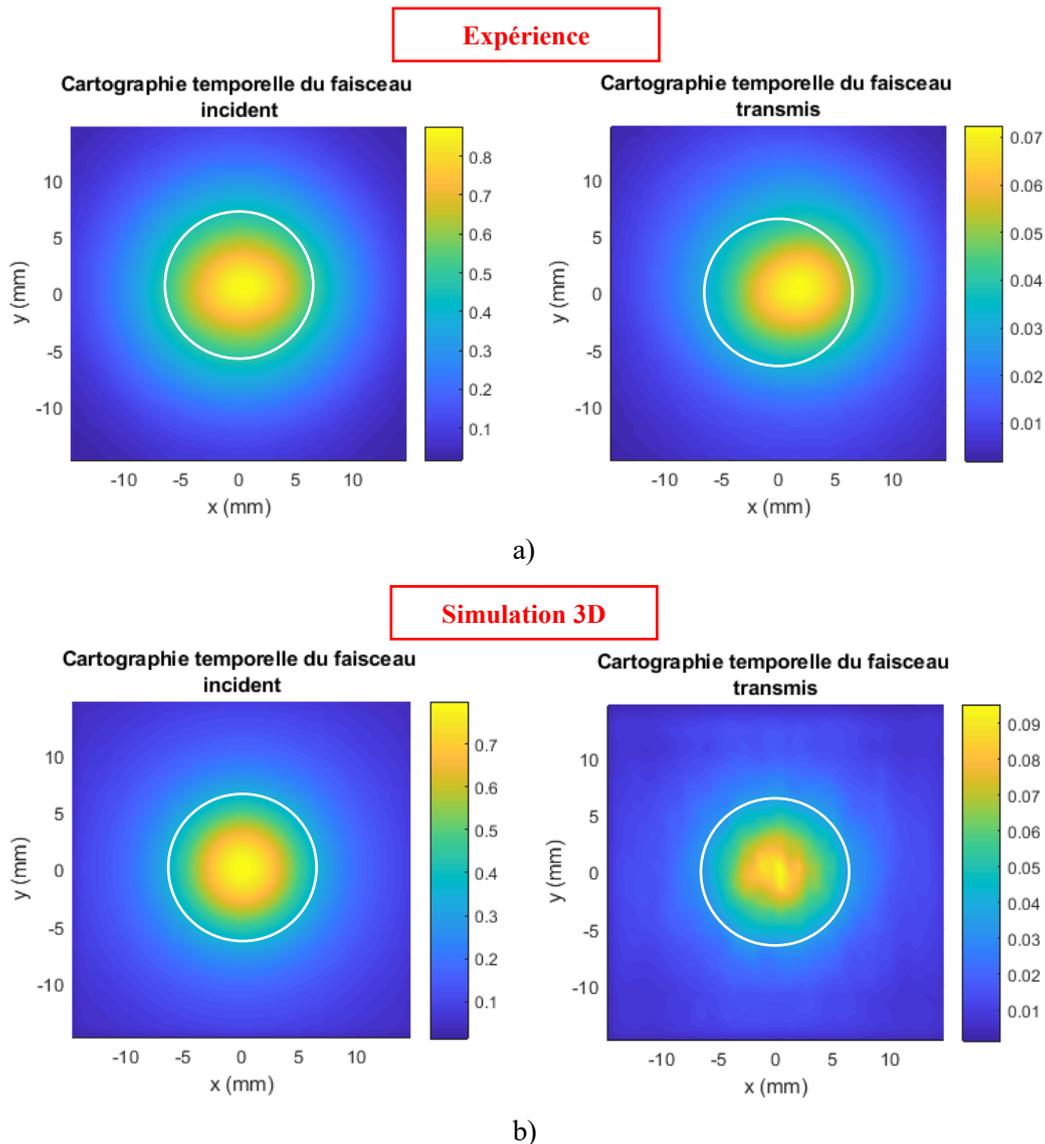


Figure IV-21 : Comparaison des cartographies temporelles du faisceau incident et transmis obtenues à 2,25 MHz pour un échantillon en Inco316L caractérisé une orientation de grains  $\theta = 75^\circ$  et des tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$  : a) Mesures et b) Simulation 3D.

Comme nous avons mentionné précédemment, le calcul d'atténuation dans ce matériau anisotrope nécessite le calcul du rapport entre l'énergie transmise théorique et l'énergie transmise expérimentale. Ces énergies sont obtenues en calculant la somme dans l'espace des spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques quantifiés à une fréquence de 2,25 MHz à partir des cartographies temporelles des faisceaux incident et transmis présentées sur la Figure IV-21. Nous rappelons que le spectre angulaire transmis expérimental est déterminé à partir de la cartographie du faisceau transmis

scanné à l'interface échantillon/eau. Par ailleurs, le spectre angulaire transmis théorique est calculé en multipliant le coefficient de transmission théorique par le spectre angulaire du faisceau incident capté à l'interface eau/échantillon. Le coefficient de transmission global est calculé théoriquement pour une orientation de grains  $\theta = 75^\circ$  et en utilisant les constantes d'élasticité exposées sur le Tableau I-3. Les spectres angulaires transmis mesurés et simulés sont comparés respectivement sur la Figure IV-22.a et la Figure IV-22.b.

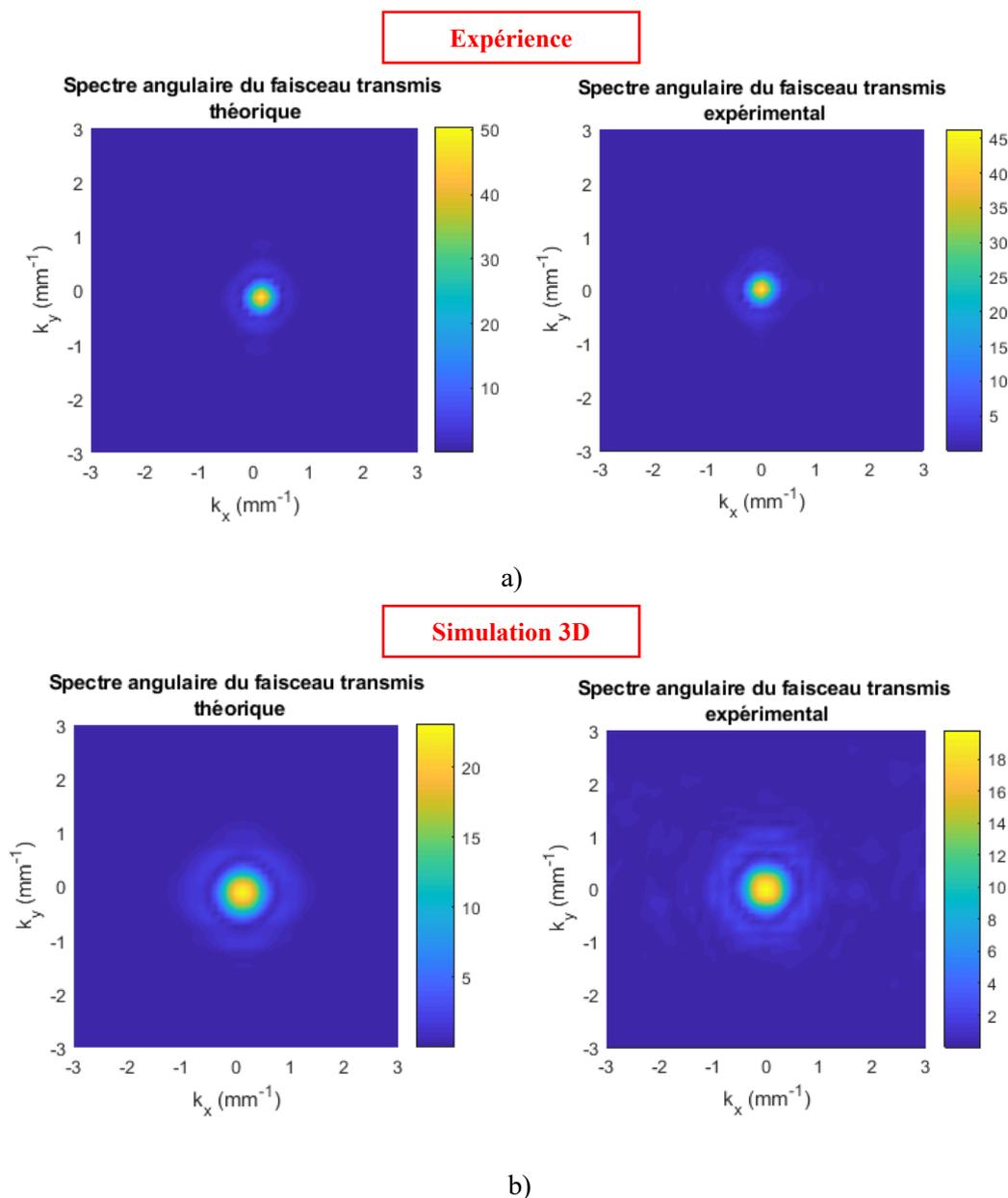


Figure IV-22 : Comparaison des cartographies des spectres angulaires d'ondes planes monochromatiques du faisceau transmis théorique (produit des coefficients de transmission et les spectres angulaires du faisceau incident) et du faisceau transmis expérimental obtenus à 2,25 MHz pour un échantillon en Inox316L caractérisé une orientation de grains  $\theta = 75^\circ$  et des tailles moyennes  $\overline{L_x} \times \overline{L_y} \times \overline{L_z} = 0,25 \times 0,25 \times 5 \text{ mm}^3$  : a) Mesures et b) Simulation 3D.

En observant les spectres angulaires calculés à partir des mesures expérimentales (Figure IV-22.a), nous constatons que l'amplitude maximale du spectre angulaire des faisceaux transmis théorique et expérimental se focalise dans la partie centrale des cartographies spectrales tracées dans le

domaine des fréquences spatiales  $k_x$  et  $k_y$ . Au contraire, cette amplitude est quasi-nulle sur les zones périphériques des cartographies. En comparant les deux spectres, nous remarquons une similitude de la forme et la répartition spatiale des spectres, en particulier sur les zones très énergétiques. Cependant, il apparaît que l'amplitude maximale du spectre angulaire du faisceau transmis théorique est deux fois plus faible que celle du faisceau transmis expérimental. Cet écart d'amplitude indique l'atténuation induite par la microstructure texturée de l'échantillon contrôlé. En se référant aux cartographies spectrales simulées et exposées sur la Figure IV-22.b, nous constatons que la simulation 3D reproduit fidèlement les résultats expérimentaux présentés sur la Figure IV-22.a. D'autre part, nous remarquons que le spectre angulaire du faisceau transmis expérimental est davantage bruité par rapport au faisceau théorique certainement en raison de la structure granulaire de l'échantillon, qui n'est pas prise en compte dans la modélisation de la propagation des ondes par l'application des coefficients de transmission théoriques.

Les cartographies temporelles et spectrales exposées dans cette section présentent donc des premiers résultats expérimentaux et numériques de la méthode DFSA appliquée pour un échantillon caractérisé par une orientation de grains de  $75^\circ$ . Ces cartographies seront utilisées par la suite dans le calcul d'atténuation des ondes longitudinales. Le même principe est appliqué pour les différentes orientations de grains. Dans cette optique, nous exposerons dans le paragraphe suivant des résultats d'atténuation obtenus par la méthode DFSA pour des échantillons de l'Inox316L caractérisés par différentes orientations de grains

### IV.2.6. Comparaison aux mesures expérimentales

Afin de valider les résultats de l'approche numérique GSM, une confrontation des valeurs d'atténuation simulées avec des mesures expérimentales est présentée dans cette section. Les mesures ont été effectuées en émission-réflexion et en transmission simple pour six échantillons. Ces échantillons ont été découpés dans une maquette de soudure multipasses en Inox316L dans le cadre de la thèse de M-A Ploix [46, 47]. Ils ont été prélevés dans le but d'obtenir différentes orientations théoriques  $\theta$  de la texture:  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $90^\circ$ . En revanche, les analyses expérimentales en EBSD et DRX présentées dans notre étude ont permis de préciser les valeurs réelles des orientations de grains de ces échantillons :  $5^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $80^\circ$ . Les valeurs d'atténuation numériques ont été calculés à partir des simulations réalisées à 2,25 MHz avec des microstructure artificielles présentées dans le Tableau IV-6. Les valeurs d'atténuation des ondes  $L$  sont calculées pour chaque échantillon en appliquant les méthodes EFM et DFSA sur les mesures expérimentales et les simulations numériques réalisées. Les valeurs d'atténuation sont tracées en fonction de l'angle d'orientation  $\theta$  sur la Figure IV-23. Pour faciliter l'évaluation des tendances des courbes d'atténuation obtenues, nous traçons sur les mêmes figures les régressions ajustées par un polynôme du second ordre. Pour cela, il est important de noter que l'écart entre les valeurs réelles et les valeurs ajustées est inférieur à 0,025 dB/mm pour les mesures expérimentales et à 0,010 dB/mm pour les simulations 2D et 3D.

En se référant aux résultats de la méthode EFM (courbes rouges), nous constatons dans un premier temps une croissance monotone de différentes courbes d'atténuation expérimentales et numériques en fonction de l'orientation de grains. La Figure IV-23 confirme également la sous-estimation de l'atténuation par la simulation 2D. En outre, nous remarquons que les données mesurées et les valeurs numériques 3D sont plus proches par rapport aux valeurs numériques 2D. En effet, les valeurs d'atténuation simulées 3D et expérimentales les plus proches sont observées pour les deux échantillons caractérisés par des orientations  $\theta = 75^\circ$  et  $\theta = 80^\circ$  avec des écarts qui sont respectivement 16% et 14%. Toutefois, nous notons que les mesures d'atténuation pour les autres échantillons et particulièrement celui avec une orientation de grains  $\theta = 5^\circ$  sont élevées par rapport aux valeurs numériques 3D. À cette orientation, l'écart entre les courbes numérique et expérimentale est au maximum de 72%.

Ces résultats peuvent indiquer les limites de la méthode EFM dans la détermination de l'atténuation expérimentale dans ce type du matériau très hétérogène et anisotrope. Nous rappelons que les caractérisations expérimentales par EBSD et DRX ont montré que la microstructure texturée des échantillons de la soudure austénitique en Inox316L n'est pas parfaitement isotrope transverse. Par

conséquent, les propriétés métallographiques peuvent varier spatialement. Ce qui génère une variation locale au niveau de l'atténuation en fonction de la position du capteur. Or, nous évoquons que le calcul d'atténuation par la méthode EFM est basé sur la moyenne des signaux mesurés en mode pulse-écho en un ensemble des positions données du capteur (champ cohérent). Ceci peut être inefficace pour prendre en considération toute la contribution de la microstructure anisotrope texturée sur l'atténuation ultrasonore.

