



HAL
open science

Propagation des ondes ultrasonores dans les alliages de titane à fort fibrage : cohérence spatiale et diffusion multiple

Aurélien Baelde

► **To cite this version:**

Aurélien Baelde. Propagation des ondes ultrasonores dans les alliages de titane à fort fibrage : cohérence spatiale et diffusion multiple. Acoustique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066271 . tel-02367464

HAL Id: tel-02367464

<https://theses.hal.science/tel-02367464>

Submitted on 18 Nov 2019

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.

Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI

UFR de Physique

Ecole Doctorale : **Physique en Île de France**

Spécialité : **Acoustique Physique**

Présentée par :

Aurélien Baelde

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

Propagation des ondes ultrasonores dans les alliages de titane à fort fibrage : cohérence spatiale et diffusion multiple

Sous la direction de : **Claire Prada et Mathias Fink**

Soutenue le 16 novembre 2017

Devant le jury composé de :

Eric Larose	CNRS, ISTERRE	Rapporteur
Alain Lhemery	CEA LIST	Rapporteur
Francine Luppé	Université du Havre, LOMC	Examinatrice
Tony Valier-Brasier	UPMC, Institut Jean Le Rond d'Alembert	Examinateur
Renald Brenner	UPMC, Institut Jean Le Rond d'Alembert	Examinateur
Claire Prada	CNRS, Institut Langevin	Directrice de thèse
Mathias Fink	ESPCI, Institut Langevin	Co-Directeur de thèse
Frédéric Jenson	Safran Tech	Membre invité



Remerciement

Je tiens premièrement à remercier Claire Prada avec qui j'ai passé trois excellentes années de doctorat. J'ai trouvé son encadrement idéal et j'ai énormément apprécié nos interactions sur le plan scientifique et mais également humain. Sa grande modestie n'a d'égal que son excellence scientifique, deux points sur lesquels elle m'a appris de nombreuses choses.

Je souhaite également remercier Mathias Fink, pour avoir convaincu SAFRAN de proposer mon sujet de thèse, et d'avoir suivi mes avancées d'un œil bienveillant et toujours pertinent.

Il m'est impossible de ne pas citer Jérôme Laurent, l'homme qui murmure à l'oreille des électroniques multivoies (mais pas seulement), sans qui aucune des expériences présentées dans ma thèse n'aurait été possible. Je lui souhaite bonne chance dans ces nouvelles aventures et bon courage aux doctorants qui ne pourront bénéficier de ses compétences affûtées en physique, électronique et bricolage en tout genre.

Je souhaite également remercier mes rapporteurs, Éric Larose et Alain Lhemery, d'avoir acceptés et pris le temps d'évaluer mon manuscrit. Je remercie également les examinateurs de ma thèse, Francine Luppé, Renald Brenner et Tony Valier-Brasier d'avoir étudié de manuscrit et participé au jury de soutenance.

Je remercie également mes collègues de Safran Tech, notamment Frédéric Jenson, qui m'a encadré à partir de ma deuxième année de thèse. J'ai beaucoup aimé travailler avec lui et j'ai particulièrement apprécié son style de management ainsi que son esprit d'analyse acéré. N'oublions pas Mathieu Ducouso, Thierry Le Polles, Edward Romero « Bonne nuit », Benoit Gerardin et Olivier Ghibaudo du pôle CND, mais également tous les collègues du pôle TSI, notamment Daniel Duclos qui m'a recruté dans le pôle, ainsi que les plus anciens du pôle que j'ai eu le temps de connaître : Jorge Hernandez, Marie Kuate Lienou, Hélène Vorobieva, Estelle Parra, Sylvaine Picard, Yann Le Guilloux, Sébastien Razakarivony, Alexis Huck, Mina Abdel Sayed, Mohammed El Badaoui, Axel Barrau, Véronique Brion, Michel Moukari, Haithem Boussaid, Vincent Morard et David Tourais. Je souhaite également remercier mes collègues des autres pôles avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir de manière très constructive, notamment Immanuel Von Thungen et Mickael Piellard.

D'un point de vue Groupe SAFRAN, je souhaite remercier Richard Coulette pour avoir initialement porté le sujet de thèse, Warida Ben Khalifa, Pierre Delaleau ainsi que l'équipe d'Yvan Hosdey. Je remercie la société TIMET, plus particulièrement Yvon Millet et Julien Jourdan de nous avoir fourni les échantillons de titane indispensables pour la réalisation de mon travail de thèse mais également pour les nombreuses informations sur la métallurgie de titane qui nous ont particulièrement aidés pour appréhender ce matériau complexe.

Je remercie également Sun Fan, chercheur au laboratoire de métallurgie de Chimie Paris, pour avoir pris de temps de réaliser avec moi les caractérisations des échantillons de titane par EBSD et macrographie.

Il ne faut bien sûr pas oublier notre équipe de gestion de choc : Marjolaine Vernier, qui à force de négociation m'a permis de profiter de la cantine de l'Institut, ainsi que Christelle

Jacquet et Laurine Simandre qui m'ont beaucoup aidé dans mes problématiques administratives, et avec qui j'ai pris grand plaisir à participer à l'organisation de la conférence « The Magic of Waves ». Je remercie également Patricia Daenens pour son aide à la fois administrative et pratique, à la fois lors de mon doctorat mais également lors de mes études à l'ESPCI, où celle-ci avait grandement contribué au démarrage de l'association Langevinium.

Je ne peux bien sûr pas oublier le bureau R31 et ses éminents membres : Olivier « Toutoune » Thouvenin, Vincent Bacot, Marion Imbault notre future PUPH, Peng Xiao, Yann Dessailly, Jean-Baptiste Laudereau le théoricien de la vie, Clément Dupuy le tourneur sur bois, Florian « Bi » Bigourdan, Kammel Rachedi notre expert en diplomatie, Slava Mazlin « Comment ça va? », Sander Wildeman et enfin Laurine Simandre, qui bien que n'étant pas doctorante, était tout de même membre de ce bureau par le temps qu'elle y passait. Je n'oublie bien sûr pas Elodie Perros, dont la finesse d'analyse n'a d'égal que sa connaissance des produits santé et bien-être, Samuel Metais, Nancy Rhabany, Léo Puyo « Sama », Simon Yves, Claire « Marvel » Li, Margaux Thieury, Clotilde Prophète notre maman en miniature, ainsi que le détective François Bruno.

Je remercie également les doctorants ayant déménagé sur le site de Bastille au cours de ma thèse : Justine Robin ma coéquipière dans l'arène politique qu'est l'Institut Langevin, Charlotte Constans, Guillaume Maimbourg, Jérôme Baranger et Victor Finel.

Je souhaite également remercier les amis de PC que j'ai eu grand plaisir à continuer à fréquenter après la fin du cycle ingénieur : Capitaine Vincent Cuzuel, Gabriel Cournelle et Edouard Lees, Guillaume Chatté mon compère de Hapkido, François Bargain « Scandale! », Kejian Wang, Nicolas Guillochon, Pierre-Albert Colcomb et Kevin Prieur.

Je tiens également à remercier mes parents et grand parents qui m'ont soutenu dans mes projets et ont financé mes études. Une petite pensée également pour mes petits frères Maxime et Justin qui poursuivent les efforts de nos parents et poursuivent leurs projets personnels et professionnels de manière brillante. Je pense également à mes beaux-parents qui m'ont fait confiance pour emmener leur fille sur Paris. Et bien sûr, je ne puis oublier mon épouse Floriane, qui m'a soutenue tout au long de ma thèse. Que de chemin parcouru ensemble, et ce n'est pas terminé!