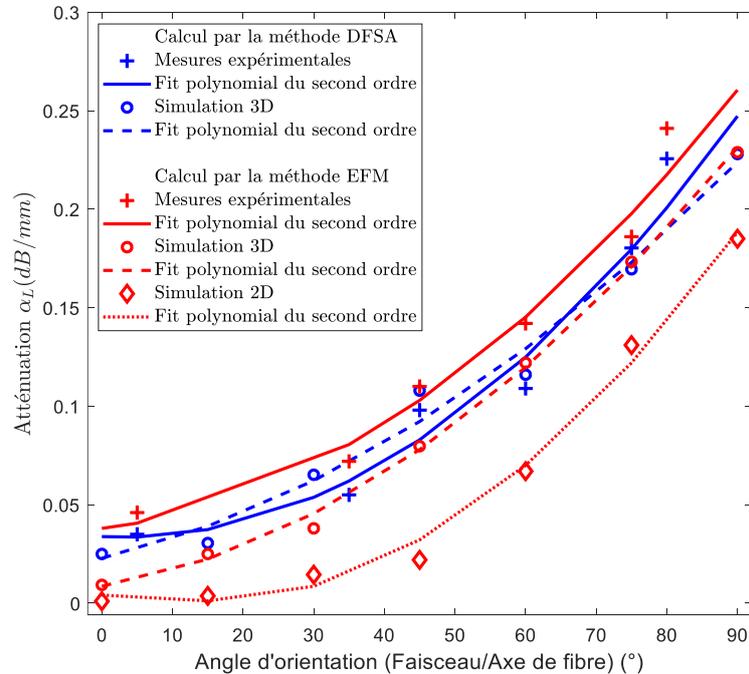


Figure IV-23 : Comparaison des valeurs d'atténuation numériques et expérimentales obtenues avec un capteur de 2,25 MHz pour la soudure austénitique en Inox316L. Les valeurs des ondes longitudinales sont calculées par les deux méthodes EFM et DFSA.

En se basant sur les résultats de la méthode DFSA (courbes bleues), nous remarquons un très bon accord entre les courbes d'atténuation numérique 3D et expérimentale sur une gamme d'orientations de grains de  $[0^\circ - 90^\circ]$ . En effet, les deux courbes d'atténuation évoluent en fonction de l'orientation avec une tendance similaire. Cela est visible clairement sur les courbes ajustées par le fit polynomial du second ordre. En comparant les résultats des méthodes DFSA et EFM, nous constatons que les valeurs expérimentales calculées par la méthode DFSA sont plus cohérentes avec les prédictions théoriques, en particulier pour les échantillons caractérisés par les orientations  $\theta = 5^\circ$  et  $\theta = 35^\circ$ . Dans ces cas, les écarts entre les mesures d'atténuation et les valeurs simulées de la méthode DFSA sont respectivement 19% et 14%. La bonne cohérence entre la simulation et l'expérience est observée à  $\theta = 60^\circ$  et  $\theta = 75^\circ$  avec des écarts relatifs de l'ordre de 3%.

Ces résultats reflètent l'efficacité de la méthode DFSA dans l'évaluation de l'atténuation dans la soudure austénitique en Inox316L par rapport à la méthode EFM. En effet, la technique DFSA permet de relever une atténuation globale qui tient compte la contribution totale de la diffusion des ondes dans une microstructure très hétérogène et fortement anisotrope. Cela est assuré grâce au calcul des énergies totales des faisceaux incident et transmis ainsi que le coefficient de transmission total du matériau inspecté. La méthode DFSA peut être donc considérée comme un outil pertinent qui permet de mettre en évidence les phénomènes physiques complexes qui perturbent la propagation de l'onde ultrasonore dans ce genre de matériaux hétérogènes et macroscopiquement anisotropes, comme la division, la déviation et la déformation du faisceau ultrasonore, l'atténuation et l'apparition de bruit de structure. Cela est obtenu par la représentation des cartographies temporelles et spectrales du faisceau transmis à travers l'échantillon inspecté.

## Conclusion du chapitre IV

Ce dernier chapitre a permis de présenter les résultats de l'approche numérique GSM qui combine le code des éléments finis ATHENA® [36, 44, 71-73] avec une description à l'échelle des grains des microstructures polycristallines des matériaux étudiés. Cette approche a été mise en place en 2D et 3D dans le but de calculer l'atténuation par diffusion des ondes longitudinales dans le matériau isotrope à gros grains Inconel600 et le matériau anisotrope à symétrie isotrope transverse Inox316L. Deux méthodes ont été utilisées dans cette étude pour calculer le coefficient d'atténuation à partir des simulations numériques et des inspections expérimentales. La première est la méthode des échos de fond multiples (EFM). La seconde est la méthode de décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes (DFSA).

Nous avons exposé dans la première partie du chapitre des études paramétriques obtenues par des simulations numériques 2D et 3D qui ont été effectuées pour l'Inconel600. Ces études ont permis d'étudier l'influence des diverses propriétés métallurgiques du matériau isotrope sur la variation de l'atténuation. Les résultats d'atténuation numériques obtenus par la méthode EFM ont mis en évidence la sensibilité du phénomène d'atténuation à la taille de grains et à l'écart-type. Ces résultats ont montré que le coefficient d'atténuation par diffusion augmente en fonction de ces deux caractéristiques. Une autre étude basée sur des simulations 3D a été ensuite présentée pour évaluer les effets de joints de macles. Les résultats obtenus tendent à montrer que du point de vue de l'atténuation, les joints de macles ont un rôle similaire aux joints de grains classiques. Ces résultats ont montré que la prise en compte de macles dans la microstructure isotrope équiaxe diminue l'atténuation puisque la taille de grains équivalente diminue. Ce résultat, relativement intuitif, indique néanmoins que la caractérisation métallurgique des matériaux susceptibles de contenir des macles doit être faite d'une manière assurant la prise en compte des macles. En effet, certaines attaques et préparations métallographiques ne permettent pas de révéler efficacement les joints de macles. Dans ce cas, l'évaluation de la taille de grains sera sensiblement surévaluée s'il y a effectivement des macles dans les matériaux. La prédiction de l'atténuation ultrasonore, et probablement du bruit de structure, en sera faussée.

La comparaison des simulations 2D et 3D relevées avec différentes tailles moyennes de grains a prouvé que les simplifications dimensionnelles imposées par le calcul 2D par rapport au calcul 3D peuvent générer une variation importante de l'atténuation. Il apparaît donc que ces simplifications entraînent une surestimation des valeurs d'atténuation dans le régime de Rayleigh et une sous-estimation dans le régime de transition Rayleigh-stochastique. Cette variation est expliquée par le changement au niveau de la dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation dans les cas 3D et 2D ou par la différence au niveau de la distribution des tailles de grains. Ces résultats ont été confirmés par une comparaison des valeurs d'atténuation simulées avec des prédictions théoriques issues des modèles 2D et 3D de Stanke & Kino [5, 39]. Cette comparaison a montré que les simulations 2D et 3D sont capables de reproduire fidèlement le comportement de l'atténuation prévu par les modèles théoriques.

Les données d'atténuation numériques et théoriques ont été ensuite validées par des mesures effectuées à différentes fréquences en mode échographie. Cette confrontation a révélé un très bon accord entre les valeurs d'atténuation expérimentales et simulées en 3D. L'écart relatif maximal estimé est inférieur à 10%. Ceci confirme donc la fiabilité de la taille et la distribution de grains caractérisées expérimentalement par les analyses EBSD, et qui sont utilisées comme des données d'entrée dans les simulations numériques. Ce résultat reflète également la pertinence de la méthode EFM dans le calcul d'atténuation dans ce matériau isotrope.

Pour confirmer ces résultats, nous avons comparé ensuite les résultats d'atténuation obtenus par la méthode EFM avec d'autres résultats obtenus en appliquant la méthode DFSA sur des simulations 3D et des mesures expérimentales réalisées en transmission simple. Cette comparaison a montré que les résultats des méthodes EFM et DFSA sont relativement identiques, en particulier au niveau de la fréquence centrale du capteur utilisé. À cette fréquence, les valeurs d'atténuation numériques et expérimentales, calculées par la méthode EFM sont décalées respectivement de 3% et 7% par rapport à la méthode DFSA. Ce qui confirme la cohérence des deux méthodes EFM et DFSA dans la

détermination de l'atténuation dans ce matériau simple et macroscopiquement isotrope. Par ailleurs, vis-à-vis l'efficacité et la simplicité de la méthode EFM, nous considérons que cette dernière est la méthode la plus appropriée dans l'évaluation de l'atténuation par diffusion dans les cas des matériaux isotropes.

La deuxième partie du chapitre a porté sur la détermination de l'atténuation dans un matériau anisotrope à symétrie isotrope transverse : une soudure austénitique en Inox316L. Dans cet objectif, des simulations numériques ont été réalisées à différentes fréquences pour examiner la variation de l'atténuation en fonction de deux propriétés microstructurales qui sont les tailles de grains allongés et l'orientation cristallographique de l'axe de fibre de la texture cristallographique. Les résultats numériques ont montré que le coefficient d'atténuation augmente en fonction de la fréquence, les tailles de grains et l'orientation de grains. En comparant l'évolution des valeurs d'atténuation 2D et 3D en fonction de l'orientation de grains pour des tailles de grains données, il apparaît que la simulation 2D sous-estime aussi l'atténuation dans ce matériau texturé par rapport à la simulation 3D. Ces observations ont été confirmées par une comparaison théorique basée sur le modèle analytique 2D d'Ahmed & Thompson [42, 43]. Cette comparaison a montré que la courbe d'atténuation théorique est très proche de la courbe numérique 2D. Cette confrontation a également indiqué que pour la gamme de fréquences et les tailles de grains choisies, les valeurs d'atténuation obtenues se situent dans le régime stochastique.

Dans la dernière section de la deuxième partie du chapitre, nous avons confronté les résultats obtenus des méthodes EFM et DFSA. Sur une gamme d'orientations de grains de  $[0^\circ - 90^\circ]$ , la comparaison a révélé un bon accord entre les données d'atténuation expérimentales et numériques 3D quantifiées par la méthode DFSA. Sur cette gamme d'orientations de grains, l'écart relatif obtenu est inférieur à 19%. En revanche, la comparaison des résultats de la méthode EFM a montré que les valeurs d'atténuation expérimentales sont élevées par rapport aux valeurs simulées en 3D. Dans ce cas, l'écart relatif maximal est de l'ordre de 72%. Ces résultats reflètent, d'un part les limites de la méthode EFM pour l'évaluation de l'atténuation dans les matériaux anisotropes texturés, en particulier pour les cas où la direction du faisceau est proche de la direction d'élongation des grains et d'autre part la pertinence de la méthode DFSA dans le calcul d'atténuation dans ces matériaux.

# CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

La diffusion des ondes ultrasonores par la microstructure des matériaux polycristallins est l'origine du phénomène d'atténuation ultrasonore. Dans le cadre du Contrôle Non Destructif par ultrasons (CND), ce phénomène a un impact important sur la fiabilité des inspections, en particulier celles de certains éléments du circuit primaire des réacteurs à eau pressurisée (REP). Dans ce contexte, l'industrie nucléaire est donc demandeuse d'outils et de méthodes fiables permettant de caractériser et de simuler l'atténuation par diffusion dans les matériaux hétérogènes, voire anisotropes. Le travail réalisé durant cette thèse s'inscrit dans cette problématique, et son objectif est plus particulièrement l'étude et la quantification de l'atténuation par diffusion des ondes longitudinales dans les matériaux polycristallins, isotropes et anisotropes, à «gros grains». Pour cela deux matériaux modèles représentatifs de structure isotropes et anisotropes couramment rencontrées ont été étudiés : les alliages à base nickel Inconel600 et les soudures en acier inoxydable austénitique Inox316L. Le but est d'identifier les paramètres favorisant l'atténuation par diffusion multiple, en vue de l'amélioration de la qualité du contrôle ultrasonore des matériaux polycristallins.

L'étude bibliographique menée dans cette thèse a permis d'analyser le phénomène de diffusion et de présenter ses deux contributions. La diffusion simple, lorsque les ondes ultrasonores émises sont diffusées une seule fois par les joints de grains avant d'être reçues par un capteur, et la diffusion multiple, quand chacune des ondes subit plusieurs diffusions successives avant d'être enregistrée. La diffusion multiple est considérée comme la contribution la plus générale puisqu'elle permet de prendre en compte tous les effets de la diffusion des ondes par la structure granulaire. Au contraire, la diffusion simple est une approximation de la diffusion multiple au premier ordre.

Des modèles théoriques fondés sur la diffusion multiple ont été ensuite inventoriés et évalués numériquement dans des codes de calcul pour évaluer l'atténuation dans les matériaux étudiés. Le calcul d'atténuation des ondes longitudinales dans le premier matériau étudié Inconel600 par la théorie unifiée de Stanke & Kino [5] a montré sa capacité à reproduire correctement le comportement du coefficient d'atténuation dans les régimes de diffusion : Rayleigh, stochastique et géométrique. Ce qui confirme la validité de cette théorie 3D quelle que soit la fréquence utilisée et la taille de grains du matériau. En outre, le calcul d'atténuation par le modèle 3D de Weaver [16] et l'extension de Bai & Tie [39-41] développée à partir du modèle 3D de Stanke & Kino [5] a révélé des limites de ces modèles dans le domaine fréquentiel puisqu'ils ne sont pas valables au-delà du régime stochastique en raison de l'utilisation de l'approximation de Born [5]. Toutefois, la comparaison des valeurs d'atténuation quantifiées par les trois modèles a montré une parfaite similitude dans les régimes de Rayleigh et stochastique. En se basant sur l'extension 2D de Bai & Tie [39-41], nous avons montré que le calcul 2D modifie les lois de dépendance vis à vis de la fréquence et des dimensions caractéristiques des grains, de l'atténuation des ondes longitudinales, dans le régime de Rayleigh et le régime transitoire Rayleigh-stochastique, par rapport au calcul 3D. Il apparaît également que, dans ces régimes, les conversions de mode des ondes longitudinales en ondes transversales contribuent à l'atténuation. Par contre, dans le régime stochastique, les mêmes dépendances fréquentielles et dimensionnelles sont observées en 2D et 3D. Dans ce domaine, l'atténuation est principalement due aux réflexions et transmissions des ondes longitudinales entre les grains. Dans le cas du matériau isotrope transverse Inox316L, l'évaluation théorique de l'atténuation par le modèle 2D d'Ahmed & Thompson [42, 43] nous a permis de mettre en évidence la sensibilité de l'atténuation aux propriétés géométriques et cristallographiques de la microstructure telles que la taille de grains allongés, le rapport d'aspect et l'orientation préférentielle de l'axe de fibre.

La première étape de l'étude a consisté à caractériser les propriétés métallurgiques des matériaux étudiés. Ces caractéristiques ont été identifiées par des caractérisations en diffraction des rayons X (DRX) et des électrons rétro-diffusés (EBSD). Les résultats expérimentaux ont confirmé le caractère isotrope de la microstructure à gros grains de l'alliage à base nickel et le caractère isotrope traverse de la microstructure texturée à grains allongés de l'Inox316L. Les propriétés des microstructures granulaires telles que la forme de grains, la distribution des tailles, les orientations cristallographiques et les macles ont été identifiés. Ces propriétés sont des données d'entrée indispensables pour les codes de simulation du contrôle ultrasonore, dans le cadre de l'approche de simulation à l'échelle des grains. En effet, les simulations sont d'autant plus réalistes que la description des structures à contrôler est précise, en particulier pour la modélisation des différents phénomènes de propagation ultrasonore.

La seconde étape de l'étude a consisté à mettre au point des procédures permettant de modéliser les microstructures polycristallines des deux matériaux étudiés. La modélisation numérique a donc permis de fournir une description réaliste et complète de la microstructure isotrope à grains équiaxes et la microstructure anisotrope texturée à grains allongés. Dans les deux cas, des microstructures artificielles 2D ont été obtenues à l'aide de diagrammes de Poisson-Voronoi 2D [4, 44, 80-82]. En outre, des microstructures synthétiques 3D ont été créées par une approche basée sur le logiciel Open Source DREAM.3D® [36, 88-90]. Une méthode a été aussi proposée dans ce travail pour modéliser en 3D la microstructure isotrope avec une prise en compte du phénomène de maclage. Cela nous a permis d'étudier l'influence des joints de macles sur l'atténuation par diffusion multiple qui n'a pas été abordé profondément dans la littérature. Par ailleurs, la comparaison des microstructures virtuelles 2D et 3D avec les microstructures réelles caractérisées expérimentalement a montré la capacité, et d'identifier les limites des outils numériques utilisés, en particulier le code DREAM.3D® à reproduire fidèlement les microstructures réelles. En effet, la modélisation 3D a montré la capacité à contrôler avec une grande précision les paramètres statistiques d'entrée caractérisant les propriétés morphologiques, géométriques et cristallographiques des microstructures ciblées.

Des simulations numériques 2D et 3D ont été effectuées sur une configuration en immersion dans l'eau dans le but de simuler la propagation des ondes ultrasonores dans les structures granulaires. Ces simulations sont basées sur une approche numérique nommée «simulation à l'échelle des grains (Grain-Scale Modelling (GSM))» qui consiste à coupler le code éléments finis ATHENA® [36, 44, 71-73] avec les modèles synthétiques des microstructures polycristallines inspectées. L'intérêt de ces simulations a été d'envisager des campagnes d'études paramétriques permettant d'identifier les différents paramètres influents sur l'atténuation des ondes longitudinales dans les deux matériaux étudiés. Pour ce faire, deux techniques ont été mises en place pour quantifier le coefficient d'atténuation. La première méthode EFM repose sur la décroissance de l'amplitude des échos successifs de fond de pièce. La seconde méthode DFSA est basée sur la décomposition du faisceau ultrasonore en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques, et de la modélisation de sa transmission à travers l'échantillon de matériau contrôlé.

Les résultats numériques obtenus par la méthode EFM pour le matériau isotrope étudié ont mis en évidence la sensibilité de l'atténuation des ondes longitudinales à la fréquence du capteur et la distribution des tailles de grains équiaxes. D'abord, une croissance monotone du coefficient d'atténuation par diffusion en fonction de la fréquence est observée. Une augmentation de l'atténuation en fonction de la taille moyenne de grains et l'écart-type (largeur de la distribution) est aussi constatée. En outre, la prise en compte de macles dans la microstructure isotrope a montré que l'atténuation diminue fortement puisque la taille de grains équivalente diminue. Du point de vue ultrasonore, ce résultat indique que les joints de macles ont un rôle similaire aux joints de grains classiques. La comparaison des simulations 2D et 3D réalisées avec différentes tailles moyennes de grains a révélé une grande variation entre les valeurs d'atténuation simulées. Il apparaît donc que la simulation 2D surestime l'atténuation dans le régime de Rayleigh et sous-estime l'atténuation dans le régime transitoire par rapport à la simulation 3D. Ces résultats ont été expliqués par deux raisons. La première raison est la différence de dépendance fréquentielle de l'atténuation entre les cas 2D et 3D. La seconde raison est la différence entre les distributions des tailles de grains des microstructures synthétiques 2D et 3D. Ces observations ont été confirmées par des prédictions théoriques quantifiées par les modèles 2D et 3D de Stanke & Kino [5, 39]. La comparaison des valeurs d'atténuation

simulées et théoriques a prouvé que l'approche numérique GSM est capable de reproduire fidèlement le comportement de l'atténuation prévu par la théorie dans les régimes de Rayleigh et le régime transitoire Rayleigh-stochastique. Une validation expérimentale de ces résultats a été menée par des mesures d'atténuation relevées en mode pulse-écho par des capteurs de différentes fréquences centrales. Cette confrontation a révélé un très bon accord entre l'atténuation mesurée et l'atténuation simulée en 3D sur la bande passante des traducteurs utilisés. L'application de la méthode DFSA sur les simulations 3D et les mesures expérimentales réalisées en transmission simple a permis d'évaluer la fiabilité des valeurs d'atténuation calculées par la méthode classique EFM. Dans ce cadre, la comparaison de la variation de l'atténuation simulée et mesurée en fonction de la fréquence pour le matériau macroscopiquement isotrope a montré que les méthodes EFM et DFSA donnent des résultats très proches. Aussi, dans le cas des matériaux isotropes, nous recommandons la méthode EFM en raison de sa plus grande simplicité de mise en œuvre.

En ce qui concerne le matériau anisotrope à symétrie isotrope transverse, des études paramétriques basées sur les simulations 2D et 3D ont été réalisées pour examiner la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence et des caractéristiques métallurgiques de la microstructure texturée. Les résultats numériques obtenus par la méthode EFM ont montré que le coefficient d'atténuation augmente en fonction de la fréquence et les tailles de grains allongés. De même, les simulations ont permis de mettre en évidence l'impact de la texture cristallographique sur l'atténuation. Une croissance monotone de l'atténuation en fonction l'orientation préférentielle de grains allongés (orientation de l'axe de fibre) est observée. Il apparaît aussi dans ce matériau, que la modélisation 2D sous-estime l'atténuation par rapport à la modélisation 3D. Ces résultats ont été corroborés par le modèle analytique 2D d'Ahmed & Thompson [42, 43]. En se basant sur cette comparaison nous pensons que les valeurs d'atténuation obtenues se situent dans le régime stochastique. Par conséquent, la dispersion entre les valeurs d'atténuation simulées en 2D et 3D est induite par l'écart entre la distribution des tailles de grains de la microstructure artificielle 2D et celle de la microstructure artificielle 3D. Des mesures d'atténuation ont été ensuite effectuées en mode pulse-écho et en transmission simple pour six échantillons à différentes orientations de grains afin de valider les études numériques. Les échantillons utilisés ont été découpés dans une maquette de soudure multipasses en Inox316L. La confrontation des valeurs d'atténuation expérimentales et simulées, déterminées par les méthodes DFSA et EFM a révélé un bon accord entre les résultats de la méthode DFSA et un écart relativement important pour les résultats de la méthode EFM. Dans le cas de matériaux anisotropes, la méthode DFSA est plus adaptée, car elle tient compte des phénomènes complexes liés à l'anisotropie via le calcul du coefficient de transmission. Finalement, moyennant une caractérisation fine et rigoureuse de la microstructure du matériau anisotrope, la simulation numérique à l'échelle des grains permet de reproduire avec une grande précision l'anisotropie du coefficient d'atténuation, c'est-à-dire sa variation en fonction de l'angle entre la direction de propagation ultrasonore et la direction de fibre de la soudure.

En conclusion, l'approche GSM basée sur la prise en compte des microstructures polycristallines apparaît comme un outil utile et robuste pour la compréhension et la prévision de la diffusion multiple des ondes ultrasonores dans ces microstructures complexes et hétérogènes. Cette approche numérique permet d'atteindre un très haut niveau de réalisme dans la modélisation des phénomènes physiques complexes qui sont induits par la diffusion des ondes dans les soudures austénitiques et les alliages à base nickel à gros grains, comme l'atténuation.

Plusieurs perspectives intéressantes sont mises en évidence. D'abord, cette étude pourrait être étendue à d'autres problématiques industrielles liées à l'atténuation par diffusion des ondes transversales. Des simulations et des mesures en incidence oblique devraient donc être envisagées pour les matériaux étudiés. Dans cette optique, il serait nécessaire d'apporter quelques améliorations sur les scripts permettant de mettre en œuvre les méthodes EFM et DFSA utilisées dans la quantification de l'atténuation. Pour les deux méthodes, un important travail de traitement du signal devrait être fait pour pouvoir séparer les contributions longitudinales et transversales des signaux mesurés.

Il serait également intéressant d'utiliser les méthodes et les outils développés dans cette thèse pour étudier le phénomène de bruit de structure qui apparaît dans les signaux. Des études

paramétriques basées sur la simulation numérique permettraient d'examiner l'influence de la fréquence et des propriétés microstructurales (taille de grains, distribution, texture cristallographique) sur ce phénomène. Nous nous attendons notamment à observer une forte sensibilité du bruit de structure en fonction de ces paramètres.

En outre, des améliorations pourraient être apportées aux outils numériques employés dans ce travail, en particulier, aux procédures qui permettent de modéliser en 2D et 3D les microstructures texturées des soudures. Une amélioration consisterait à fournir une description plus réaliste et complète de la soudure. En effet, les techniques présentées dans ce travail nous ont permis de générer une représentation locale de la microstructure texturée avec une orientation préférentielle de grains donnée et fixe sur l'ensemble du domaine étudié. Cette approche permet d'étudier l'anisotropie globale d'une soudure, et d'identifier le comportement global du faisceau ultrasonore - son atténuation - en fonction de la direction de l'axe de fibre de la texture. Néanmoins, dans le cas réel, une soudure est constituée de grains allongés dont l'orientation peut évoluer spatialement rapidement. Pour capter l'ensemble des phénomènes complexes intervenant sur la propagation ultrasonore, sans se limiter à atténuation, il est nécessaire de pouvoir décrire l'évolution locale de la microstructure d'une soudure. Une méthode inspirée des travaux déjà réalisés en 2D, pourrait donc être développée pour créer une maquette numérique de la soudure constituée par une collection de domaines adjacents de l'espace (représentations locales) où chaque domaine est constitué d'un ensemble des grains allongés possédant ses propriétés élastiques anisotropes et ses propres orientations cristallographiques. Une approche plus ambitieuse pourrait également consister à utiliser en entrée du code ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] des modèles microstructures virtuelles issues de modèles physiques de solidification [96, 97]. Ces améliorations nous permettraient de prévoir des études approfondies sur d'autres types de matériaux présents sur le circuit primaire des centrales REP tels que les aciers austénoferritiques moulés.

Enfin, d'autres modèles analytiques 3D pourraient être étudiés et implémentés pour fournir des évaluations théoriques plus complètes de la variation de l'atténuation en fonction de la distribution des tailles de grains. Dans ce cadre, nous pouvons citer le modèle 3D de P. Arguelles & Turner [114] spécifique aux matériaux non texturés à grains équiaxes et le modèle 3D de Yang & Rokhlin [119, 120] spécifique aux matériaux texturés à grains allongés.

# Annexes

# Annexe A : Modèle d'Hirsekorn

## A.1. Théorie des perturbations du second ordre

La théorie des perturbations est une méthode mathématique générale qui consiste à trouver une solution approchée d'une équation  $E_\lambda$ , dépendante d'un paramètre  $\lambda$ . Cette méthode permet de chercher une solution  $S_\lambda$  de l'équation  $E_\lambda$  sous la forme d'un développement en série des puissances du paramètre  $\lambda$  sachant qu'on connaît la solution exacte de l'équation  $E_0$ , correspondante au cas où  $\lambda = 0$ . La solution  $S_\lambda$  s'écrit :

$$S_\lambda = \lambda^0 S_0 + \lambda^1 S_1 + \lambda^2 S_2 + \dots = S_0 + \lambda^1 S_1 + \lambda^2 S_2 + \dots \quad (\text{A.1})$$

où  $S_0$  est la solution exacte et parfaitement connue de l'équation  $E_0$  et  $S_1, S_2, \dots$  représentent les ordres supérieurs, calculées itérativement de la solution approchée.

L'application de la théorie des perturbations du second ordre revient à tronquer la série (A.1) à l'ordre 2, c'est-à-dire on retient que les termes  $\lambda^0 S_0 + \lambda^1 S_1 + \lambda^2 S_2$ .

## A.2. Calcul des potentiels de déplacement

Les potentiels  $\Psi$  et  $\vec{\Phi}$  sont deux quantités qui caractérisent la propagation du champ déplacement  $\vec{u}$  des ondes longitudinales et transversales dans les matériaux polycristallins. Le vecteur de déplacement  $\vec{u}$  et ses potentiels  $\Psi$  et  $\vec{\Phi}$  peuvent s'exprimer sous forme d'une série de Born par les relations suivantes [33, 34] :

$$\vec{u}(r) = \vec{u}^0(r) + \vec{u}^1(r) = \vec{u}^0(r) + \vec{u}^{1'}(r) + \vec{u}^{2'}(r) + \dots \quad (\text{A.2})$$

$$\Psi(r) = \Psi^0(r) + \Psi^1(r) = \Psi^0(r) + \Psi^{1'}(r) + \Psi^{2'}(r) + \dots \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\Phi}(r) = \vec{\Phi}^0(r) + \vec{\Phi}^1(r) = \vec{\Phi}^0(r) + \vec{\Phi}^{1'}(r) + \vec{\Phi}^{2'}(r) + \dots \quad (\text{A.4})$$

avec :

Ordre 0 :

$$\nabla^2 \Psi^0 + k_L^2 \Psi^0 = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla^2 \vec{\Phi}^0 + k_T^2 \vec{\Phi}^0 = 0 \quad (\text{A.6})$$

Les équations (A.5) et (A.6) de l'ordre zéro de l'inhomogénéité représentent les équations exactes de déplacement dans le cas isotrope.

Ordre 1 :

$$\nabla^2 \Psi^{1'} + k_L^2 \Psi^{1'} = \nabla \cdot B^0 \quad (\text{A.7})$$

$$\nabla^2 \vec{\Phi}^{1'} + k_T^2 \vec{\Phi}^{1'} = (V_L/V_T)^2 \nabla \times B^0 \quad (\text{A.8})$$

Ordre n :

$$\nabla^2 \Psi^{n'} + k_L^2 \Psi^{n'} = \nabla \cdot B^{(n-1)'}, \quad n > 1 \quad (\text{A.9})$$

$$\nabla^2 \vec{\Phi}^{n'} + k_T^2 \vec{\Phi}^{n'} = (V_L/V_T)^2 \nabla \times B^{(n-1)'}, \quad n > 1 \quad (\text{A.10})$$

où les quantités  $B^0$  et  $B^{n'}$  sont définies par les expressions suivantes :

$$B^0 = - \left[ \left( \frac{\omega}{V_L} \right)^2 \frac{\delta \rho}{\rho_0} u^0 + \sum_{j,k,l=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\delta C_{jkl}}{\rho_0 V_L^2} \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} \right) \right] \quad (\text{A.11})$$

$$B^{n'} = - \left[ \left( \frac{\omega}{V_L} \right)^2 \frac{\delta \rho}{\rho_0} u^{n'} + \sum_{j,k,l=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\delta C_{jkl}}{\rho_0 V_L^2} \frac{\partial u_k^{n'}}{\partial x_l} \right) \right], \quad n > 1 \quad (\text{A.12})$$

avec

$$\delta C_{jkl} = (\delta C_{1jkl}, \delta C_{2jkl}, \delta C_{3jkl}) \quad (\text{A.13})$$

Le vecteur de déplacement peut être calculé terme par terme en utilisant la relation suivante :

$$\overrightarrow{u^{n'}(r)} = - \frac{1}{4\pi} \nabla \int d^3 r' \frac{\Psi^{n'}(r')}{|r - r'|} + \frac{1}{4\pi} \nabla \times \int d^3 r' \frac{\overrightarrow{\Phi^{n'}(r')}}{|r - r'|} \quad (\text{A.14})$$

où les termes  $\Psi^{n'}$  et  $\Phi^{n'}$  sont définis par les équations ci-dessous :

$$\Psi^{n'}(r) = - \frac{1}{4\pi} \int d^3 r' \frac{\exp(-ik_L|r - r'|)}{|r - r'|} \cdot \nabla_{r'} \cdot B^{(n-1)'}(r'), \quad n > 1 \quad (\text{A.15})$$

$$\overrightarrow{\Phi^{n'}(r)} = - \frac{1}{4\pi} \left( \frac{V_L}{V_T} \right)^2 \int d^3 r' \frac{\exp(-ik_T|r - r'|)}{|r - r'|} \cdot \nabla_{r'} \times B^{(n-1)'}(r'), \quad n > 1 \quad (\text{A.16})$$

Les équations (A.14) - (A.16) permettent de calculer le vecteur de déplacement  $\vec{u}$  et ses potentiels par l'application de la théorie des perturbations pour tout ordre désiré. Cependant, dans le modèle d'Hirsekorn [33, 34] le développement des quantités  $\vec{u}$ ,  $\Psi$  et  $\vec{\Phi}$  est tronqué au second ordre.