Table des matières

1 Propagation des ultrasons dans les alliages de titane	5
1.1 Propagation des ultrasons dans les solides	5
1.1.1 Dans un solide monocristallin	5
1.1.2 Dans un solide polycristallin	9
1.1.3 Fondamentaux de diffusion multiple	12
1.2 Le Contrôle non Destructif	17
1.2.1 Méthode Multizone	18
1.3 Métallurgie du titane	19
1.3.1 Propriétés du titane pur	19
1.3.2 Les alliages de titane : un matériau complexe multi-échelle	20
1.3.3 Caractérisation des échantillons de titane utilisés	24
1.3.4 Liens entre microstructure et mécanismes de forge du titane	27
1.4 Propagation en milieu constitué de diffuseurs allongés	31
1.4.1 Etat de l'art	32
1.4.2 Mesure et modélisation de la vitesse des ondes longitudinales	35
1.4.3 Mesure de la longueur d'extinction	38
1.5 Conclusion	41
2 Étude du champ rétrodiffusé pour la détermination de l'allongement des macrozones	43
2.1 Détection de la direction d'élongation des macrozones	43
2.1.1 Matrice inter-élément	44
2.1.2 Variabilité de l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de la sonde multi-éléments	45
2.1.3 Approche par faisceaux focalisés	49
2.1.4 Conclusion et valorisation	51
2.2 Détectabilité d'un défaut en présence de macrozones allongées	51
2.2.1 Étude de l'atténuation en fonction de l'angle du faisceau par rapport à l'axe de la billette	52
2.2.2 Détection d'un trou à fond plat	52
2.3 Lien entre intensité et cohérence spatiale du champ rétrodiffusé	56
2.3.1 Lien théorique entre intensité et cohérence spatiale	56
2.3.2 Illustration de l'anisotropie de la cohérence spatiale du champ ultrasonore	58

2.3.3	Utilisation de la cohérence pour déterminer la direction d'élongation des macrozones	60
2.4	Modélisation de la propagation de la cohérence du champ rétrodiffusé et de l'intensité	63
2.4.1	Relation entre microstructure et cohérence du champ propagé	63
2.4.2	Application à la modélisation de l'intensité	64
2.5	Conclusion	69
3	Impact de la diffusion multiple sur la cohérence	71
3.1	Estimateur de la proportion de diffusion simple	72
3.1.1	Matrice inter-éléments en régime de diffusion simple et multiple	72
3.1.2	Estimateur de la proportion de diffusion simple	76
3.1.3	Application à des billes de verre et à une forêt de tiges	81
3.1.4	Application aux alliages de titane	83
3.1.5	Effet du capteur multi-éléments	84
3.1.6	Utilisation de la rétrodiffusion cohérente pour la détection de la diffusion multiple	85
3.1.7	Conclusion	90
3.2	Simulation de l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ	90
3.2.1	Principe et configuration des simulations	90
3.2.2	Détermination de la vitesse effective et du libre parcours moyen de diffusion	91
3.2.3	Étude de l'influence du libre parcours moyen de diffusion sur la cohérence spatiale	93
3.2.4	Conclusion	96
3.3	Conclusion	97
4	Approche de la propagation des ultrasons dans des pièces forgées réelles	101
4.1	Cartographie de la direction d'élongation à l'aide d'ondes focalisées	102
4.1.1	Cartographie des macrozones du TA6V et Ti17	102
4.1.2	Méthode de détermination de l'orientation réelle des macrozones	105
4.2	Détermination de la direction d'élongation des macrozones à l'aide d'une sonde matricielle	108
4.2.1	Principe	109
4.2.2	Application à une forêt de tiges et aux alliages de titane	111
4.3	Impact d'une interface courbe	113
4.3.1	Impact sur la détermination de la direction d'élongation des macrozones	113
4.3.2	Impact sur la détermination de la proportion de diffusion simple	114
4.4	Prédiction de l'élongation des grains	119
4.4.1	Représentations actuelles du fibrage	120
4.4.2	Nouvelle représentation : le fibrage elliptique	121
4.5	Conclusion	123

A Annexes	137
A.1 Image en Microscopie électronique du Ti17 et observation des lamelles	137
A.2 Calcul de l'ouverture effective dans le cas d'un transducteur plan	138
A.3 Résolution de l'intégrale d'intensité rétrodiffusée par méthode Monte Carlo .	138
A.4 Impact de la taille des fenêtres pour le calcul de la proportion de diffusion simple	141
A.5 Filtre de diffusion multiple développé initialement par Alexandre Aubry . . .	142
A.6 Impact de la présence d'une interface plane sur la loi de phase de l'estimateur de diffusion simple	144
A.7 Algorithme numérique de focalisation à travers une interface courbe	146
A.8 Détermination de la loi de phase numérique des matrices inter-éléments . . .	148

Table des figures

1	Étapes de fabrication d'un disque.	2
1.1	Types d'arrangements atomiques.	6
1.2	Notations utilisées.	7
1.3	Régimes de diffusion	13
1.4	Différents types de géométrie de transducteurs multi-éléments.	18
1.5	Méthode Multizone	18
1.6	Phases α et β	20
1.7	Classification des alliages de titane	21
1.8	Diagramme de transition de phases cristalline du titane pur	22
1.9	Étapes de fabrication d'une pièce en alliage de titane	23
1.10	Microstructures du TA6V et Ti17	24
1.11	Échantillons de TA6V et Ti17	25
1.12	Exemple de cubes utilisés pour la caractérisation des alliages de titane.	25
1.13	Caractérisation des deux billettes de TA6V et Ti17	26
1.14	Morphologie et orientation cristalline des alliages de titane	28
1.15	Étapes de forge d'un lingot vers une billette	29
1.16	Mécanisme fondamental de réduction de la taille des grains β	30
1.17	Mécanisme du forgeage final du TA6V et du Ti17.	31
1.18	Répartition simplifiée de l'énergie par un diffuseur elliptique	33
1.19	Résumé des différentes sources d'anisotropies possibles dans un matériau	36
1.20	vitesse longitudinale et transverse en fonction rapport d'aspect des grains	38
1.21	Schéma du principe de mesure du libre parcours d'extinction.	39
1.22	Atténuation en fonction de la fréquence d'excitation	41
2.1	Schéma de la configuration de mesure d'une matrice inter-élément.	44
2.2	Matrice inter-élément mesurée dans le cas d'un unique diffuseur.	45
2.3	Dispositif expérimental	46
2.4	Échantillons modèles	47
2.5	Intensité rétrodiffusée par la forêt de tiges	47
2.6	Intensité rétrodiffusée par des billes de verre	48
2.7	Intensité normalisée pour une forêt de tiges, le TA6V et le Ti17.	49
2.8	Configuration expérimentale de l'utilisation de faisceaux focalisés	50
2.9	Intensité normalisée à diverses profondeurs de focalisation	51
2.10	Positionnement de la sonde	52

TABLE DES FIGURES

2.11	Longueur d'extinction en fonction de la fréquence d'atténuation	53
2.12	Dispositif de détection des TFP	53
2.13	Rapport signal à bruit calculé en fonction de la durée des fenêtres.	54
2.14	Méthode DORT	56
2.15	Surface iso-phase du champ rétrodiffusé par deux types de microstructures	58
2.16	Schéma de la configuration expérimentale	59
2.17	Corrélation spatiale du champ transmis	59
2.18	Signaux de cohérences diverses	60
2.19	Cohérence du champ rétrodiffusé par un miroir aléatoire	61
2.20	Fonction de corrélation spatiale du champ rétrodiffusé	62
2.21	Déformation du faisceau par diffraction par l'interface.	66
2.22	Intensité rétrodiffusée modélisée dans le TA6V	68
2.23	Intensité rétrodiffusée modélisée dans trois microstructures	69
3.1	Calcul de la matrice inter-éléments en diffusion simple.	73
3.2	Partie réelle d'une matrice inter-éléments	74
3.3	Matrice inter-éléments en diffusion simple multiple	76
3.4	Biais de l'estimateur de la proportion de diffusion simple	79
3.5	Résidu de la projection	81
3.6	Dispositif expérimental	81
3.7	Proportion de diffusion simple dans une forêt de tiges et des billes de verre	82
3.8	Proportion de diffusion simple dans le TA6V et le Ti17	84
3.9	Schéma du développement de la diffusion multiple	85
3.10	Cône de rétrodiffusion cohérente	87
3.11	Configuration expérimentale	88
3.12	Cône de rétrodiffusion cohérente dans le TA6V et le Ti17	89
3.13	Focalisation du faisceau	91
3.14	Grille de calcul	92
3.15	Coefficients c_{ij} et propagation des ondes	93
3.16	Impact du libre parcours moyen de diffusion sur les faisceaux focalisés	94
3.17	Fonction de corrélation spatiale pour différentes valeurs du rapport F/O.	95
3.18	Fonction de corrélation à différents libres parcours moyens de diffusion.	96
3.19	Aire de la fonction de corrélation pour différents libre parcours moyen	97
4.1	Ajustement des courbes intensité-angle à l'aide du modèle gaussien	103
4.2	Illustration de la mesure de direction effective	103
4.3	Configuration expérimentale de cartographie de la direction d'élongation	104
4.4	Cartographie de la direction d'élongation dans le TA6V.	105
4.5	Cartographie de la direction d'élongation dans le Ti17.	106
4.6	Principe de la détermination de la direction d'élongation vraie	107
4.7	Dispositif expérimental	109
4.8	Procédure de détermination de la direction d'élongation des diffuseurs	110
4.9	Traitement de la fonction de corrélation	111
4.10	Angle de l'ellipse en fonction de la profondeur dans une forêt de tiges	112
4.11	Angle de l'ellipse dans le TA6V en fonction de la profondeur	112

TABLE DES FIGURES

4.12	Acquisition d'une matrice inter-élément avec passage d'interface	114
4.13	Intensité rétrodiffusée par le TA6V et Ti17	114
4.14	Matrice inter-éléments	115
4.15	Chemins de diffusion simple à travers une interface complexe.	117
4.16	Loi de phase de la matrice inter-éléments	117
4.17	Matrice inter-éléments simulée après passage d'interface	118
4.18	Lois de phase mesurées et simulées sur une billette de TA6V	119
4.19	Proportion de diffusion simple avec passage d'interface	120
4.20	Représentation du fibrage sous forme de lignes et cercles	121
4.21	Billette et du disque forgé final	122
4.22	Disque brut de forge et ellipses déformées	122
4.23	Comparaison entre disque simulé et après macrographie	123
A.1	Images en microscopie électronique à balayage du Ti17	137
A.2	Proportion de diffusion simple enregistrée dans une forêt de tiges	141
A.3	Rotation de la matrice inter-élément	143
A.4	Impact de la présence d'une interface sur la réfraction des rayons acoustiques	144
A.5	Focalisation d'une onde à travers une interface	147
A.6	Loi de retard utilisée pour focaliser à travers des interfaces courbées	148
A.7	Dix réalisations de la loi de phase	148

Liste des tableaux

1.1	Régimes d'atténuation	10
1.2	Composition du TA6V et du TI17	21
1.3	Coefficients élastiques du titane en phase α	37
1.4	Coefficients élastiques effectifs du polycristal	37
2.1	Rapport signal à bruit	55

Introduction

Le contrôle non destructif par ultrason est très utilisé dans les industries aéronautiques (SAFRAN, General Electric) ou nucléaires (AREVA, EDF) pour l'inspection de pièces critiques. En effet, nombre de ces pièces sont soumises à des températures et pressions très importantes et fonctionnent à la limite de leurs performances physiques. Afin d'assurer la sécurité de leur fonctionnement, elles sont contrôlées par différentes modalités : ultrasons, rayons X, ressuage ou courants de Foucault. L'avantage des ultrasons est leur faible coût de mise en oeuvre et leur capacité à explorer les pièces dans tout leur volume. Les alliages de titane sont un matériau de choix pour la fabrication de pièces aéronautiques grâce à leur excellente résistance mécanique et leur faible densité. La qualité des contrôles ultrasonores est fortement influencée par la microstructure des pièces étudiées, et les alliages de titane sont particulièrement difficiles à contrôler. En effet, leur microstructure est multi-échelle, multi-phasique et peut présenter un fort fibrage. Le fibrage correspond à l'élongation de la forme géométrique des 'grains' des polycristaux et cette microstructure complexe génère, lors des contrôles ultrasonores, un bruit pouvant masquer l'écho d'un défaut ou d'un élément dangereux pour l'intégrité physique de la pièce.

La problématique générale de cette thèse est :

Comment les ondes ultrasonores se propagent-elles aux fréquences usuelles de contrôle dans les alliages de titane ?

Nous nous sommes intéressés à deux types de pièces : les billettes et les disques, réalisés dans deux alliages de titane : le TA6V et le Ti17. Les étapes de fabrication des disques sont illustrées en figure 1. Les lingots de titane sont forgés par les élaborateurs matière (la société TIMET par exemple), afin d'obtenir une billette. SAFRAN achète ces billettes et les forge à nouveau pour obtenir des disques montés ensuite dans leurs produits. Les disques sont contrôlés par ultrason après avoir été pré-usinés à faces planes pour permettre le contrôle, puis sont usinés pour obtenir la pièce finale. Lors des différentes étapes du processus de forge, la microstructure des alliages est transformée. Ainsi, le résultat final de la forge dépend fortement de la structure initiale de la pièce à forger : le processus thermo-mécanique suivi par la pièce est une variable cruciale pour comprendre sa microstructure.

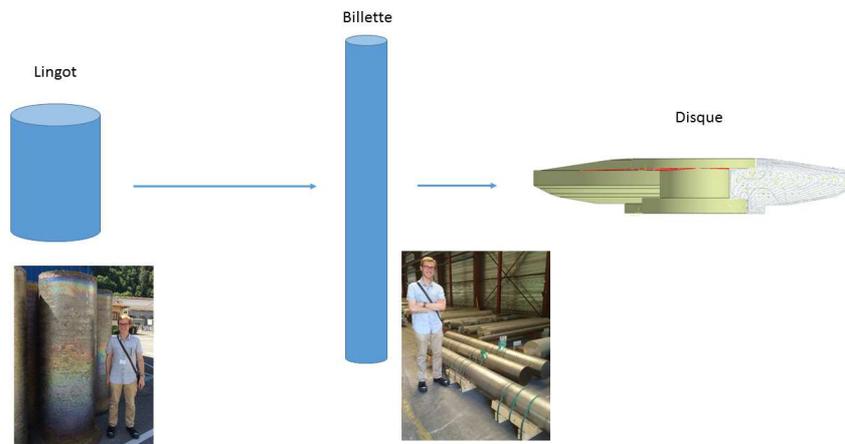


FIGURE 1: Étapes de fabrication d'un disque. Le lingot est forgé en billette puis la billette est forgée pour obtenir un disque.

Nous avons donc étudié expérimentalement divers aspects de la propagation tels que vitesse, atténuation, anisotropie, bruit rétro-diffusé, diffusion multiple, et tenté le plus souvent d'expliquer nos observations par des modèles simples.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres. Le premier chapitre porte sur les propriétés et la caractérisation de la microstructure des alliages de titane, et dresse un état de l'art de la propagation des ultrasons dans ces alliages. Tout d'abord, l'état de l'art traite de la propagation des ultrasons dans les monocristaux et polycristaux et des concepts de diffusion simple et multiple. Ensuite, les propriétés des alliages de titane et notamment le lien entre mécanisme de forge et microstructure sont exposés. En effet, la propagation des ultrasons dans les alliages de titane dépend fortement de leur microstructure, qui elle-même dépend de leur histoire thermo-mécanique. Nous analysons l'histoire thermo-mécanique des billettes en TA6V et Ti17 et montrons que leurs microstructures sont très différentes. Cette observation est la base de toute la suite des travaux de cette thèse et un second état de l'art spécifique aux polycristaux à grains allongés est réalisé. Par une étude expérimentale sur différents échantillons d'alliage de titane, nous observons l'influence de l'anisotropie de la microstructure sur l'atténuation et les vitesses et les comparons à la littérature.

Le second chapitre s'intéresse plus particulièrement à l'étude du champ ultrasonore rétrodiffusé par les alliages de titane, et à sa cohérence spatiale, à l'aide d'un transducteur multi-éléments linéaire. Nous montrons que la mesure de l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de la sonde permet de déterminer la direction d'élongation des macrozones, et donc de réaliser une mesure locale non destructive de cette propriété de la microstructure. Ensuite, nous utilisons cette dépendance pour améliorer le rapport signal à bruit lors de la détection d'un trou à fond plat dans une pièce présentant des macrozones allongées. D'autre part, l'expérience de mesure de l'intensité rétrodiffusée est modélisée et montre que la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé joue un rôle important sur la variabilité de l'intensité en fonction de l'angle de la sonde. Nous étudions notamment l'influence des longueurs de corrélation spatiale de la microstructure sur ce modèle.

L'objectif du troisième chapitre est double : évaluer l'importance de la diffusion mul-

multiple présente dans les alliages de titane et étudier son impact sur la cohérence spatiale. Premièrement, un outil d'étude de la diffusion multiple est présenté : l'estimateur de la proportion de diffusion simple. Nous présentons l'outil initialement introduit par Aubry et Derode en proposant une écriture matricielle permettant de le simplifier, et l'utilisons pour estimer la proportion de diffusion simple. L'estimateur est ensuite appliqué à des milieux modèles (forêt de tiges, billes de verre) et à des billettes en alliage de titane afin de déterminer le régime de diffusion prépondérant dans ces pièces. L'influence de l'élongation des macrozones, de la forme et du positionnement des éléments du capteur est discutée. Les résultats de cette étude sont confirmés par la mesure du cône de rétrodiffusion cohérente, un phénomène physique spécifique à la diffusion multiple. Deuxièmement, l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé est évalué par simulation. Plus particulièrement, nous étudions l'évolution de la fonction de corrélation spatiale lorsque le libre parcours moyen de diffusion diminue. Nous proposons ensuite une méthode de mesure basée sur ces simulations du libre parcours moyen de diffusion à partir du bruit rétrodiffusé.