### A.3. Calcul des nombres d'ondes complexes

Dans un matériau polycristallin, la propagation des ondes planes longitudinales et transversales dans la direction positive selon l'axe  $\vec{n}_z$  (pour les ondes longitudinales) et l'axe  $\vec{n}_x$  (pour les ondes transversales) est caractérisée par les relations suivantes :

$$\overrightarrow{u_L^0(r, t)} = \overrightarrow{U_L^0} e^{i(\omega t - k_{0L} r)} \vec{n}_z \quad (\text{A.17})$$

$$\overrightarrow{u_T^0(r, t)} = \overrightarrow{U_T^0} e^{i(\omega t - k_{0T} r)} \vec{n}_x \quad (\text{A.18})$$

La substitution des équations (A.17) et (A.18) dans (A.15) et (A.16) permet de fournir des expressions proportionnelles des nombres complexes des ondes longitudinales et transversales  $K_L$  et  $K_T$  :

$$-iK_L(r) \langle \Psi(r) \rangle = \frac{\partial}{\partial z} \langle \Psi(r) \rangle \quad (\text{A.19})$$

$$-iK_T(r) \langle \Phi(r) \rangle \cdot \vec{n}_y = \frac{\partial}{\partial z} \langle \Phi(r) \rangle \cdot \vec{n}_y \quad (\text{A.20})$$

$$K_L(r) = k_L \left[ 1 - \frac{1}{\Psi^0(r)} \left( 1 - \frac{i}{k_L} \frac{\partial}{\partial z} \right) \langle \Psi'(r) \rangle \pm \dots \right] \quad (\text{A.21})$$

$$K_T(r) = k_T \left[ 1 - \frac{1}{\Phi_y^0(r)} \left( 1 - \frac{i}{k_T} \frac{\partial}{\partial z} \right) \langle \Phi_y(r) \rangle \pm \dots \right] \quad (\text{A.22})$$

Seule la composante  $\langle \Phi_y(r) \rangle$  suivant  $\vec{n}_y$  est prise en compte dans l'équation du potentiel moyen  $\langle \Phi(r) \rangle$  puisqu'elle est la seule qui caractérise le déplacement transverse avec la même direction de propagation et la polarisation de l'onde incidente.

En se basant sur les relations (A.19) - (A.22), nous pouvons exprimer les nombres complexes des ondes longitudinales et transversales  $K_L$  et  $K_T$  comme suit :

$$K_L(r) = k_L \left[ 1 - \frac{1}{(4\pi)^3} \left( \frac{a_c}{\rho_0 V_L^2} \right)^2 \left( -B_1 + \frac{k_T^2}{k_L^2} B_2 \right) \right] \quad (\text{A.23})$$

$$K_T(r) = k_T \left[ 1 - \frac{1}{(4\pi)^3} \left( \frac{a_c}{\rho_0 V_T^2} \right)^2 \left( -D_1 + \frac{k_L^2}{k_T^2} D_2 \right) \right] \quad (\text{A.24})$$

Les termes  $B_1, B_2, D_1$  et  $D_2$  mentionnés dans les équations ci-dessus sont calculés en utilisant les relations suivantes :

$$B_1 = \frac{1}{V_k} \int d^3r e^{i k_L z} \left( 1 - \frac{i}{k_L} \frac{\partial}{\partial z} \right) \sum_{i,j,k,l=1}^3 \sum_{s,t=1}^3 \frac{\langle \delta C_{ijkl} \delta C_{st33} \rangle}{a_c^2} \cdot \int_{V_k} d^3r' \left( \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{\exp(-ik_L|r-r'|)}{|r-r'|} \right) \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_k} \int d^3r'' \frac{1}{|r'-r''|} \frac{\partial}{\partial x''_s} \frac{\partial}{\partial x''_t} \cdot \int_{V_k} d^3r''' \frac{\exp(-ik_L|r''-r'''|)}{|r''-r'''|} e^{-i k_L z'''} \quad (\text{A.25})$$

$$B_2 = \frac{1}{V_k} \int d^3r e^{i k_L z} \left( 1 - \frac{i}{k_L} \frac{\partial}{\partial z} \right) \sum_{i,j,k,l=1}^3 \sum_{s,t=1}^3 - \frac{\langle \delta C_{ijkl} \delta C_{kt33} \rangle}{a_c^2} \cdot \int_{V_k} d^3r' \left( \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{\exp(-ik_L|r-r'|)}{|r-r'|} \right) \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_s} \int d^3r'' \frac{1}{|r'-r''|} \frac{\partial}{\partial x''_s} \frac{\partial}{\partial x''_t} + \frac{\langle \delta C_{ijkl} \delta C_{st33} \rangle}{a_c^2} \int_{V_k} d^3r' \left( \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{\exp(-ik_L|r-r'|)}{|r-r'|} \right) \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_s} \cdot \int d^3r'' \frac{1}{|r'-r''|} \frac{\partial}{\partial x''_k} \frac{\partial}{\partial x''_t} \cdot \int_{V_k} d^3r''' \frac{\exp(-ik_L|r''-r'''|)}{|r''-r'''|} e^{-i k_L z'''} \quad (\text{A.26})$$

$$D_1 = -\frac{1}{V_k} \int d^3r e^{i k_T z} \left( 1 - \frac{i}{k_T} \frac{\partial}{\partial z} \right) \sum_{j,k,l=1}^3 \sum_{s,t=1}^3 \vec{e}_y \left[ \frac{\langle \delta C_{jkl} \delta C_{kt13} \rangle}{a_c^2} \times \int_{V_k} d^3r' \left( \nabla_{r'} \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{\exp(-ik_T|r-r'|)}{|r-r'|} \right) \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_s} \int d^3r'' \frac{1}{|r'-r''|} \frac{\partial}{\partial x''_s} \frac{\partial}{\partial x''_t} - \frac{\langle \delta C_{jkl} \delta C_{st13} \rangle}{a_c^2} \right] \quad (\text{A.27})$$

$$\times \int_{V_k} d^3r' \left( \nabla_{r'} \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{\exp(-ik_T|r-r'|)}{|r-r'|} \right) \frac{\partial}{\partial x'_i} \frac{\partial}{\partial x'_s} \int d^3r'' \frac{1}{|r'-r''|} \frac{\partial}{\partial x''_k} \frac{\partial}{\partial x''_t} \cdot \int_{V_k} d^3r''' \frac{\exp(-ik_T|r''-r'''|)}{|r''-r'''|} e^{-i k_T z'''} \quad (\text{A.28})$$

$$\cdot \int_{V_k} d^3r''' \frac{\exp(-ik_T|r''-r'''|)}{|r''-r'''|} e^{-i k_T z'''} \left] \right.$$

## Annexe B : Modèle de Weaver

### B.1. Fonctions de corrélation géométriques

Les fonctions de corrélation géométriques  $W_{LL}$ ,  $W_{TT}$ ,  $W_{LT}$ ,  $W_{TL}$  et les variables  $L$ ,  $M$  et  $N$  introduites dans les expressions des coefficients d'atténuation des ondes longitudinales et transversales (I.100) – (I.105) sont définies par les relations suivantes :

$$W_{LL} = \left( \frac{\alpha_c^2 \beta}{\pi^2} \right) \left[ \beta^2 + \frac{2 \omega^2}{c_L^2} (1 - \vartheta) \right]^{-2} \quad (\text{B.1})$$

$$W_{TT} = \left( \frac{\alpha_c^2 \beta}{\pi^2} \right) \left[ \beta^2 + \frac{2 \omega^2}{c_T^2} (1 - \vartheta) \right]^{-2} \quad (\text{B.2})$$

$$W_{LT} = W_{TL} = \left( \frac{\alpha_c^2 \beta}{\pi^2} \right) \left[ \beta^2 + \frac{\omega^2}{c_T^2} + \frac{\omega^2}{c_L^2} - \frac{2 \omega^2}{c_L c_T} (1 - \vartheta) \right]^{-2} \quad (\text{B.3})$$

$$L = \frac{9}{525} + \frac{6}{525} \vartheta^2 + \frac{1}{525} \vartheta^4 \quad (\text{B.4})$$

$$M = \frac{24}{525} + \frac{12}{525} \vartheta^2 \quad (\text{B.5})$$

$$N = \frac{63}{525} + \frac{21}{525} \vartheta^2 \quad (\text{B.6})$$

### B.2. Relation entre le coefficient d'atténuation et le coefficient de diffusion

Le modèle de Weaver [16] consiste à relier le coefficient d'atténuation  $\alpha$  à l'intégrale de l'énergie diffusée dans toutes les directions par un élément de volume calculée en fonction du coefficient de diffusion  $\eta$ . Ce lien peut être démontré à l'aide d'une preuve phénoménologique sur l'énergie portée par les ondes entrantes et sortantes d'un volume. Cette preuve phénoménologique peut être faite en prenant un volume parallélépipédique de section  $S$  et de longueur  $dx$  suivant la direction de propagation, traversé par une onde plane monochromatique (voir Figure A-B).

L'idée est d'exprimer la différence d'intensité entre l'onde entrante et l'onde sortante fonction de la diffusion ayant lieu à l'intérieur du volume  $S dx$ .

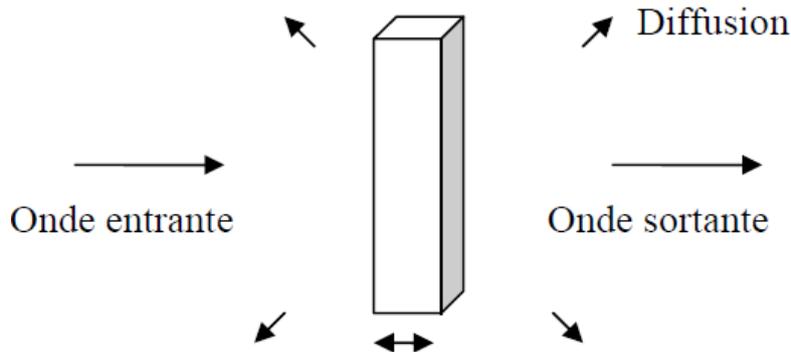


Figure A-B : Configuration simplifiée utilisée pour démontrer le lien entre la diffusion et l'atténuation.

L'énergie entrante dans le volume par unité de temps (la puissance entrante) est définie par le terme  $[I(x) \cdot S]$  où  $I$  désigne l'intensité de l'onde plane. La puissance sortante est portée par l'onde plane sortante qui est exprimée par le terme  $[I(x + dx) \cdot S]$  ainsi que par l'onde diffusée. La puissance diffusée est calculée par intégration de la puissance de l'onde diffusée dans toutes les directions et pour tous les types d'ondes. Dans l'hypothèse de diffusion indépendante, elle est définie par la somme des puissances des ondes diffusées par l'ensemble du volume.

Le calcul de la puissance diffusée est fondé sur l'hypothèse basée sur le fait que la diffusion par le volume est caractérisée par le coefficient de diffusion volumique moyen. Ces hypothèses nous permettent d'établir l'équilibre des puissances entrantes et sortantes en notant  $M$  le mode de l'onde plane :

$$I(x) \cdot S = I(x + dx) \cdot S + S dx \int_{\Omega_{total}} [\eta_{M \rightarrow L}(\Omega) + \eta_{M \rightarrow T}(\Omega)] I(x) d\Omega \quad (B.7)$$

$\eta_{M \rightarrow L}$  et  $\eta_{M \rightarrow T}$  sont les coefficients de diffusion pour les différents modes de propagation et  $\Omega$  est le volume élémentaire.

L'équation (B.7) est une équation différentielle dont la solution s'écrit sous la forme suivante :

$$I(x) = I_0 \exp \left\{ -x \int_{\Omega_{total}} [\eta_{M \rightarrow L}(\Omega) + \eta_{M \rightarrow T}(\Omega)] d\Omega \right\} \quad (B.8)$$

Cette expression revient à la loi de Beer-Lambert qui relie l'intensité d'une onde plane monochromatique peut s'écrire en fonction du coefficient d'atténuation  $\alpha$  :

$$I(x) = I_0 \exp(-2\alpha x) \quad (B.9)$$

où  $I_0$  est l'intensité de l'onde entrante dans le milieu.

Le coefficient d'atténuation est calculé par l'identification des équations (B.8) et (B.9) en fonction des intégrales des coefficients de diffusion dans toutes les directions :

$$\alpha_M = \frac{\int_{\Omega_{total}} \eta_{M \rightarrow L}(\Omega) d\Omega + \int_{\Omega_{total}} \eta_{M \rightarrow T}(\Omega) d\Omega}{2} \quad (B.10)$$

En termes physiques, cette expression traduit le fait que le coefficient d'atténuation est relié à la diffusion de l'onde incidente après conversion ou non dans toutes les directions de l'espace. L'équation (B.10) est l'expression générale du coefficient d'atténuation qui prend en considération les différents types des ondes et les différentes conversions de mode. Il est donc possible de calculer le coefficient de l'atténuation spécifique pour l'onde longitudinale  $L$  ainsi que celui de l'onde transversale  $T$ . Par ailleurs, le coefficient de diffusion vers une onde  $T$  doit être décomposé en coefficients de diffusion vers des ondes  $TH$  et  $TV$ . Toutefois, dans le cas d'une onde  $L$  incidente, cette décomposition se fait de manière directe. En outre, l'intégrale sur l'ensemble des angles de solide peut s'écrire de la manière suivante :

$$\int_{\Omega_{total}} f(\Omega) d\Omega = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin(\theta) f(\theta, \varphi) d\theta d\varphi \quad (B.11)$$

Pour l'onde longitudinale  $L$ , les coefficients de diffusion ne dépendent pas de l'angle  $\varphi$  à cause de la symétrie cylindrique du problème. Le coefficient d'atténuation longitudinal est défini donc par l'expression suivante :

$$\alpha_L = \pi \int_0^{\pi} \sin(\theta) [\eta_{L \rightarrow L}(\theta) + \eta_{L \rightarrow TH}(\theta) + \eta_{L \rightarrow TV}(\theta)] d\theta \quad (B.12)$$

Par ailleurs, le coefficient de diffusion vers une onde  $T$  doit être décomposé en coefficients de diffusion vers des ondes quasi-transversale horizontale  $TH$  et quasi-transversale verticale  $TV$  comme montre la formule suivante :

$$\eta_{T \rightarrow M} = \sin^2(\varphi) \eta_{TH \rightarrow M} + \eta_{TV \rightarrow M} \cos^2(\varphi) \quad (\text{B.13})$$

Dans le cas d'onde transversale, l'équation (B.13) nous permet d'exprimer le coefficient d'atténuation  $\alpha_T$  de la manière suivante :

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin(\theta) \{ [\eta_{TH \rightarrow L}(\theta) + \eta_{TH \rightarrow TH}(\theta) + \eta_{TH \rightarrow TV}(\theta)] \sin^2(\varphi) + [\eta_{TV \rightarrow L}(\theta) + \eta_{TV \rightarrow TH}(\theta) + \eta_{TV \rightarrow TV}(\theta)] \cos^2(\varphi) \} d\theta d\varphi \quad (\text{B.14})$$

D'où  $\alpha_T$  s'écrit :

$$\alpha_T = \frac{\pi}{2} \int_0^{\pi} \sin(\theta) \left[ \eta_{TH \rightarrow L}(\theta) + \eta_{TH \rightarrow TV}(\theta) + \eta_{TH \rightarrow TH}(\theta) + \eta_{TV \rightarrow L}(\theta) + \eta_{TV \rightarrow TH}(\theta) + \eta_{TV \rightarrow TV}(\theta) \right] d\theta \quad (\text{B.15})$$

## Annexe C : Calcul des constantes d'élasticité homogénéisées

Il est possible de calculer théoriquement les constantes élastiques homogénéisées d'un matériau polycristallin à partir des constantes d'élasticité du monocristal et les trois coefficients déterminés après le calcul de la Fonction de Distribution des Orientations Cristallines (FDOC). Cette fonction est évaluée à partir des figures de pôles obtenues après analyse par EBSD ou DRX. Ces approches théoriques sont développées par Bunge [58] en utilisant les modèles de Voigt, Reuss et Hill :

- 1) Le modèle de Voigt est basé sur l'hypothèse de l'uniformité de l'allongement pour l'ensemble de grains.
- 2) Le modèle de Reuss est fondé sur l'hypothèse de l'uniformité de la contrainte sur l'ensemble de grains.
- 3) Le modèle de Hill repose sur la moyenne des valeurs données par les deux modèles précédents.