Le dernier chapitre propose des adaptations des méthodes étudiées précédemment aux pièces industrielles. Premièrement, une méthode de cartographie de la direction des macrozones est proposée et testée sur les billettes de TA6V et Ti17. Cependant, cette méthode mesure la projection de la direction d'élongation des macrozones et non leur direction d'élongation vraie. Nous proposons donc une technique permettant de dépasser cette limite. Ensuite, une méthode alternative, utilisant un transducteur multi-éléments matriciel et un algorithme développé pour des applications médicales, est proposée et testée sur des milieux modèles et sur le TA6V. Par ailleurs, l'impact d'une interface complexe, généralement rencontrée sur les pièces réelles, sur l'intensité rétrodiffusée et l'estimateur de la proportion de diffusion simple est étudié. Nous adaptons l'estimateur de la proportion de diffusion simple au cas d'une interface complexe suffisamment régulière et le validons expérimentalement sur une interface cylindrique. Enfin, nous proposons une nouvelle représentation du fibrage des pièces forgées permettant de visualiser la forme des macrozones, notamment au cours du processus de forge.

Chapitre 1

Propagation des ultrasons dans les alliages de titane

Ce premier chapitre rassemble des éléments de base sur la propagation ultrasonore dans les polycristaux, le contrôle non destructif et la microstructure des alliages de titane. La première partie traite de la propagation des ondes ultrasonores dans les monocristaux et les polycristaux, et notamment du phénomène de diffusion multiple, largement étudié dans cette thèse. Une fois ces concepts de physique présentés, nous rappelons les méthodes classiques de contrôle non destructif des pièces utilisées chez SAFRAN, la méthode "Multizone". Une grande partie des pièces critiques d'équipement aéronautique (disques, arbres, trains d'atterrissage) sont réalisées en alliages de titane, matériaux faisant l'objet de la troisième partie. Nous étudions la microstructure de ces alliages et proposons une explication simplifiée des interactions entre mécanismes de forgeage et microstructure, à destination des physiciens non spécialistes de métallurgie. Enfin, en quatrième partie, la propagation des ondes ultrasonores dans des milieux présentant des diffuseurs allongés est étudiée, d'abord à travers un état de l'art, puis par des mesures de la vitesse et de l'atténuation des ondes ultrasonores.

1.1 Propagation des ultrasons dans les solides

Cette partie est dédiée à la présentation de la propagation des ondes ultrasonores dans les monocristaux et puis les polycristaux. Ensuite, les concepts fondamentaux de diffusion multiple sont présentés.

1.1.1 Dans un solide monocristallin

La propagation des ondes dans les monocristaux forme la base de la compréhension de la propagation des ondes dans les milieux complexes. Cette section étudie la résolution de l'équation d'onde dans un monocristal de symétrie donnée.

Généralités sur les ondes et la matière

Une onde élastique est un phénomène de propagation d'une déformation locale d'un milieu solide. Cette déformation est créée par une rupture locale des conditions d'équilibre du milieu et sa propagation est décrite par l'équation d'onde. L'équation est ensuite résolue pour une onde plane monochromatique, ce qui conduit à l'équation de Christoffel. Les concepts détaillés ci-après sont majoritairement extraits du livre de Royer et Dieulesaint [63]

La matière est un ensemble d'atomes dont la nature chimique et l'arrangement spatial influencent considérablement les propriétés mécaniques. Si les atomes sont parfaitement ordonnés et très faiblement mobiles, on dira que la matière est cristalline. Si les atomes sont mobiles et ne forment pas de structure particulière, la matière sera alors liquide ou gazeuse. On peut distinguer plusieurs types de solides en fonction de l'arrangement des atomes dans l'espace. Si l'arrangement des atomes est aléatoire mais que ceux-ci sont figés dans l'espace, on parlera de solide amorphe. Le verre utilisé pour la fabrication de récipients ou de vitres est un exemple de solide amorphe. La croûte du pain est également un exemple de solide amorphe. À contrario, si les atomes sont parfaitement organisés selon un arrangement périodique, on parle de solide cristallin ou de monocristal. Un polycristal est un état intermédiaire où le solide est constitué d'un ensemble de monocristaux tous désorientés les uns par rapport aux autres. Ces sous-structures sont appelées les "grains" ou "cristallites" du polycristal. Les alliages métalliques utilisés dans l'industrie aéronautique ou nucléaire (acier, titane) sont des polycristaux. Les panneaux solaires en silicium polycristallin sont un autre exemple.

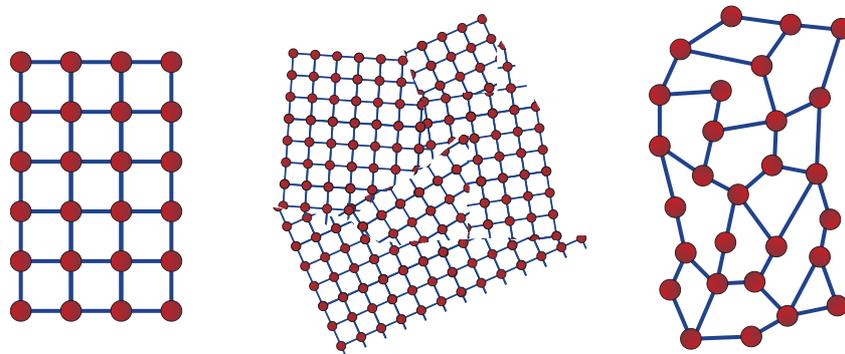


FIGURE 1.1: Types d'arrangements atomiques : (gauche) monocristal, (centre) polycristal, (droite) solide amorphe

Démonstration de l'équation d'onde en milieu monocristallin

La propagation d'une onde élastique dans un monocristal est décrite par l'équation de Christoffel, résolue ci-après. La convention d'Einstein sur les indices répétés est utilisée [63].

Soit un point M d'un solide, de coordonnées x dans un espace à trois dimensions. Si on déforme le solide de manière quelconque, M se déplace des coordonnées x aux coordonnées x' . Le déplacement du point M est défini par le vecteur déplacement $u = x' - x$. Soit deux points M et N voisins dans le solide, le solide se déforme si le vecteur déplacement n'est

pas le même pour les deux points M et N. Sinon, le solide a subi soit une translation, soit une rotation, soit une composition de ces deux mouvements. Le vecteur déplacement u est défini en tout point du solide. À partir du vecteur déplacement, le tenseur de déformation S est défini par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.1)$$

S_{ij} est la partie symétrique du gradient des déplacements et représente la déformation du solide, sans tenir compte des translations ou rotations.

Un solide se déforme sous l'influence de forces externes. Il se forme dans le solide déformé des tensions mécaniques qui tendent à ramener le solide dans son état d'équilibre. Soit un élément de surface dS quelconque dans un solide de normale \vec{l} , la tension mécanique est un vecteur nommé \vec{T} égal à la force exercée par unité de surface :

$$\vec{T} = \frac{d\vec{F}}{dS} \quad (1.2)$$

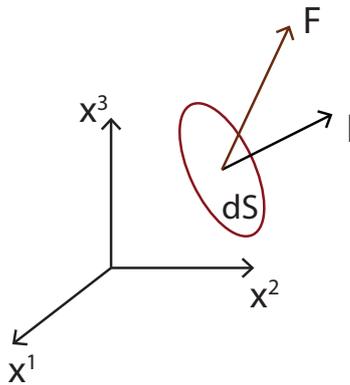


FIGURE 1.2: Notations utilisées

Dans un solide, contrairement à un fluide, les efforts de cisaillement se transmettent à travers les surfaces, c'est à dire que le vecteur contrainte \vec{T} n'est pas nécessairement colinéaire à \vec{l} . Le tenseur de déformation et le tenseur de contrainte sont reliés par le tenseur des rigidités élastiques c_{ijkl} de la manière suivante :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (1.3)$$