Le modèle de Hill est préconisé par certains auteurs [36, 44, 58, 59] dans le but de calculer les constantes élastiques homogénéisées. Dans le cadre de la convention de Roe [107, 108], les équations permettant de déterminer ces constantes selon les trois modèles sont :

### ➤ Modèle de Voigt :

$$\left\{ \begin{array}{lll} C_{11}^V = C_{11} - \frac{2}{5} a_c A_1 & C_{12}^V = C_{12} - \frac{2}{5} a_c (A_3 - B) & C_{44}^V = C_{44} - \frac{8}{5} a_c (A_1 - B) \\ C_{22}^V = C_{11} - \frac{2}{5} a_c A_2 & C_{13}^V = C_{12} - \frac{2}{5} a_c (A_2 - B) & C_{55}^V = C_{44} - \frac{8}{5} a_c (A_2 - B) \\ C_{33}^V = C_{11} - \frac{2}{5} a_c A_3 & C_{23}^V = C_{12} - \frac{2}{5} a_c (A_1 - B) & C_{66}^V = C_{44} - \frac{8}{5} a_c (A_3 - B) \end{array} \right\} \quad (C.1)$$

### ➤ Modèle de Reuss :

$$\left\{ \begin{array}{lll} S_{11}^R = S_{11} - \frac{2}{5} a_s A_1 & S_{12}^R = S_{12} - \frac{2}{5} a_s (A_3 - B) & S_{44}^R = S_{44} - \frac{8}{5} a_s (A_1 - B) \\ S_{22}^R = S_{11} - \frac{2}{5} a_s A_2 & S_{13}^R = S_{12} - \frac{2}{5} a_s (A_2 - B) & S_{55}^R = S_{44} - \frac{8}{5} a_s (A_2 - B) \\ S_{33}^R = S_{11} - \frac{2}{5} a_s A_3 & S_{23}^R = S_{12} - \frac{2}{5} a_s (A_1 - B) & S_{66}^R = S_{44} - \frac{8}{5} a_s (A_3 - B) \end{array} \right\} \quad (C.2)$$

### ➤ Modèle de Hill:

$$C_{ij}^H = \frac{C_{ij}^V + C_{ij}^R}{2} \quad (C.3)$$

où  $C_{ij}$  sont les constantes d'élasticité homogénéisées,  $S_{ij}$  sont les compliances des monocristaux et  $a_c$  et  $a_s$  sont deux facteurs calculées par les formules suivantes :

$$\begin{cases} a_c = C_{11} - C_{12} - \frac{1}{2}C_{44} \\ a_s = S_{11} - S_{12} - \frac{1}{2}S_{44} \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

Les constantes  $S_{ij}^R$  sont définies comme suit :

$$S_{ij}^R = (C_{ij}^R)^{-1} \quad (\text{C.5})$$

Les termes  $A_i$  et B sont exprimés par les relations suivante :

$$\begin{cases} A_1 = 1 - 0,54545 C_4^{11} + 0,081325 C_4^{12} - 0,10758 C_4^{13} \\ A_2 = 1 - 0,54545 C_4^{11} - 0,081325 C_4^{12} - 0,10758 C_4^{13} \\ A_3 = 1 - 0,54545 C_4^{11} \\ B = \frac{A_1 + A_2 + A_3}{2} \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

où  $C_4^{11}$ ,  $C_4^{12}$  et  $C_4^{13}$  sont des coefficients déterminés par le calcul de la Fonction de Distribution des Orientations Cristallines (FDOC) dans la convention de Roe [107, 108].

## Annexe D : Modèle de Stanke & Kino

### D.1. Perturbation des constantes du tenseur d'élasticité du monocristal

Les différentes composantes définissant la perturbation du tenseur d'élasticité du monocristal à symétrie cubique sont définies par les expressions suivantes [5] :

$$\begin{aligned} \langle \delta C^2 \rangle_{3333}^L &= \frac{16}{525} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{3311}^L &= \frac{-8}{525} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{3131}^L &= \frac{2}{105} a_c^2 \\ \langle \delta C^2 \rangle_{2121}^L &= \frac{1}{105} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{1111}^L &= \frac{3}{175} a_c^2 \end{aligned} \quad (D.1)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta C^2 \rangle_{3333}^T &= \frac{2}{105} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{3311}^T &= \frac{-1}{70} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{3131}^T &= \frac{3}{175} a_c^2 \\ \langle \delta C^2 \rangle_{2121}^T &= \frac{1}{105} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{2222}^T &= \frac{1}{105} a_c^2, & \langle \delta C^2 \rangle_{2211}^T &= \frac{-1}{210} a_c^2 \end{aligned} \quad (D.2)$$

### D.2. Calcul des coefficients d'atténuation

La substitution des expressions de déplacement moyen  $\langle u(x) \rangle$  et de la fonction de corrélation exponentielle  $W(r)$  définies par les équation (I.133) et (I.138) dans les équations (I.134) et (I.135) permettent d'obtenir deux équation exprimées en fonction des fréquences normalisées des ondes longitudinales et transversales  $x_L = k_L \bar{d} = \omega/V_L - i\alpha_L$  et  $x_T = k_T \bar{d} = \omega/V_T - i\alpha_T$  qui sont proportionnelles aux coefficients d'atténuation  $\alpha_L$  et  $\alpha_T$  [5]:

$$\begin{aligned} (x_L)^2 - (x_{0L})^2 &= -\frac{(\xi_L)^2}{4} \frac{(x_L)^2}{(x_{0L})^2} \left\{ \arctan\left(\frac{x_L}{2 + ix_{0L}}\right) \left(x_L + \frac{1}{x_L} [12 + 15 (x_{0L})^2]\right) \right. \\ &+ \frac{1}{(x_L)^3} [48 + 72 (x_{0L})^2 + 15 (x_{0L})^4] \\ &+ \frac{1}{(x_L)^5} [64 + 48 (x_{0L})^2 + 12 (x_{0L})^4 + (x_{0L})^6] \\ &- \arctan\left(\frac{x_L}{2 + ix_{0T}}\right) \left(x_L + \frac{1}{x_L} [12 - 9 (x_{0T})^2]\right) \\ &+ \frac{1}{(x_L)^3} [48 - 24 (x_{0T})^2 - 9 (x_{0T})^4] \\ &+ \frac{1}{(x_L)^5} [64 + 48 (x_{0T})^2 + 12 (x_{0T})^4 + (x_{0T})^6] \\ &- \frac{16 (x_{0L})^2 (4 + 4ix_{0L} + (x_L)^2)}{4 + 4ix_{0L} + (x_L)^2 - (x_{0L})^2} - \frac{20 (x_{0T})^2 (4 + 4ix_{0T} + (x_L)^2)}{4 + 4ix_{0T} + (x_L)^2 - (x_{0T})^2} \\ &+ \frac{i(x_{0L} - x_{0T})}{2} \left[ 4i(x_{0L} - x_{0T}) - 8(2(x_{0L})^2 + (x_{0S})^2) \right. \\ &+ \frac{i}{3} (23(x_{0L})^3 + 13(x_{0T})^3) \\ &+ \frac{1}{(x_L)^4} [16i(x_{0L} - x_{0T}) - 16((x_{0L})^2 - (x_{0T})^2) \\ &\left. + 8i((x_{0L})^3 - (x_{0T})^3) - 2((x_{0L})^4 - (x_{0T})^4) + i((x_{0L})^5 - (x_{0T})^5) \right] \left. \right\} \end{aligned} \quad (D.3)$$

$$\begin{aligned}
(x_T)^2 - (x_{0T})^2 = & -\frac{2}{9} (\xi_T)^2 \frac{(x_T)^2}{(x_{0T})^2} \left\{ \arctan\left(\frac{x_T}{2 + ix_{0L}}\right) \left(-x_T - \frac{1}{x_T} [12 - 9(x_{0L})^2]\right) \right. \\
& - \frac{1}{(x_T)^3} [48 - 24(x_{0L})^2 + 9(x_{0L})^4] \\
& - \frac{1}{(x_T)^5} [64 + 48(x_{0L})^2 + 12(x_{0L})^4 + (x_{0L})^6] \\
& + \arctan\left(\frac{x_T}{1 + ix_{0T}}\right) \left(x_T + \frac{1}{x_T} [12 + 9(x_{0T})^2]\right) \\
& + \frac{1}{(x_T)^3} [48 + 48(x_{0T})^2 + 9(x_{0T})^4] \\
& + \frac{1}{(x_T)^5} [64 + 48(x_{0T})^2 + 12(x_{0T})^4 + (x_{0T})^6] \\
& - \frac{20(x_{0L})^2(4 + 4ix_{0L} + (x_T)^2)}{4 + 4ix_{0L} + (x_T)^2 - (x_{0L})^2} - \frac{28(x_{0T})^2(4 + 4ix_{0T} + (x_T)^2)}{4 + 4ix_{0T} + (x_T)^2 - (x_{0T})^2} \\
& - \frac{i(x_{0L} - x_{0T})}{(x_T)^2} \left[ 8i(x_{0L} - x_{0T}) + 4(4(x_{0L})^2 + 5(x_{0T})^2) \right. \\
& - \left. \frac{i}{3} (13(x_{0L})^3 + 14(x_{0T})^3) \right] \\
& - \frac{1}{(x_T)^4} \left[ 16i(x_{0L} - x_{0T}) - 16 \frac{((x_{0L})^2 - (x_{0T})^2)}{2} \right. \\
& \left. \left. + 8i((x_{0L})^3 - (x_{0T})^3) - 2((x_{0L})^4 - (x_{0T})^4) + i((x_{0L})^5 - (x_{0T})^5) \right] \right\} \quad (D.4)
\end{aligned}$$

Les équations (D.3) et (D.4) sont des équations implicites qui ne possèdent pas des solutions analytiques exactes. Pour cette raison, Stanke & Kino utilisent des méthodes numériques pour obtenir des prédictions unifiées des coefficients d'atténuation des ondes longitudinales et transversales. Par ailleurs, l'application de l'approximation de Born permet d'obtenir des solutions analytiques approchées comme dans le modèle de Weaver [16] en faisant les modifications suivantes dans les équations ci-dessus :  $x_L^2 - x_{0L}^2 \approx 2x_{0L}(x_L - x_{0L})$  et  $x_T^2 - x_{0T}^2 \approx 2x_{0T}(x_T - x_{0T})$  dans les termes situés à gauche des équations (D.3) et (D.4)  $x_L \approx x_{0L}$  et  $x_T \approx x_{0T}$  dans les termes situés à droite.

# Annexe E : Modèle d'Ahmed & Thompson

## E.1. Perturbation des constantes du tenseur d'élasticité du monocristal

Les différentes composantes définissant la perturbation du tenseur d'élasticité du monocristal et impliquées dans l'équation (I.155) sont [42, 43] :

$$\begin{aligned} \xi \langle \Delta \rangle_{3333}^L &= (\cos(\theta)^4 + 3 \sin(\theta)^4 - 3/5) a_c \\ B_{1111}^L &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^4}{32}, \quad B_{1122}^L = -\frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^4}{32}, \quad B_{1133}^L = -\frac{a_c^2 \sin(\theta)^6}{32} \\ B_{1212}^L &= \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^4}{32}, \quad B_{1313}^L = \frac{a_c^2 \sin(\theta)^6}{32}, \quad B_{2222}^L = \frac{a_c^2 \cos(\theta)^4 \sin(\theta)^4}{32} \\ B_{3333}^L &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^8}{32}, \quad B_{2233}^L = \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^6}{32}, \quad B_{2323}^L = \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^6}{32} \end{aligned} \quad (E.1)$$

$$\begin{aligned} \xi \langle \Delta \rangle_{1313}^{SH} &= (\sin(\theta/4)^2 - 1/5) a_c \\ B_{1111}^{SH} &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^2}{32}, \quad B_{1122}^{SH} = -\frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^2}{32}, \quad B_{1133}^{SH} = -\frac{a_c^2 \sin(\theta)^4}{32} \\ B_{1212}^{SH} &= \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^2}{32}, \quad B_{1313}^{SH} = \frac{a_c^2 \sin(\theta)^2}{32}, \quad B_{2222}^{SH} = \frac{a_c^2 \cos(\theta)^4 \sin(\theta)^2}{32} \\ B_{3333}^{SH} &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^6}{32}, \quad B_{2233}^{SH} = \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^4}{32}, \quad B_{2323}^{SH} = \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^4}{32} \end{aligned} \quad (E.2)$$

$$\begin{aligned} \xi \langle \Delta \rangle_{3232}^{SV} &= (7 \sin(\theta)^2 \cos(\theta/4)^2 - 1/5) a_c \\ B_{1111}^{SV} &= \frac{a_c^2 \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^2}{32}, \quad B_{1122}^{SV} = -\frac{a_c^2 \sin(\theta)^2 \cos(\theta)^4}{32}, \\ B_{1133}^{SV} &= -\frac{a_c^2 \sin(\theta)^4 \cos(\theta)^2}{32} \\ B_{1212}^{SV} &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^2 \cos(\theta)^4}{32}, \quad B_{1313}^{SV} = \frac{a_c^2 \sin(\theta)^4 \cos(\theta)^2}{32}, \\ B_{2222}^{SV} &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^2 \cos(\theta)^6}{32} \\ B_{3333}^{SV} &= \frac{a_c^2 \sin(\theta)^6 \cos(\theta)^2}{32}, \quad B_{2233}^{SV} = \frac{a_c^2 \sin(\theta)^4 \cos(\theta)^4}{32}, \\ B_{2323}^{SV} &= \frac{a_c^2 \cos(\theta)^4 \sin(\theta)^4}{32} \end{aligned} \quad (E.3)$$

## E.2. Termes impliqués dans l'expression du tenseur acoustique $\Gamma$

Les expressions  $F^L$ ,  $F^{TH}$  et  $F^{TV}$  sont des termes impliquant le calcul du tenseur acoustique  $\Gamma$  défini par l'équation (I.155) [42, 43]:

$$F^L(x_L, x_{0L}, x_{0T}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty B_{klmn}^L D_{ln} (\vec{r}_k \vec{r}_m G_1 + \delta_{km} G_2) r^2 dr d\psi d\phi \quad (\text{E.4})$$

$$F^{TH}(x_{TH}, x_{0L}, x_{0T}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty B_{klmn}^{TH} D_{ln} (\vec{r}_k \vec{r}_m G_1 + \delta_{km} G_2) r^2 dr d\psi d\phi \quad (\text{E.5})$$

$$F^{TV}(x_{TV}, x_{0L}, x_{0T}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty B_{klmn}^{TV} D_{ln} (\vec{r}_k \vec{r}_m G_1 + \delta_{km} G_2) r^2 dr d\psi d\phi \quad (\text{E.6})$$

où  $\delta_{km}$  est le symbole de Kronecker,  $r$  est la variable d'intégration, le vecteur  $\vec{r}$  est défini par  $\vec{r} = (\sin \psi \cos \phi, \sin \psi \sin \phi, \cos \psi)$  et les termes  $G_1, G_2, D_{ln}$  sont définis par les formules suivantes :

$$G_1 = \frac{1}{4\pi} \left[ \left( \frac{3}{r^3} + i \frac{3x_{0T}}{r^2} - \frac{x_{0T}^2}{r} \right) e^{-ix_{0T}r} - \left( \frac{3}{r^3} + i \frac{3x_{0L}}{r^2} - \frac{x_{0L}^2}{r} \right) e^{-ix_{0L}r} \right] \quad (\text{E.7})$$

$$G_2 = \frac{1}{4\pi} \left[ \left( \frac{1}{r^3} + i \frac{x_{0L}}{r^2} \right) e^{-ix_{0L}r} - \left( \frac{1}{r^3} + i \frac{x_{0T}}{r^2} - \frac{x_{0T}^2}{r} \right) e^{-ix_{0T}r} \right] \quad (\text{E.8})$$

$$D_{ln}(\chi) = \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_n} \left[ e^{-2\frac{r}{d} \sqrt{1 + \left(\frac{d^2}{h^2} - 1\right) \cos(\theta)^2}} e^{i x z' / d} \right] \quad (\text{E.9})$$

## Annexe F : Propriétés de l'échantillon de l'Inconel600 (B359-EBSD-Peau)

Les données EBSD obtenues pour l'échantillon de l'Inconel600 prélevé à peau (B359-EBSD-Peau) ont permis aussi de caractériser les propriétés cristallographiques du matériau. Les figures de pôles associées plans cristallographiques  $\{200\}$ ,  $\{111\}$  et  $\{220\}$  sont présentées sur la Figure A-F. L'échelle de couleurs décrit la concentration de points correspondant aux orientations cristallographiques préférentielles de grains dans le matériau inspecté. La distribution aléatoire observée sur les figures ci-dessous, montrent que l'Inconel600 présente un microstructure équiaxe et une texture cristallographique isotrope.