Cette relation a été énoncée par Hooke au dix-septième siècle dans le cas simplifié de l'allongement d'un fil. Elle suppose que le solide se comporte de manière linéaire, donc que les déformations ne sont pas trop importantes dans le solide. Le tenseur des rigidités

c_{ijkl} possède 81 composantes qui peuvent être réduites à 21 car les tenseurs T_{ij} et S_{kl} sont symétriques. Il est généralement écrit sous la forme d'une matrice 6x6 avec la convention d'indice de Voigt :

$$\begin{aligned} (11) &\leftrightarrow 1 & (22) &\leftrightarrow 2 & (33) &\leftrightarrow 3 \\ (23) = (32) &\leftrightarrow 4 & (13) = (31) &\leftrightarrow 5 & (12) = (21) &\leftrightarrow 6 \end{aligned} \quad (1.4)$$

Avec $\alpha \leftrightarrow (ij)$ et $\beta \leftrightarrow (kl)$ la loi de Hooke s'écrit :

$$T_\alpha = c_{\alpha\beta} S_\beta \quad (1.5)$$

Si le solide est traversé par un ébranlement, chaque point du milieu est mis en mouvement. Ainsi, le déplacement de chaque point matériel évolue au cours du temps. Si on applique la loi de Newton sur un petit volume V du solide, de masse volumique ρ , soumis à une densité de force \vec{f} , on obtient l'équation fondamentale suivante :

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + f_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

Si on néglige la densité de force, c'est à dire la gravité dans la plupart des cas, et en injectant la loi de Hooke (1.3) dans (1.6) on obtient l'équation d'onde :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.7)$$

Solution de type ondes planes

Cherchons une solution sous forme d'ondes planes du type :

$$u_i = U_i F(\vec{n} \cdot \vec{x} - Vt) = U_i F(n_j x_j - Vt) \quad (1.8)$$

avec U_i la polarisation de l'onde, \vec{n} la direction de l'onde plane, t le temps et V la vitesse de phase de l'onde plane. Afin de déterminer la vitesse de phase V et la polarisation U_i , on injecte (1.8) dans (1.6) pour obtenir l'équation de Christoffel :

$$\rho V^2 U_i = c_{ijkl} n_j n_k U_l = \Gamma_{il} U_l \quad (1.9)$$

L'équation (1.9) montre que les vitesses de phase et les polarisations des ondes planes se propageant dans la direction \vec{n} dans un cristal de rigidité c_{ijkl} sont les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$. Le tenseur Γ_{il} est un tenseur d'ordre 2, donc une matrice, de taille 3×3 . Il y a donc au plus trois valeurs propres et trois vecteurs propres

associés. Bien sûr, ces sous-espaces peuvent être dégénérés, notamment dans le cas d'un solide isotrope. Physiquement, on associe à chaque valeur propre une vitesse dans le milieu, et à chaque vecteur propre, la direction d'un vecteur polarisation de l'onde dans le milieu. Les polarisations sont classifiées comme suit : le vecteur polarisation le plus proche de \vec{n} est appelé polarisation pseudo-longitudinale, et les deux autres pseudo-transverse. Ainsi, dans une direction donnée, les trois vitesses de phase sont solutions de l'équation séculaire :

$$|\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{ij}| = 0 \quad (1.10)$$

À chaque vitesse correspond une polarisation, c'est à dire une direction du vecteur déplacement de la matière. En résumé, dans un monocristal, il existe au plus trois polarisations : une pseudo longitudinale et deux pseudo transverses. Chaque polarisation possède une célérité propre, dépendant de la direction de propagation de l'onde.

1.1.2 Dans un solide polycristallin

Un polycristal est un matériau solide constitué d'une multitude de monocristaux tous désorientés les uns par rapport aux autres. La propagation dans ce type de milieu est donc beaucoup plus complexe que celle dans un monocristal.

Origine physique de la diffusion des ondes et influence sur le contrôle non destructif

Un polycristal est un milieu hétérogène dont les grains (monocristaux) ont tous des orientations différentes. Or chaque monocristal est un cristal anisotrope. Ainsi, les constantes élastiques des cristaux, exprimées dans un repère fixe, changent à chaque changement de grain. Du point de vue de l'onde ultrasonore, il existe un contraste d'impédance acoustique entre deux grains. Une fraction de l'énergie de l'onde est alors déviée dans toutes les directions à cause de la forme complexe des grains. À l'inverse, si le matériau est constitué de cristaux complètement isotropes, alors tous les grains sont identiques : la notion de grain n'a plus de sens et l'onde se propage dans un milieu isotrope. De même, si on suppose que les grains sont constitués d'un cristal anisotrope, mais qu'ils sont tous orientés exactement dans la même direction, alors la notion de grain n'existe plus et l'onde se propage dans un milieu anisotrope homogène. Le phénomène de réflexion sur les bords des grains est appelé "diffusion" (ou scattering en anglais) des ondes ultrasonores et est généralement considéré comme la principale source de perturbation que subissent les ultrasons dans les métaux. L'absorption est généralement négligée au profit de l'atténuation par diffusion.

La diffusion des ondes a deux conséquences :

- L'atténuation et la distorsion du faisceau ultrasonore au cours de sa propagation
- La génération de bruit de structure par rétrodiffusion d'une partie de l'énergie de l'onde vers le transducteur émetteur

Si le matériau est constitué de plusieurs phases, alors il existe simultanément des contrastes de densité et de constantes élastiques à l'intérieur des grains. Pour modéliser la propagation

des ondes ultrasonores dans les polycristaux, on cherche à calculer le plus généralement les paramètres suivants :

- le coefficient d'atténuation α
- les vitesses longitudinales et transversales
- les paramètres de transport : libre parcours moyen de diffusion l_e et constante de diffusion D

Travaux fondateurs

Les premiers travaux sur la propagation dans les polycristaux se sont concentrés sur les propriétés d'atténuation et de vitesse de l'onde. L'atténuation entraîne une perte d'amplitude de l'onde. C'est un phénomène très gênant en contrôle non destructif car les échos générés par d'éventuels défauts peuvent devenir trop faibles pour être détectés. La perte d'amplitude est liée à trois phénomènes : la diffusion par les grains, l'absorption intrinsèque du matériau et la diffraction du faisceau ultrasonore. Cette décroissance due à l'atténuation de l'onde est modélisée par une exponentielle décroissante :

$$\psi = \psi_0 \exp(i(\omega t - kx) - \alpha x) \quad (1.11)$$

avec ψ l'amplitude scalaire d'une onde, α le coefficient d'atténuation, k le vecteur d'onde et ω la pulsation de l'onde. Les modèles de calcul du coefficient d'atténuation distinguent généralement trois domaines de fréquences. La table 1.1 donne les limites de ces régimes ainsi que les coefficients d'atténuation généralement associés [66] :

Régime	$\lambda/\langle a \rangle$	Dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation
Rayleigh	$\gg 1$	$\alpha_{scat} \sim \langle a \rangle^3 f^4$
Stochastique	$\simeq 1$	$\alpha_{scat} \sim \langle a \rangle f^2$
Géométrique	$\ll 1$	$\alpha_{scat} \sim 1/\langle a \rangle$

TABLE 1.1: Régimes d'atténuation et dépendance du coefficient d'atténuation ($\langle a \rangle$ le rayon moyen des grain, λ la longueur d'onde et f la fréquence)

Dans le régime de Rayleigh, la longueur d'onde est très grande par rapport à la taille des grains. L'atténuation ne dépend pas de la forme du grain mais surtout de son volume (dépendance en $\langle a \rangle$ proportionnelle au volume du grain). En régime stochastique, la dépendance est fréquence change et présente des résonances liées au fait que la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que le grain. En régime géométrique, la longueur d'onde est très petite par rapport à la taille des grains et l'atténuation ne dépend plus de la fréquence. Les premiers travaux sont ceux de Mason et McSkimin en 1947 [48], qui établissent l'expression du coefficient d'atténuation dans le régime de Rayleigh pour les ondes longitudinales et transverses dans l'hypothèse de grains monodisperses. Par la suite, Lifshits et Parkhomovski

[40] améliorent ce modèle en y ajoutant les conversions de modes entre ondes longitudinales et transverses dans le cas d'un cristal cubique. Merkulov étend ensuite ces résultats en 1956 au cristal hexagonal [49]. Dans un matériau cubique, ces coefficients sont :

$$\alpha_L = \frac{(C_{11} - C_{12} - 2C_{44})^2}{375\rho^2v_L^3} \left(\frac{2}{v_L^5} + \frac{3}{v_T^5} \right) T\omega^4 \quad (1.12)$$

$$\alpha_T = \frac{(C_{11} - C_{12} - 2C_{44})^2}{500\rho^2v_T^3} \left(\frac{2}{v_L^5} + \frac{3}{v_T^5} \right) T\omega^4 \quad (1.13)$$

avec C_{ij} les constantes élastiques, ρ la masse volumique, v_L et v_T les vitesses des ondes longitudinales et transverses, T le volume moyen des grains et ω la pulsation du signal ultrasonore. En 1958, Bhatia [10, 11] propose une méthode de calcul basée sur la somme de l'atténuation provoquée par chaque grain. Les grains sont considérés comme des inhomogénéités dans une matrice solide. Ses résultats sont meilleurs que ceux de Mason [48] mais peu satisfaisants dans le cas d'ondes incidentes longitudinales. En 1961, Papadakis [59] propose de tenir compte de la distribution de taille de grain en remplaçant le volume moyen des grains par le coefficient :

$$T \rightarrow \frac{4\pi \overline{(R^6)}}{3 \overline{(R^3)}} \quad (1.14)$$

Cette expression a été redémontrée récemment par Dorval [21] dans le cas d'une distribution log-normale de taille de grain.

Les théories unifiées

Dans le cadre du contrôle non destructif, la gamme de fréquence utilisée est large et les milieux étudiés sont souvent polydisperses. Ainsi, une segmentation du domaine de validité des modèles par la fréquence n'est pas satisfaisante. Une première approche consiste à combiner les modèles pour obtenir un modèle composite [69] mais cette méthode nécessite encore de distinguer différents modèles. À partir des années 1980, des modèles unifiés ont été développés. Le plus célèbre d'entre eux est celui de Stanke et Kino [70] : il offre l'avantage de modéliser à la fois le coefficient d'atténuation ainsi que les vitesses des ondes. Ce modèle est basé sur l'approximation de Keller et la microstructure est représentée par une fonction de corrélation de paire, qui modélise la probabilité qu'ont deux points distants de \vec{r} , d'appartenir à un même grain. Généralement, la fonction de corrélation est de forme exponentielle :

$$P(\vec{r}) = \exp\left(-\frac{2|\vec{r}|}{D}\right) \quad (1.15)$$

avec D le diamètre effectif des grains. L'avantage de cette description statistique est de simplifier le problème afin d'obtenir des développements analytiques sur un plus grand nombre de cas que si on conserve une description exacte de la microstructure. Un autre modèle a été proposé par Hirsekorn [27, 28, 30, 31, 29], valable dans plusieurs régimes fréquentiels et tenant compte des deux premiers ordres de diffusion multiple. Ce modèle considère les grains comme des sphères de taille monodisperse : il est mathématiquement complexe et fait apparaître des résonances liées au caractère sphérique des diffuseurs mis en jeu. Il est donc moins utilisé que le modèle Stanke et Kino. Le désavantage de ces deux modèles est la faiblesse de la description de la microstructure. Enfin, Weaver [79] a développé un modèle basé sur l'équation de Dyson et l'Equation du Transfert Radiatif. Ensuite, Turner et Weaver ont développé une formulation de l'équation du Transfert Radiatif pour les ultrasons en tenant compte de la polarisation des ondes [74]. Ce modèle a ensuite été appliqué au cas des polycristaux [75, 76]. La résolution de cette équation ne peut être faite analytiquement que dans un nombre restreint de cas et dans la plupart des situations, il faut recourir à des méthodes de résolution numérique.

Travaux récents

Plus récemment, le CEA a entrepris des travaux de modélisation de l'atténuation dans les polycristaux afin d'intégrer de nouveaux outils de simulation dans le logiciel CIVA [23, 22, 9, 8, 21, 25]. Des modèles d'atténuation basés sur les travaux de Thompson et Margetan [46] ont été développés. Ces méthodes consistent à évaluer le coefficient de rétrodiffusion du milieu, c'est à dire la section efficace différentielle de diffusion d'un petit volume pour différents modes (transverse et longitudinal), puis à en déduire les coefficients d'atténuation. Ce modèle se place dans l'hypothèse de diffusion simple. Il permet également de calculer le bruit rétrodiffusé par la microstructure, en sommant les contributions de chaque diffuseur. Pour limiter le temps de calcul, la simulation est effectuée avec un nombre réduit de diffuseurs puis renormalisée afin que la variance du bruit simulé soit égale à celle du bruit généré par les grains du matériau. Ces travaux sont extrêmement intéressants pour concevoir les plans de contrôle de pièces industrielles : le bruit généré par la microstructure peut être simulé en même temps que la réponse d'un défaut. Cependant, ce modèle qui ne prend pas en compte la diffusion multiple, n'a pas été utilisé dans cette thèse. Pour des informations complémentaires sur la propagation des ultrasons dans les alliages de titane, la thèse de Vincent Dorval [21] est une bonne référence.

1.1.3 Fondamentaux de diffusion multiple

La section 1.1.2 a présenté les modèles les plus connus associés à la propagation dans les polycristaux. Ces modèles sont très souvent basés sur l'hypothèse de diffusion simple. Or des phénomènes de diffusion multiple peuvent exister dans ces matériaux et celle-ci doit être prise en compte. La section suivante présente un cadre général pour étudier et modéliser la diffusion multiple. Nous détaillons les concepts préalables à l'étude de la diffusion multiple, puis présentons sa modélisation classique.

Régimes de diffusion

Deux types de processus de diffusion des ondes peuvent être considérés :

- Diffusion simple (single scattering)
- Diffusion multiple (multiple scattering)

Si l'onde n'a été diffusée qu'une fois avant d'être enregistrée par le détecteur, on parle de **diffusion simple**. Sinon, après interaction avec le premier diffuseur, l'onde peut encore être diffusée par un autre élément de la microstructure et ainsi de suite jusqu'à ce que l'onde soit enregistrée par le détecteur. Il s'agit alors de **diffusion multiple**. La distinction entre diffusion simple et multiple n'est pas uniquement liée aux propriétés du matériau. Elle est aussi liée au temps d'observation, à la géométrie de la pièce et aux signaux utilisés pour générer l'onde. La distinction entre ces deux régimes est artificielle car en pratique les deux régimes co-existent mais l'un d'eux peut être prédominant. Juste après la génération de l'onde, les premiers échos reçus ont juste le temps de subir un unique événement de diffusion, la diffusion simple est prépondérante. Aux temps longs, les ondes ont subi de nombreux événements de diffusion, la diffusion multiple domine. Aux temps intermédiaires, les deux régimes co-existent.

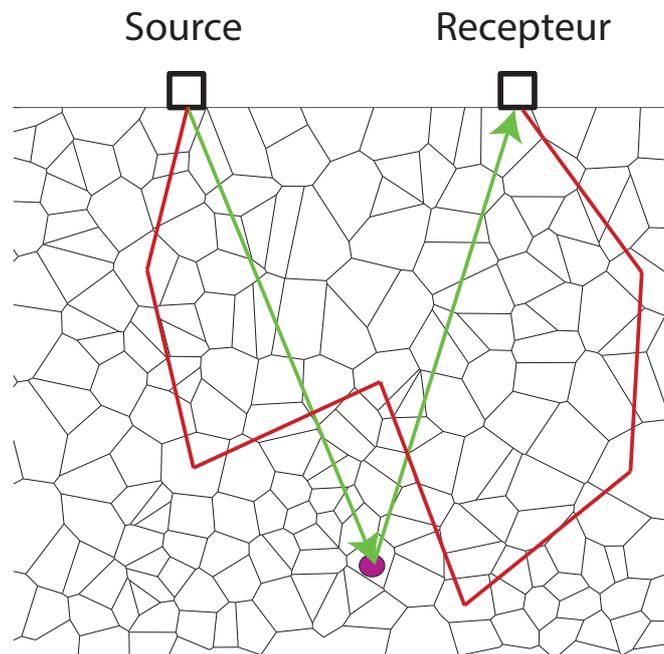


FIGURE 1.3: Distinction entre les régimes de diffusion simple (orange) et diffusion multiple (bleu).