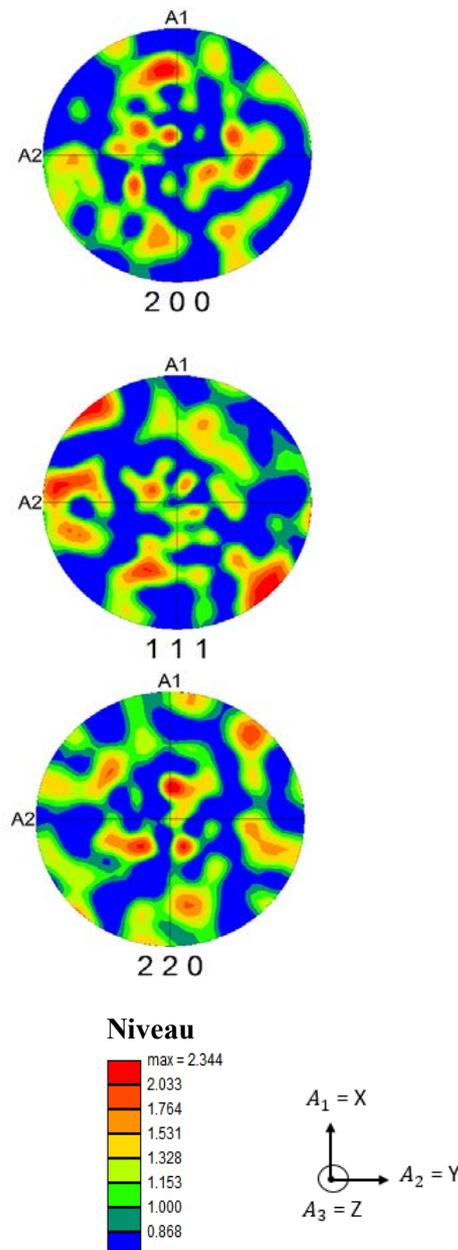


Figure A-F : Figures de pôles obtenues par l'analyse EBSD dans les plans cristallographiques  $\{200\}$ ,  $\{111\}$  et  $\{220\}$  de l'échantillon d'Inconel600 (B359-EBSD-Peau).

# Annexe G : Caractéristiques du code ATHENA<sup>®</sup>

## G.1. Matrices de masse

La matrice de masse des contraintes  $M^\sigma$  exprimée dans l'équation d'élastodynamique (III.9) est définie par la relation suivante :

$$(M^\sigma)_{i,j} = \int_{\Omega} B F_i^\sigma : F_j^\sigma \quad (G.1)$$

où la notation « $i, j$ » en indice définit les coordonnées  $(i, j)$  du point de maillage, le tenseur  $B$  est l'inverse de tenseur d'élasticité réel ( $B = (C)^{-1}$ ) et  $F_i^\sigma, F_j^\sigma$  sont les fonctions de base des contraintes.

Les éléments finis précités permettent d'effectuer la condensation de masse, ce qui allié à un schéma en temps explicite, permet d'obtenir un schéma quasi-explicite, en effet la matrice de masse de contrainte  $M^\sigma$  des éléments finis est alors diagonale par bloc  $9 \times 9$  de la forme suivante :

$$M^\sigma = \frac{\Delta l^2}{4} \begin{bmatrix} 2b_{11} & 0 & b_{12} & b_{12} & 2b_{13} & 2b_{15} & 0 & b_{14} & b_{14} \\ 0 & 2b_{11} & b_{12} & b_{12} & 2b_{13} & 0 & 2b_{15} & b_{14} & b_{14} \\ b_{12} & b_{12} & 2b_{22} & 0 & 2b_{23} & b_{25} & b_{25} & 2b_{24} & 0 \\ b_{12} & b_{12} & 0 & 2b_{22} & 2b_{23} & b_{25} & b_{25} & 0 & 2b_{24} \\ 2b_{13} & 2b_{13} & 2b_{23} & 2b_{23} & 4b_{33} & 2b_{35} & 2b_{35} & 2b_{34} & 2b_{34} \\ 2b_{15} & 0 & b_{25} & b_{25} & 2b_{35} & 2b_{55} & 0 & b_{45} & b_{45} \\ 0 & 2b_{15} & b_{25} & b_{25} & 2b_{35} & 0 & 2b_{55} & b_{45} & b_{45} \\ b_{14} & b_{14} & 2b_{24} & 0 & 2b_{34} & b_{45} & b_{45} & 2b_{44} & 0 \\ b_{14} & b_{14} & 0 & 2b_{24} & 2b_{34} & b_{45} & b_{45} & 0 & 2b_{44} \end{bmatrix} \quad (G.2)$$

avec  $\Delta l$  est la discrétisation spatiale de domaine simulé  $\Omega$  (la taille des éléments de maillage) et les coefficients de la matrice  $b_{ij}$  sont définis par  $b_{ij} = B_{ij}$ .

La matrice de masse des vitesses  $M^V$  notée dans l'équation d'élastodynamique (III.10) est exprimée par la formule suivante :

$$(M^V)_{i,j} = \int_{\Omega} \rho F_i^V \cdot F_j^V \quad (G.3)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du matériau et  $F_i^V, F_j^V$  sont les fonctions de base des vitesses. Cette matrice est diagonale, de la forme suivante :

$$M^V = \Delta l^2 \begin{bmatrix} \rho & 0 & 0 \\ 0 & \rho & 0 \\ 0 & 0 & \rho \end{bmatrix} \quad (G.4)$$

$M^D$  est l'opérateur de divergence discret, défini par :

$$(M^D)_{i,j} = \int_{\Omega} \text{div}(F_i^\sigma) \cdot F_j^V \quad (G.5)$$

$\tau$  est l'opérateur de trace discret qui permet de donner l'influence du maillage principal sur le maillage du défaut :

$$(\tau)_{i,j} = \int_{\zeta} F_i^\zeta \cdot (F_j^\sigma \cdot \vec{n}) \quad (G.6)$$

où  $F_i^\zeta$  sont les fonctions de base des sauts de vitesses à travers le défaut  $\zeta$ .

## G.2. Prise en compte de l'atténuation

Comme nous avons montré dans la section III.1.2, le comportement de l'atténuation ultrasonore peut être modélisé mathématiquement par l'équation élastodynamique suivante :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + A\sigma = C\varepsilon(\vec{V}) \quad (\text{G.7})$$

L'atténuation peut être prise en compte par la loi de Hooke en ajoutant un terme définissant l'amortissement (la perte d'amplitude de l'onde) comme suit [94]:

$$\sigma = C'\varepsilon(\vec{U}) + \gamma\varepsilon(\vec{V}) \quad (\text{G.8})$$

où  $C'$  est la partie réelle du tenseur d'élasticité,  $\gamma$  est l'amortissement et  $\varepsilon(\vec{V})$  est le tenseur des vitesses de déformation, défini par :  $\varepsilon(\vec{V}) = \frac{\partial \varepsilon(\vec{U})}{\partial t}$ .

Pour expliquer d'une manière plus facile le lien entre le tenseur de contrainte  $\sigma$  et le terme d'amortissement  $A$ , nous exprimons les équations (G.7) et (G.8) dans le domaine fréquentiel en appliquant la transformée de Fourier :

$$\sigma \xrightarrow{TF} \tilde{\sigma} \quad (\text{G.9})$$

$$\varepsilon \xrightarrow{TF} \tilde{\varepsilon} \quad (\text{G.10})$$

Dans le domaine fréquentiel, les relations (G.7) et (G.8) deviennent :

$$(i\omega I + A)\tilde{\sigma} = i\omega C\tilde{\varepsilon} \quad (\text{G.11})$$

$$\tilde{\sigma} = (C' + i\omega\gamma)\tilde{\varepsilon} = (C' + iC'')\tilde{\varepsilon} = \bar{C}\tilde{\varepsilon} \quad (\text{G.12})$$

avec  $I$  est la matrice d'identité,  $\omega$  est la fréquence angulaire,  $\bar{C} = C' + iC''$  est le tenseur d'élasticité complexe et  $C'$ ,  $C''$  sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de ce tenseur complexe. Le tenseur  $C''$  peut être exprimé en fonction de l'amortissement de la manière suivante :

$$C'' = \omega\gamma \quad (\text{G.13})$$

En se basant sur l'équation (G.11), le tenseur de contrainte  $\sigma$  peut être exprimé en fonction des tenseurs  $C$  et  $A$  :

$$\tilde{\sigma} = \left( I - i\frac{A}{\omega} \right)^{-1} C\tilde{\varepsilon} \quad (\text{G.14})$$

De même, en se référant aux relations (G.12) et (G.13), nous pouvons exprimer le tenseur d'élasticité complexe  $\bar{C}$  par l'équation ci-dessous :

$$\bar{C} = \left( I - i\frac{A}{\omega} \right)^{-1} C \quad (\text{G.15})$$

Les tenseurs  $C$  et  $A$  exprimés dans l'équation de l'élastodynamique (G.7) peuvent être donc déterminés à partir de tenseur d'élasticité complexe en se basant sur les relations suivantes :

$$C = \left( \text{Re}(\bar{C}^{-1}) \right)^{-1} \quad (\text{G.16})$$

$$A = -\omega C \text{Im}(\bar{C}^{-1}) \quad (\text{G.17})$$

Il est important de noter que la partie réelle et imaginaire du tenseur d'élasticité  $\bar{C}$  peuvent être identifiées en utilisant un processus d'optimisation fondé sur la comparaison entre les vitesses théoriques des ondes et les mesures de vitesse effectuées pour différents angles et plans d'incidence [48, 60-62].

### G.3. Simulation du capteur en émission - réception

Dans le cas général, nous supposons que le capteur est constitué d'un sabot en plexiglas dans lequel la pastille est intégrée. Cette dernière envoie un signal qui atteint la face du domaine discrétisé du matériau inspecté ( $\mathcal{B}$ ) (c'est-à-dire la frontière entre la sonde et le matériau inspecté). Par ailleurs, la simulation de la propagation des ondes par le code ATHENA® [36, 44, 71-73] est basé sur deux méthodes couplées. La première est la méthode des éléments finis utilisée pour résoudre les équations de l'élastodynamique à l'intérieur du matériau. La seconde est une méthode de calcul intégrale qui permet de générer le signal d'entrée par la pastille. Les deux méthodes utilisées permettent de partager les données physiques à la frontière  $\mathcal{B}$ . Cette opération est réalisée en calculant d'abord le champ ultrasonore dans la sonde à frontière  $\mathcal{B}$ . Ensuite, nous utilisons ces données sous forme d'un fichier binaire.

Nous supposons que la pastille émettrice est de forme circulaire et est modélisée par le domaine  $\mathcal{P}$ . La pastille permet d'émettre un signal d'excitation  $e(t)$  (signal source). Ce signal est le produit d'un cosinus et d'une exponentielle décroissante, défini par la fréquence du signal :  $f_0$ , et par le nombre de périodes  $n$ , suivant la formule :

$$e(t) = \cos(2\pi f_0 t) \exp(-a^2(t)) \quad (\text{G.18})$$

avec  $a(t) = a_{cc} (1 - t(n T_0))$ , où  $T_0$  est la période :  $T_0 = 1/f_0$  et  $a_{cc}$ ,  $n$  sont deux paramètres permettant de définir l'excitation. Ils sont fixés par défaut dans ATHENA de la manière suivante :  $a_{cc} = 1,5$  et  $n = 1$ .

En utilisant le signal source défini par la formule (G.18), le champ de pression acoustique  $p(x, t)$  en chaque point  $x$  de la face peut être calculé par la méthode intégrale basée sur l'utilisation du noyau de Green  $g(x, t)$  :

$$p(x, t) = \int_0^t g(x, \tau) e(t - \tau) d\tau \quad (\text{G.19})$$

où le terme  $g(x, \tau)$  est le noyau de Green de l'équation des ondes et est appelé aussi réponse impulsionnelle.

L'expression générique du noyau de Green  $g(x, \tau)$  s'écrit :

$$g(x, \tau) = \int_{\mathcal{P}} h(x - q, \tau) dq \quad (\text{G.20})$$

où  $h(q, \tau)$  est la solution élémentaire de l'équation des ondes pour un point source.

$$h(q, t) = \frac{\delta(t - \frac{|q|}{V})}{2\pi|q|} \quad (\text{G.21})$$

où  $\delta$  est la distribution de Dirac et  $V$  est la vitesse de l'onde entre la pastille et la face du matériau inspecté.

Une approximation est utilisée pour simplifier le calcul. Cette approximation consiste à considérer que l'onde de pression se propageant dans le sabot ou dans l'eau jusqu'au bord du matériau inspecté  $\mathcal{B}$  se transmet intégralement dans le matériau. Cela est évidemment faux, mais si nous effectuons des simulations avec une plage d'angles d'incidence restreinte, la solution calculée est juste à une constante multiplicative près. Cette méthode permet également de simuler la réception d'un capteur, ce dernier étant soit le capteur émetteur soit un deuxième capteur de même type. En effet, considérons le moment où l'onde revient, et soit  $x_B$  un point du bord de la pièce  $\mathcal{B}$ , sa contribution en un point  $x_P$  de la pastille  $\mathcal{P}$  est exprimée par la relation suivante :

$$p_{x_B}(x_P, t) = \int_0^t h(x_P - x_B, \tau) p(x_B, t - \tau) d\tau \quad (\text{G.22})$$

D'après le principe de réciprocité et puisque la fonction  $h$  est la solution élémentaire de l'équation des ondes,  $h$  est donc la même pour l'émission et la réception. La contribution de  $\mathcal{B}$  au point  $x_P$  s'écrit comme suit :

$$p(x_P, t) = \int_{\mathcal{B}} p_{x_B}(x_P, t) dx_B = \int_{\mathcal{B}} \int_0^t h(x_P - x_B, \tau) p(x_B, t - \tau) d\tau dx_B \quad (\text{G.23})$$

La pression enregistrée par le récepteur  $s(t)$  est simplement la somme des pressions enregistrées en chaque point de la pastille. Cette pression est définie par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} s(t) &= \int_{\mathcal{P}} p(x_P, t) dx_P = \int_{\mathcal{P}} \int_{\mathcal{B}} \int_0^t h(x_P - x_B, \tau) p(x_B, t - \tau) d\tau dx_B dx_P \\ &= \int_{\mathcal{B}} \int_0^t \int_{\mathcal{P}} h(x_P - x_B, \tau) dx_P p(x_B, t - \tau) d\tau dx_B \\ &= \int_{\mathcal{B}} \int_0^t g(x - x_B, t) p(x_B, t - \tau) d\tau dx_B \end{aligned} \quad (\text{G.24})$$

En pratique dans le logiciel ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73], la surface d'émission dans le capteur est définie forcément par une surface libre. La pression à injecter dans la réception serait donc nécessairement nulle. Pour cela, le déplacement normal au bord à la place de la pression est utilisé puisque ce déplacement est proportionnel à la pression transmise. De ce fait, trois facteurs multiplicatifs font que l'émission et la réception dans ATHENA<sup>®</sup> [36, 44, 71-73] ne sont simulées que d'une manière qualitative, à savoir, la pression émise sur la pastille est inconnue, le coefficient de réflexion entre le sabot et le matériau est ignoré dans les deux sens, et nous retournons le déplacement normal à la place de la pression.

## Annexe H : Conventions de Bunge et Roe

De manière générale, les angles d'Euler sont un ensemble de trois rotations successives permettant de rendre compte de l'orientation d'un solide dans un espace de référence. Dans l'approche des angles d'Euler, les rotations successives s'appliquent par rapport aux axes du solide en rotation, qui sont donc mobiles entre chaque rotation. Il existe en principe 6 conventions possible pour les angles d'Euler qui diffèrent par le choix des axes de rotation successifs (le premier et le troisième étant identiques). Les conventions de Bunge [58] et de Roe [107, 108] sont les deux conventions les plus utilisées (en particulier dans le monde de la cristallographie). Elles permettent de repérer les orientations cristallographiques à l'échelle du cristal. Les deux conventions définissent respectivement des rotations successives autour des axes :

Bunge :  $z - x' - z''$ , les angles associés sont usuellement notés  $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ .

Roe :  $z - y' - z''$ , les angles associés sont usuellement notés  $(\varphi, \theta, \psi)$ .

Le passage d'une convention à l'autre se fait par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \psi^{Roe} = \varphi_1^{Bunge} - 90 \\ \theta^{Roe} = \phi^{Bunge} \\ \phi^{Roe} = \varphi_2^{Bunge} + 90 \end{cases} \quad (H.1)$$

$$\begin{cases} \varphi_1^{Bunge} = \psi^{Roe} + 90 \\ \phi^{Bunge} = \theta^{Roe} \\ \varphi_2^{Bunge} = \phi^{Roe} - 90 \end{cases} \quad (H.2)$$

Les conventions de Bunge [58] et Roe [107, 108] sont présentées respectivement par la Figure A-H.1 et la Figure A-H.2.

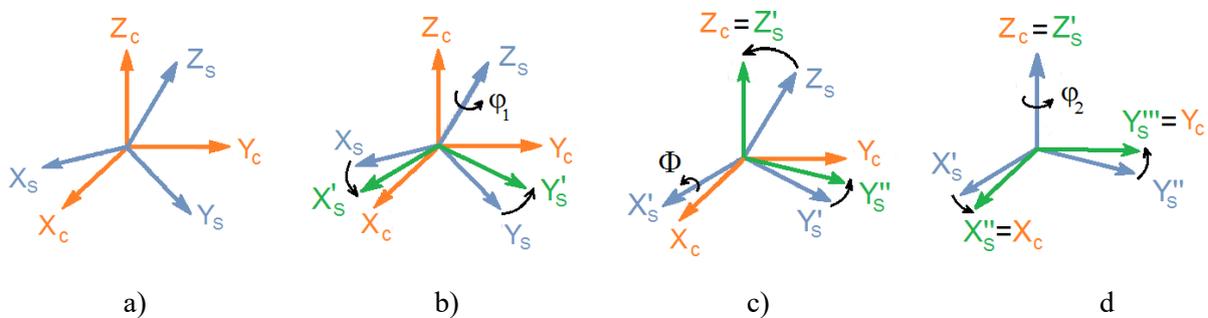


Figure A-H.1 : Représentation des angles d'Euler  $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$  dans la convention de Bunge [58]. a) Représentation du repère échantillon  $(x_s, y_s, z_s)$  et repère du cristal  $(x_c, y_c, z_c)$ , b) Rotation d'un angle  $\varphi_1$  autour de  $z_c$ , c) Rotation d'un angle  $\phi$  autour de  $x'_c$  et d) Rotation d'un angle  $\varphi_2$  autour de  $z''_c$ .

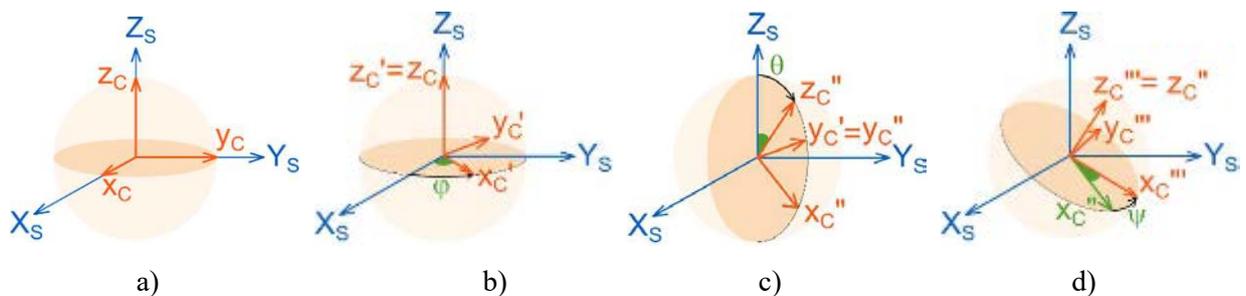


Figure A-H.2 : Représentation des angles d'Euler  $(\varphi, \theta, \psi)$  dans la convention de Roe [107, 108]. a) Représentation du repère échantillon  $(x_s, y_s, z_s)$  et repère du cristal  $(x_c, y_c, z_c)$ , b) Rotation d'un angle  $\varphi$  autour de  $z_c$ , c) Rotation d'un angle  $\theta$  autour de  $y'_c$  et d) Rotation d'un angle  $\psi$  autour de  $z''_c$ .

# Références

1. D. Royer, E. Dieulesaint, *Acoustique Propagation dans un solide*. Techniques de l'ingénieur. Bruit et vibrations, 2001.
2. A. Mouchtachi, *Evaluation non destructive par ultrasons des propriétés d'élasticité des matériaux anisotropes : mesure de vitesses et résolution du problème inverse*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. 1996.
3. E. Dieulesaint, D. Royer, *Ondes élastiques dans les solides : application au traitement du signal*. Vol. 13. 1974 : Masson.
4. S. Shahjahan, *Improvement of Flaw Detection with Ultrasonic Array Probes in Multiple Scattering Polycrystalline Materials by Means of a Random Matrix Approach : experimental and simulation studies*, Thèse de doctorat, Université Paris Diderot. 2013.
5. F. Stanke, G. Kino, *A unified theory for elastic wave propagation in polycrystalline materials*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1984. 75: p. 665.
6. A. Maurel, J. Mercier, F. Lund, *Scattering of an elastic wave by a single dislocation*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2004. 115: p. 2773.
7. R.B .Thompson, *Scattering of elastic waves in simple and complex polycrystals*. Wave motion, 2008. 45(5): p. 655-674.
8. B. Baikie, D. Yapp. *Oriented Structures and Properties in Type 316 Stainless-Steel Weld Metal*. 1979.
9. X. Edelmann, *Manuel pour l'Examen par Ultrasons des Soudures à Structure Austénitique*, Paris : Institut International de la Soudure. 1991: p. 69.
10. T. Bedetti, *Étude de la diffusion multiple des ultrasons en vue de la modélisation du bruit de structure et de la caractérisation des aciers moulés inoxydables à gros grains*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot-Paris VII. 2012
11. A. Ishimaru, *Theory and application of wave propagation and scattering in random media*. Proceedings of the IEEE, 2005. 65(7): p. 1030-1061.
12. A. Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. New York, USA : Academic Press, 1978.
13. L.A. Chernov, R.A. Silverman, *Wave propagation in a random medium*. McGraw-Hill New York, 1960. 960.
14. V. Dorval, *Modélisation de la propagation ultrasonore dans une structure métallurgique diffusante, application au CND*. Thèse de doctorat, Univesité de la Méditerranée. 2009.
15. S.O. Kerhervé, *Transport of ultrasonic waves in strongly scattering or absorbing heterogeneous media*. Thèse de doctorat, Université de Manitoba. 2018.
16. R.L. Weaver, *Diffusivity of ultrasound in polycrystals*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1990. 38(1): p. 55-86.
17. F. Margetan, T. Gray, R. Thompson, *A technique for quantitatively measuring microstructurally induced ultrasonic noise*. 1991.
18. F. Margetan, R. Thompson, *Microstructural noise in titanium alloys and its influence on the detectability of hard-alpha inclusions*. 1992.
19. F. Margetan, R. Thompson, I. Yalda-Mooshabad, *Modeling ultrasonic microstructural noise in titanium alloys*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. 12 B, 1992: p. 1735-1742.
20. R. Thompson, *Relationship of microstructure to backscattered ultrasonic noise*. 1992.
21. J. Rose, *Ultrasonic backscatter from microstructure*. 1992.
22. J. Rose, *Theory of ultrasonic backscatter from multiphase polycrystalline solids*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. 12 B, 1992: p. 1719-1726.
23. J.A. Turner, R.L. Weaver, *Radiative transfer of ultrasound*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1994. 96(6): p. 3654-3674.
24. J. Turner, R. Weaver, *Time dependence of multiply scattered diffuse ultrasound in polycrystalline media*. Journal of the Acoustical Society of America, 1995: p. 2639-2644.
25. J.H. Page, H.P. Schriemer, A.E. Bailey, *Experimental test of the diffusion approximation for multiply scattered sound*. Phys. Rev. E, 52(3), pp.3106-14. . 1995.

26. F. Deroo, *Detection of damage in concrete using diffuse ultrasound*. The Journal of the Acoustical Society of America, 127 (6), pp.3315-18. 2010.
27. A. Bhatia, *Scattering of High-Frequency Sound Waves in Polycrystalline Materials*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1959. 31(1): p. 16-23.
28. A. Bhatia, R. Moore, *Scattering of High Frequency Sound Waves in Polycrystalline Materials. II*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1959. 31(8): p. 1140-1141.
29. Lifshitz, *On the theory of ultrasonic wave propagation in Polycrystals*. Zh. Eksp. Theor. Fiz. , 20, pp.175. 1950(1).
30. L. Merkulov, *Investigation of ultrasonic scattering in metals*. Sov. Phys. Tech. Phys, 1957. 1(1) : p. 59-69.
31. E.P. Papadakis, *Grain-Size Distribution in Metals and Its Influence on Ultrasonic Attenuation Measurements*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1961. 33(11): p. 1616-1621.
32. E.P Papadakis, *Revised Grain Scattering Formulas and Tables*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1964. 36: p. 1019.
33. S. Hirsekorn, *The scattering of ultrasonic waves by polycrystals*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1982. 72(3): p. 1021-1031.
34. S. Hirsekorn, *The scattering of ultrasonic waves by polycrystals. II. Shear waves*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1983. 73: p. 1160.
35. F.C. Karal, J.B. Keller, *Elastic, electromagnetic, and other waves in a random medium*. Journal of the Maths and Physics, 5, pp 537–547, 1964. 1964.
36. M. Oudaa, P.E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Numerical computation of ultrasonic attenuation in polycrystalline materials with finite element modelling and grain-scale material description*. ECNDT Conference Proceedings, 2018.
37. J.A. Turner, C.M. Kube, *Systems and methods for ultrasonically evaluating structural properties*. 2011, Google Patents.
38. C.M. Kube, J.A. Turner, *Influence of stresses on grain size and attenuation parameters in ultrasonic scattering models*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2012. 132(3): p. 1962-1962.
39. X. Bai, B. Tie, J.H. Schmitt, D. Aubry, *Finite element modeling of grain size effects on the ultrasonic microstructural noise backscattering in polycrystalline materials*. Ultrasonics 2018. 87: p. 182–202.
40. X. Bai, *Finite element modeling of ultrasonic wave propagation in polycrystalline materials*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay - Centrale Supélec. 2017.
41. X. Bai, B. Tie, J.H. Schmitt, D. Aubry, *Comparison of ultrasonic attenuation within two- and three-dimensional polycrystalline media*. Ultrasonics 2019.
42. S. Ahmed, R. Thompson, *Effect of preferred grain orientation and grain elongation on ultrasonic wave propagation in stainless steel*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. Vol. 11B. 1992.
43. S. Ahmed, R. Thompson, *Propagation of Elastic Waves in Equiaxed Iron Polycrystals With Aligned <001> Axes*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, 1990. 10: p. 1999-2005.
44. P.E. Lhuillier, B. Chassignole, M. Oudaa, *Investigation of the ultrasonic attenuation in anisotropic weld materials with finite element modeling and grain-scale material description*. Ultrasonics, 2017.
45. N. Feuilly, *Etude de l'influence de la microstructure sur la diffusion ultrasonore en vue de l'amélioration du contrôle non-destructif des matériaux polycristallins*. Thèse de doctorat, Université de La Méditerranée - Aix-Marseille II. 2009.
46. M.A. Ploix, *Etude de l'atténuation des ondes ultrasonores. application au contrôle non destructif des soudures d'acier inoxydable austénitique*. Thèse de doctorat, INSA Lyon. 2006.
47. M.A. Ploix, F. Guy, B. Chassignole, J. Moysan, G. Corneloup, R. El Geurjouma, *Measurement of ultrasonic scattering attenuation in austenitic stainless steel welds: Realistic input data for NDT numerical modeling*. Ultrasonics, 2014. 54(7): p. 1729-1736.
48. B. Chassignole, *Influence de la structure métallurgique des soudures en acier inoxydables austénitique sur le contrôle non destructif*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. 2000.
49. H.W. Bragg, *Prix Nobel de physique : Loi de Bragg*. 1915.