Les méthodes d'imagerie classiques RADAR et SONAR se basent sur l'hypothèse de **diffusion simple**. Il existe une correspondance entre le temps d'arrivée de l'onde et sa position en connaissant la vitesse de propagation dans le milieu et les paramètres du système

d'imagerie. Si le milieu est composé de nombreux diffuseurs en régime de diffusion simple, chaque objet renvoie un écho et le signal reçu est la somme de l'ensemble de ces échos. C'est typiquement le cas en imagerie médicale : les tissus humains sont des diffuseurs en régime de diffusion simple (dans les conditions classiques de l'imagerie médicale) : le bruit observé sur les images correspond à la position réelle des diffuseurs, mais ceux-ci sont très nombreux, d'où l'aspect aléatoire du bruit. En régime de **diffusion multiple**, l'onde subit plusieurs événements de diffusion avant de revenir sur le détecteur. Il n'existe alors plus de correspondance entre le temps d'arrivée de l'écho et la position physique du diffuseur. Dans ce cas, on mesure une somme de très nombreux échos dont le processus de génération est radicalement différent de la diffusion simple.

Milieux aléatoires

Les solides à structure complexe peuvent être considérés et modélisés comme des milieux aléatoires : le milieu possède une microstructure capable de diffuser les ondes acoustiques, mais cette microstructure est aléatoire et diffère d'un échantillon à l'autre. Cependant, les propriétés moyennes sont conservées d'un échantillon à un autre, c'est à dire que la distribution de probabilité des paramètres de la microstructure est caractéristique d'un matériau particulier. Les échantillons sont des réalisations de ces distributions de probabilité. Des références intéressantes sur ce thème sont les ouvrages d'Ishimaru et Akkermans [2, 33, 34] ainsi que les thèses de Victor Mamou [41] et Alexandre Aubry [4]. À tout point du milieu correspond une célérité décomposable en deux termes :

$$c(\mathbf{r}) = c_{moyen}(\mathbf{r}) + \delta c(\mathbf{r}) \quad (1.16)$$

avec $c_{moyen}(\mathbf{r})$ la vitesse moyennée sur le désordre et $\delta c(\mathbf{r})$ la fluctuation de vitesse qui varie d'un échantillon à l'autre. Ainsi, la propagation d'une onde acoustique varie d'une réalisation à une autre. On peut donc également décomposer le champ acoustique en deux termes :

$$\vec{\psi} = \langle \vec{\psi} \rangle + \delta \vec{\psi} = \vec{\psi}_{moyen} + \delta \vec{\psi} \quad (1.17)$$

On appelle champ moyen (ou champ cohérent) $\vec{\psi}_{moyen}$ et champ fluctuant $\delta \vec{\psi}$. Physiquement, la contribution moyenne correspond à l'onde résistante à la moyenne sur l'ensemble des microstructures. En pratique, pour la mesurer, il faut répéter la mesure sur un grand nombre de réalisations de la microstructure, indépendantes les unes des autres, et moyenner le résultat. L'intensité moyenne du champ s'écrit :

$$\langle I \rangle = |\langle \vec{\psi} \rangle|^2 = |\langle \vec{\psi} \rangle|^2 + \langle |\delta \vec{\psi}|^2 \rangle \quad (1.18)$$

L'intensité moyenne du champ est donc la somme de la moyenne du champ et de la moyenne du module au carré du champ fluctuant. On ne peut pas simplement assimiler

l'intensité moyenne à l'intensité du champ moyen. Ces deux contributions sont appelées intensité cohérente et incohérente :

$$I_{coh} = |\langle \vec{\psi} \rangle|^2 \quad (1.19)$$

et

$$I_{incoh} = \langle |\vec{\delta\psi}|^2 \rangle \quad (1.20)$$

Libre parcours moyen de diffusion

Lors de sa propagation dans un milieu désordonné, l'onde est atténuée. L'atténuation de l'**intensité moyenne** est caractérisée par le **libre parcours d'extinction**. Soit $I(z)$ l'intensité moyenne (moyennée sur le désordre) à une distance z de la source, I_0 l'intensité au niveau de la source. On suppose que l'on étudie la propagation d'une onde plane dans le milieu désordonné. Le profil spatial de l'intensité moyenne s'exprime d'après la loi de Beer-Lambert :

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{l_{ext}}} \quad (1.21)$$

La quantité l_{ext} s'appelle le libre parcours moyen d'extinction. Il caractérise la **décroissance de l'intensité moyenne** d'une onde plane. Dans un milieu, trois sources d'atténuation sont possibles. L'atténuation intrinsèque du milieu convertit l'énergie de l'onde en chaleur. Ce phénomène est caractérisé par le **libre parcours d'absorption** l_a . La diffraction du faisceau atténue également l'énergie du faisceau en la distribuant spatialement et est caractérisé par la quantité l_d . L'atténuation par diffusion est due aux phénomènes de diffusion de l'onde par les diffuseurs du matériau. L'énergie de l'onde est dispersée dans toutes des directions, ce qui diminue l'énergie dans la partie cohérente. Ce phénomène est caractérisé par le **libre parcours moyen de diffusion** l_e . Ces quantités sont reliées par :

$$\frac{1}{l_{ext}} = \frac{1}{l_a} + \frac{1}{l_e} + \frac{1}{l_d} \quad (1.22)$$

Ainsi, le libre parcours moyen d'extinction est toujours plus petit que ceux d'absorption, de diffraction ou de diffusion car il résulte de la somme de ces trois phénomènes. Supposons que l'onde se propage sur une distance caractéristique L . Si $L \ll l_e$, alors le régime de diffusion simple est prédominant. L'onde n'a pas eu le temps de subir plusieurs événements de diffusion. Au contraire, si $L \gg l_e$, le régime de diffusion multiple est prédominant. L'onde subit plusieurs événements de diffusion avant de s'éteindre, car elle "rebondit" sur des diffuseurs à chaque fois qu'elle parcourt la distance l_e .

Calcul du libre parcours moyen à partir de l'amplitude et de l'intensité Le libre parcours moyen est défini par la décroissance de l'intensité moyenne. En acoustique, c'est l'amplitude des ondes qui est généralement mesurée. Les expressions du libre parcours moyen sont détaillées dans le cas de l'amplitude et de l'intensité.

La définition fondamentale du libre parcours moyen d'extinction est :

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{l_{ext}}} \quad (1.23)$$

L'intensité est le module au carré de l'amplitude $A(z)$ de l'onde, soit :

$$A(z) = A_0 e^{-\frac{z}{2l_{ext}}} \quad (1.24)$$

Le coefficient d'atténuation est défini à partir de la décroissance de l'amplitude :

$$A(z) = A_0 e^{-\alpha z} \quad (1.25)$$

D'où par identification :

$$l_{ext} = \frac{1}{2\alpha} \quad (1.26)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ est lié à la différence entre l'atténuation qui utilise l'amplitude et le libre parcours moyen qui utilise l'intensité.

Modélisation de la diffusion multiple

La modélisation de la diffusion multiple dans les polycristaux est un sujet complexe. La diffusion multiple est décrite par l'équation de Bethe-Salpeter, portant sur la covariance de la fonction de Green dans le milieu et l'équation de Dyson portant sur la moyenne de la fonction de Green. On entend ici "moyenne" et "covariance" au sens de la statistique sur le désordre du milieu. Cette équation décrit complètement les phénomènes de diffusion multiple mais ne peut pas être résolue de manière exacte. Dans le cas de la propagation dans les polycristaux, Turner et Weaver [79, 75] ont proposé en 1990 une formulation adaptée aux ultrasons.

Équation du Transfert Radiatif Afin de résoudre l'équation de Bethe-Salpeter, plusieurs approximations sont effectuées pour conduire à l'équation du Transfert Radiatif [41]. On formule alors la propagation comme le transport de l'intensité moyenne du champ ultrasonore. Ces expressions ne prennent plus en compte les effets d'interférences entre ondes : seule l'intensité incohérente est modélisée. Cette équation peut être dérivée de l'équation

de Bethe-Salpeter mais également de manière phénoménologique en effectuant un bilan d'énergie sur un volume de milieu. Elle a d'abord été établie de manière phénoménologique en astrophysique, afin de modéliser la propagation de la lumière dans les gaz spatiaux par Chandrasekhar [17]. Elle est soluble analytiquement dans un nombre restreint de cas, mais de nombreuses méthodes de résolutions numériques ont été développées, notamment les méthodes Monte Carlo [42].

Approximation de la diffusion L'équation du Transfert Radiatif peut être simplifiée en une équation de diffusion de la densité d'énergie, similaire à l'équation de diffusion de la chaleur dans un matériau ou de particules dans un fluide. On notera la difficulté de vocabulaire : on parle ici de diffusion de l'énergie en tant de propriété de transport de l'onde diffuse, et non plus de diffusion au sens événement de diffusion d'une onde sur un unique diffuseur (scattering). Cette équation n'est valable que sur les échelles spatiales très supérieures au libre parcours moyen de transport. La propagation est caractérisée par les conditions limites du problème et par la constante de diffusion D , qui peut être reliée aux propriétés microscopiques des diffuseurs. Elle fait donc le lien entre les propriétés d'un diffuseur unique microscopique, et le comportement de l'onde au niveau macroscopique.