50. T. Baudin, D. Chateigner, C. Eusling, L. Lutterotti, M. Morales, *Analyse des textures cristallographiques et des microstructures*. Reflets de la Physique.
51. J. Mathieu, *Analyse et modélisation micromécanique du comportement et de la rupture fragile de l'acier 16MND5: prise en compte des hétérogénéités microstructurales*. 2006.
52. F.J. Humphreys, M. Hatherly, *Recrystallization and related annealing phenomena 2nd edition*. 2004.
53. H.S. Park, *Deformation of FCC nanowires by twinning and slip*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 54,1862-1881. 2006.
54. D. Hull, *Effect of grain size and temperature on slip, twinning and fracture in 3% silicon iron*. Acta Metall, 9,191-204. 1961.
55. T. Leffers, R.K. Ray, *The brass-type texture and its deviation from the copper-type texture*, Prog Mater Sci, 54, 351-396. 2009.
56. S. Matsumoto, K. Kimura, *The Relation between Grain Size and Ultrasonic Attenuation Coefficient in Austenitic Stainless Steel and Iron*. Trans. Nat. Res. Inst. for Metals, JL4,(4), 1972. 21.
57. T.M. Holden, R.A. Holt, A.P. Clarke, *Intergranular strains in Inconel-600 and the impact on interpreting stress fields in bent steam-generator tubing*. Materials Science and Engineering A, 1998. 246(1-2): p. 180-198.
58. H.J. Bunge, *Texture analysis in materials science: mathematical methods*. 1982: Londres : Butterworth.
59. H. Ledbetter, M. Dunn, M. Couper, *Calculated elastic constants of alumina-mullite ceramic particles*. Journal of Materials Science, 1995. 30(3): p. 639-642.
60. B. Hosten B. Castagnede, *Optimization of the computation of elastic constants from measurements of ultrasonic velocities*. C.R. Acad. Sci. Paris, 1983. 296: p. 297-300.
61. M. Hirao, B.K. Aoki, H. Fukuoka, *Texture of polycrystalline metals characterized by ultrasonic velocity measurements*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1987. 81: p. 1434.
62. P.A. Bodian, *Propagation des ultrasons en milieu hétérogène et anisotrope : Application à l'évaluation des propriétés d'élasticité et d'atténuation d'aciers moulés par centrifugation et de soudures en Inconel*, Thèse de doctorat, INSA Lyon. 2011.
63. B.L. Baiki, A.R. Wagg, M.J. Whittle, *Ultrasonic inspection of austenitic welds*. Journal of British Nuclear Energy Society, Vol. 15, n° 3, p 257-261. 1976.
64. G. Bouche, *Texture of welded joints of 316L stainless steel, multi-scale orientation analysis of a weld metal deposit*. Journal of Nuclear Materials, 2000. 277(1): p. 91-98.
65. H. Ledbetter, M. Austin, *Texture in stainless steel welds: an ultrasonic study*. Journal of Materials Science, 1985. 20(5): p. 1720-1724.
66. A.J. Allen, S.C.M. Hutchings M.T., *Use of neutron diffraction texture measurements to establish a model for calculation of ultrasonic velocities in highly oriented austenitic weld material*. Journal of Applied Physics, Vol. 54 n° 2, p. 555-560. 1983.
67. B. Kumar, A. Kumar, *Evaluation of ultrasonic attenuation without invoking the diffraction coorection separately*. Ultrasonics, 1995. 34: p. 847-853.
68. J. Krautkramer, H. Krautkramer, *Ultrasonic testing of materials*. Springer- Verlag New York, Inc. 1977, 667 p. 1977.
69. H. Seki, A. Granato, R. Truell, *Diffraction effects sin the ultrasonic fields of a piston source and their importance in the accurate measurement of attenuation*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1956. 28: p. 187-197.
70. P. Haldipur, *Ultrasonic attenuation measurements in jet-engine nickel alloys*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation : Volume 20. 2001: AIP Publishing.
71. B. Chassignole, *Modelling the attenuation in the ATHENA finite elements code for the ultrasonic testing of austenitic stainless steel welds*. Ultrasonics, 2009. 49(8): p. 653-658.
72. F. Rupin, *Sensitivity analysis of an ultasonic inspection of a weld structure simulated with the finite element code ATHENA2D*. AIP Conference Proceedings. 2013.
73. C. Rose, *ATHENA 3D: A finite element code for ultrasonic wave propagation*. Journal of Physics: Conference Series. 2014: IOP Publishing.

74. T. Seldis, C. Pecorari, M. Bièth, *Measurements of longitudinal wave attenuation in austenitic steel*. 1998.
75. T. Seldis, C. Pecorari, *Scattering-induced attenuation of an ultrasonic beam in austenitic steel*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2000. 108: p. 580.
76. E.G. Henneke, *Reflection-refraction of a stress wave at a plane boundary between anisotropic media*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1972. 51(1B): p. 210-217.
77. B. Hosten, *Reflection and transmission of acoustic plane wave on an immersed orthotropic and viscoelastic solid layer*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1991. 89(6).
78. N. Alaoui-Ismaili, P. Guy, B. Chassignole, *Experimental determination of the complex stiffness tensor and Euler angles in anisotropic media using ultrasonic waves*. AIP Conference Proceedings, 2014. 1581(1): p. 934-940.
79. S. Shahjahan, *Comparison between experimental and 2-D numerical studies of multiple scattering in Inconel600® by means of array probes*. Ultrasonics, 2014. 54(1).
80. G. Voronoï, *Z. Reine Angew. Math.* ACM Comput. Surv. 1907. p. 345–405.
81. S. Kumar, S.K. Kurtz, *Properties of a two-dimensional Poisson-Voronoi tessellation: a Monte-Carlo study*. Materials Characterization, 1993. 31(1): p. 55-68.
82. K. Marthinsen, *Comparative analysis of the size distributions of linear, planar, and spatial Poisson Voronoi cells*. Materials Characterization, 1996. 36(2): p. 53-63.
83. L. Zaninetti, *The Voronoi tessellation generated from different distributions of seeds*. Physics Letters A, 1992. 165(2) : p. 143-147.
84. A. Van Pamel, *Finite element modelling of elastic wave scattering within a polycrystalline material in two and three dimensions*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2015. 138(4): p. 2326-2336.
85. F. Aurenhammer, *Voronoi diagrams— a survey of a fundamental geometric data structure*. ACM Comput. Surv, 1991. 23(2): p. 345–405.
86. A. Okabe, *Spatial tessellations: concepts and applications of Voronoi diagrams*. 1992: Wiley & Sons Chichester.
87. L. Zaninetti, *Poissonian and non-Poissonian Voronoi diagrams with application to the aggregation of molecules*. Physics Letters A, 2009. 373(36): p. 3223-3229.
88. M.A. Groeber, A. Jackson, *DREAM.3D : A digital representation environment for the analysis of microstructure in 3D*. Integr. Mater. Manuf. Innovat, 2014. 3(5).
89. M. Norouzian, S. Islam, J.A. Turner, *Influence of microstructural grain-size distribution on ultrasonic scattering*. Ultrasonics, 2019.
90. M. Norouzian, J.A. Turner, *Ultrasonic wave propagation predictions for polycrystalline materials using three-dimensional synthetic microstructures: Attenuation*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2019: p. 2171–2181.
91. J.P. Berenger, *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*. Journal of Computational Physics, 1994. 114(2): p. 185-200.
92. C. Tsogka, *Modélisation mathématique et numérique de la propagation des ondes élastiques tridimensionnelles dans les milieux fissures*. Université Paris IX Dauphine. 1999
93. T. Fouquet, *Contenu et utilisation d'ATHENA*. Note technique R&D, 2004.
94. T. Aurusson, *Damping in elastodynamics, theory and computation with Athena3D*. Note R&D, 2015.
95. P.E. Lhuillier, *La simulation du contrôle ultrasonore dans les matériaux complexes à EDF R&D*. Traitements & Matériaux 459, 2019.
96. S. Chen, *Three dimensional Cellular Automaton – Finite Element (CAFE) modeling for the grain structures development in Gas Tungsten/Metal Arc Welding processes*. École Nationale Supérieure des Mines de Paris. 2014.
97. S. Chen, G. Guillemot, C.A. Gandin, *Three-dimensional cellular automaton-finite element modeling of solidification grain structures for arc-welding processes*. Acta materialia, 2016. 115: p. 448-467.
98. R. Quey, P. Dawson, F. Barbe, *Large-scale 3D random polycrystals for the finite element method: Generation, meshing and remeshing*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2011. 200(17): p. 1729-1745.

99. P.E. Lhuillier, *Overview of the recent developments on grain-scale modeling to simulate ultrasonic scattering with a 2D finite element code*. 2013, ICNDE.
100. P.E. Lhuillier, *Numerical simulation of the ultrasonic scattering in polycrystalline material using a grain-scale description of the microstructure*. 9th International Conference on NDE Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components. 2012. Seattle, Washington, USA: European Commission.
101. T. Billotte, *Caractérisation et modélisation des structures de solidification en soudage TIG d'alliages austénitiques*. Université de Lorraine. 2017
102. P. Zhang, *Three-dimensional virtual grain structure generation with grain size control*. Mechanics of Materials, 2012.
103. R. Quey, P.R. Dawson, and F. Barbe, *Large-scale 3d random polycrystals for the finite element method : Generation, meshing and remeshing*. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 200(17):1729 – 1745. 2011.
104. M. Norouziyan, J.A. Turner, *Ultrasonic wave propagation predictions for polycrystalline materials using threedimensional synthetic microstructures: Phase velocity variations*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2019: p. 2171–2180.
105. W. Brostow, J.P. Dussault, B.L. Fox, *Construction of Voronoi polyhedra*. Journal of Computational Physics, 1978. 29(1): p. 81-92.
106. E. Parzen, *On estimation of a probability density function and mode*. The Annals of Mathematical Statistics, 1962. 33: p. 1065-1076.
107. R.J. Roe, W. Krigbaum, *Description of crystallite orientation in polycrystalline materials having fiber texture*. The Journal of Chemical Physics, 1964. 40(9): p. 2608-2615.
108. R.J. Roe, *Description of crystallite orientation in polycrystalline materials. III. General solution to pole figure inversion*. Journal of Applied Physics, 1965. 36(6): p. 2024-2031.
109. F. Bachmann, R. Hielscher, *Texture analysis with MTEX—free and open source software toolbox*. URL <https://mtex-toolbox.github.io/>. 2010.
110. R. Krakow, *MTEX scripts and EBSD supporting : On three-dimensional misorientation spaces*. 2017.
111. A. Van Pamel, P.B. Nagy, M.J. Lowe, *On the dimensionality of elastic wave scattering within heterogeneous media*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2016. 140(6): p. 4360-4366.
112. R. Smith, *The effect of grain size distribution on the frequency dependence of the ultrasonic attenuation in polycrystalline materials*. Ultrasonics, 1982. 20(5): p. 211-214.
113. D. Nicoletti, A. Anderson, *Determination of grain-size distribution from ultrasonic attenuation: transformation and inversion*. 1997: The Journal of the Acoustical Society of America.
114. P. Arguëlles, J.A. Turner, *Ultrasonic attenuation of polycrystalline materials with a distribution of grain sizes*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2017: p. 4347–4353.
115. V. Munikoti, A. Neumann, *Extension of Ahmed & Thompson theory to general elastic plane quasi-wave propagation in textured polycrystalline material*. 1998.
116. J.A. Turner, *Elastic wave propagation and scattering in heterogeneous, anisotropic media: Textured polycrystalline materials*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1999. 106: p. 541.
117. S. Hirsekorn, *The scattering of ultrasonic waves in polycrystalline materials with texture*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1985. 77: p. 832.
118. S. Hirsekorn, *Directional dependence of ultrasonic propagation in textured polycrystals*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1986. 79: p. 1269.
119. L. Yang, J.A. Turner, *Attenuation of ultrasonic waves in rolled metals*. The Journal of the Acoustical Society of America, 2004. 116: p. 3319.
120. L. Yang, O. Lobkis, S. Rokhlin, *Shape effect of elongated grains on ultrasonic attenuation in polycrystalline materials*. Ultrasonics, 2011.

# Liste des communications et publications

## Publications :

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Finite element modelling of ultrasonic attenuation in austenitic stainless steel weld with grain-scale material description in two and three dimensions*, submitted in the Ultrasonics Journal, 2020.

## Proceedings:

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Influence of grain morphology and size on ultrasonic attenuation in polycrystalline isotropic materials*, in QNDE Conference Proceedings. 2019.

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Numerical computation of ultrasonic attenuation in polycrystalline materials with finite element modelling and grain-scale material description*, in ECNDT Proceedings. 2018.

## Présentations orales :

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Finite element modelling of ultrasonic attenuation within polycrystalline materials in two and three dimensions*, in ICU 2019, Bruges, Belgium.

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Influence of grain morphology and size on ultrasonic attenuation in polycrystalline isotropic materials*, in QNDE 2019, Portland, USA.

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Numerical computation of ultrasonic attenuation in polycrystalline materials with finite element modelling and grain-scale material description*, in ECNDT 2018, Gothenburg, Sweden.

## Session de poster :

M. Oudaa, P-E. Lhuillier, P. Guy, Q. Leclere, *Modélisation et détermination expérimentale de l'atténuation ultrasonore dans les matériaux polycristallins*, COFREND 2018, Paris, France.





FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : OUDAA

DATE de SOUTENANCE : 24 Septembre 2020

Prénoms : Massoud

TITRE : Modélisation et détermination expérimentale de l'atténuation ultrasonore dans les matériaux polycristallins.

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2020LYSEI067

Ecole Doctorale N°162: MEGA DE LYON (MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE)

Spécialité : Acoustique

RESUME :

Les performances de détection de défauts des contrôles non destructifs par ultrasons sur les matériaux polycristallins, peuvent être altérées par une forte atténuation du faisceau ultrasonore induite par la diffusion des ondes ultrasonores par les joints de grains. L'objectif de ce travail de thèse est d'identifier les caractéristiques microstructurales influentes sur l'atténuation dans deux types de matériaux : les matériaux isotropes à gros grains – représentés ici par un alliage à base nickel et les matériaux anisotropes texturés, représentés par les soudures en acier austénitique. Une approche de modélisation par éléments finis est implémentée en couplant le code ATHENA<sup>®</sup>, avec une description de la microstructure à l'échelle des grains (GSM). Cette approche permet d'étudier la contribution de la diffusion à l'atténuation des ondes longitudinales dans ces matériaux hétérogènes, en tenant compte de leurs propriétés morphologiques, élastiques et cristallographiques. Des simulations sont effectuées en 2D et 3D pour les deux matériaux. L'atténuation par diffusion est déterminée par deux méthodes. D'une part, elle est calculée à partir de la décroissance de l'amplitude des échos de fond multiples simulés. Dans cette méthode, la contribution de la diffusion par la microstructure est isolée par comparaison avec une atténuation obtenue dans un matériau homogénéisé équivalent. D'autre part, elle est calculée par décomposition du faisceau ultrasonore transmis à travers l'échantillon en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques. Les résultats numériques montrent l'influence de nombreux paramètres sur l'atténuation tels que la taille de grains, la distribution des tailles de grains, l'orientation cristallographique, les joints de grains et la fréquence du capteur. Enfin, les résultats numériques sont comparés avec des données expérimentales et des prédictions théoriques obtenues par des modèles analytiques. Cette comparaison montre la capacité de l'approche GSM, notamment la simulation 3D à reproduire l'atténuation par diffusion dans les microstructures complexes de matériaux isotropes non texturés et anisotropes texturés.

MOTS-CLÉS : diffusion, atténuation ultrasonore, matériaux polycristallins, modélisation par éléments finis.

Laboratoire de recherche : Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA - INSA de Lyon)

Directeur de thèse : M. Quentin LECLERE

Co-directeur de thèse : M. Philippe GUY

Composition du jury :

Rapporteurs : M. Joseph MOYSAN, M. Michel DARMON

Examineurs : Mme. Claire PRADA, Mme. Bing TIE, M. Michel CASTAINGS, M. Rachid EL GUERJOURA

Directeur de thèse : M. Quentin LECLERE

Encadrant de thèse : M. Pierre-Emile LHUILLIER

Invité : M. Philippe Guy