1.2 Le Contrôle non Destructif

Le contrôle non destructif ultrasonore est une discipline scientifique qui utilise la propagation des ondes ultrasonores dans les solides pour effectuer des contrôles d'intégrité de pièces industrielles [35]. Plusieurs phénomènes physiques peuvent être exploités pour effectuer le contrôle :

- la nature des ondes : les ondes de volumes avec leur polarisations longitudinales et transverses, les ondes de surface, les ondes guidées.
- le processus de génération des ondes : transducteurs piézo-électriques, laser impulsionnel ou transducteurs électromagnétiques-acoustiques.

Les contrôles non destructifs classiques utilisent des transducteurs piézo-électriques pour générer des ondes de volume dans les matériaux à étudier. Un matériau piézoélectrique est un cristal capable de se déformer sous l'action d'un champ électrique, et inversement, de produire un champ électrique sous l'influence d'une déformation. Les modalités d'utilisation des ondes de volume en contrôle non destructif sont multiples mais répondent toutes à un même **principe de base : on utilise une source pour créer une onde dans le milieu d'intérêt, cette onde interagit éventuellement avec les éléments que nous souhaitons détecter, puis une fraction de l'onde ayant interagi se propage alors jusqu'au récepteur qui délivre un signal mesurable**. Les technologies, géométries, méthodologies, ne sont que des implémentations particulières de ce principe de base. C'est un principe utilisé par la nature, notamment en écholocation par les chauves-souris, les dauphins ou les baleines. Ces animaux mettent d'ailleurs en œuvre des méthodes bien plus sophistiquées que celles que les humains sont aujourd'hui capables de réaliser. Les ondes ultrasonores sont généralement produites par des transducteurs piézo-électriques mono ou multi-éléments. Les

1.2. LE CONTRÔLE NON DESTRUCTIF

transducteurs multi-éléments offrent de nombreuses possibilités d'arrangements spatiaux (plan, matrices, sectoriels, annulaire, voir figure 1.4) et une grande versatilité sur les signaux générés. Ils permettent de générer des fronts d'ondes complexes mais leur pilotage est difficile et nécessite des électroniques onéreuses.

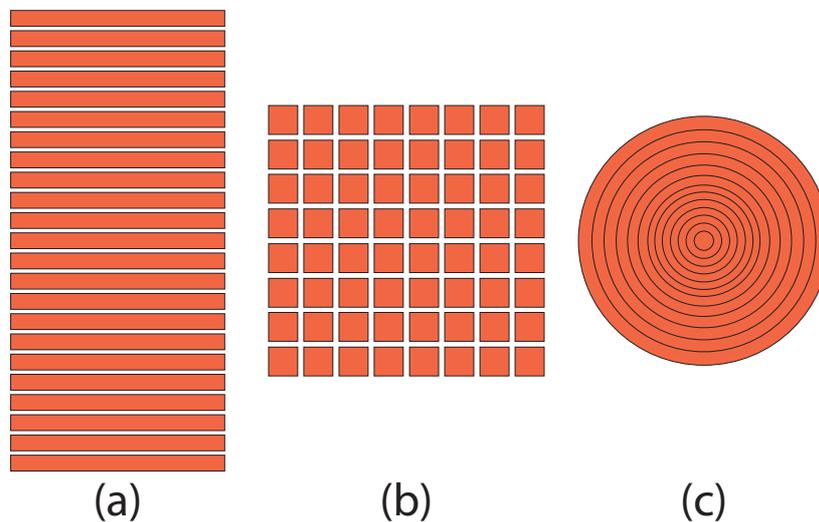


FIGURE 1.4: Différents types de géométrie de transducteurs multi-éléments : (a) linéaire, (b) matriciel, (c) annulaire encerclant.

1.2.1 Méthode Multizone

La méthode ultrasonore de contrôle non destructif des billettes et disques utilisée dans le groupe SAFRAN est la méthode Multizone. Dans cette méthode, un ensemble de transducteurs piézoélectriques monoéléments est utilisé en immersion dans l'eau pour générer des ondes ultrasonores dans une pièce. Chaque transducteur est focalisé à une profondeur donnée : le volume de la pièce est couvert par rotation de celle-ci pendant l'acquisition des signaux ultrasonores.

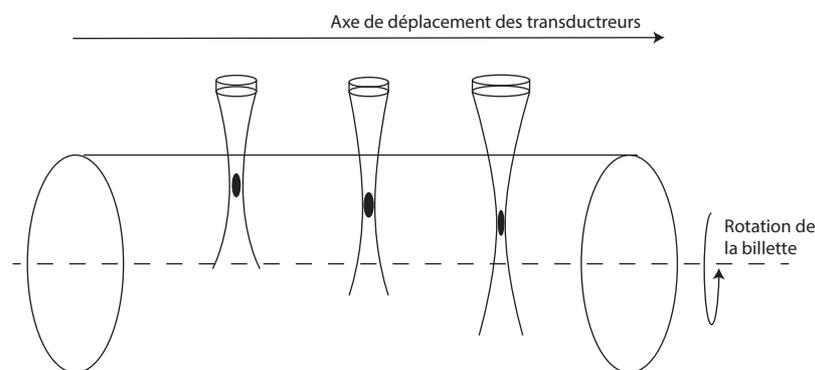


FIGURE 1.5: Schéma d'une configuration de contrôle non destructif par méthode Multizone.

Cette méthode a été proposée en 1985 par Gilmore et Nieters au centre de recherche de General Electric [51], afin d'améliorer les contrôles ultrasonores des pièces critiques de réacteurs d'avion. Pour certaines pièces, les transducteurs monoéléments sont maintenant remplacés par un transducteur multi-éléments sous forme de matrice carrée. Ces transducteurs permettent de focaliser aux différentes profondeurs associées aux transducteurs monoélément initiaux et ainsi de réduire l'encombrement et améliorer la vitesse du contrôle. En contrôle non destructif industriel, le signal correspond aux défauts susceptibles de provoquer une dégradation des propriétés mécaniques de la pièce et le signal généré par la microstructure est un bruit. Cependant, dans une optique d'expertise des propriétés d'une pièce, la mesure du signal généré par la microstructure peut être porteuse d'informations. C'est l'approche utilisée dans cette thèse : des informations sur la microstructure sont déduites du signal associé aux ondes diffusées par celle-ci.

1.3 Métallurgie du titane

Les alliages de titane sont utilisés pour fabriquer de très nombreuses pièces de réacteur d'avion ou d'équipement aéronautique. Comprendre leur microstructure est indispensable pour pouvoir les contrôler de manière fiable. Cette partie traite des propriétés du titane pur et des alliages de titane. Ensuite, des échantillons de TA6V et Ti17 sont caractérisés afin d'en comprendre la microstructure. Enfin, un modèle simplifié de relation entre processus thermo-mécanique et microstructure est proposé afin de permettre aux physiciens acousticiens de comprendre les principes de la métallurgie des alliages de titane.

1.3.1 Propriétés du titane pur

Le titane est un métal de transition léger, résistant et insensible à la corrosion. Il est principalement utilisé sous forme d'alliages dans l'industrie aéronautique pour le très bon rapport entre sa résistance mécanique et sa masse. Il permet la réalisation de pièces à la fois très résistantes et légères, parfaitement adaptées aux conditions extrêmes rencontrées dans les réacteurs d'avion. Le minerai de titane est abondant sur Terre, c'est le 9ème élément le plus présent de la croûte terrestre. Il a été découvert par le révérend William Gregor en 1791 en analysant les sables de la rivière Helford dans la région de Cornouailles. Ce n'est qu'en 1939 que Wilhelm Justin Kroll met au point un procédé de production et de purification du titane à un coût raisonnable. Aujourd'hui, le coût de production du titane reste élevé comparé à d'autres métaux, ce qui limite ses applications économiquement viables.

La titane pur subit une transformation allotropique, c'est à dire une transition de phase cristalline à la température appelée Transus β de 882°C. Il passe alors d'une structure hexagonale compacte dite phase α , stable pour des températures en dessous de 882 °C, à une structure cubique centrée appelée phase β , stable à haute température. Pur, le titane est un polycristal monophasique.

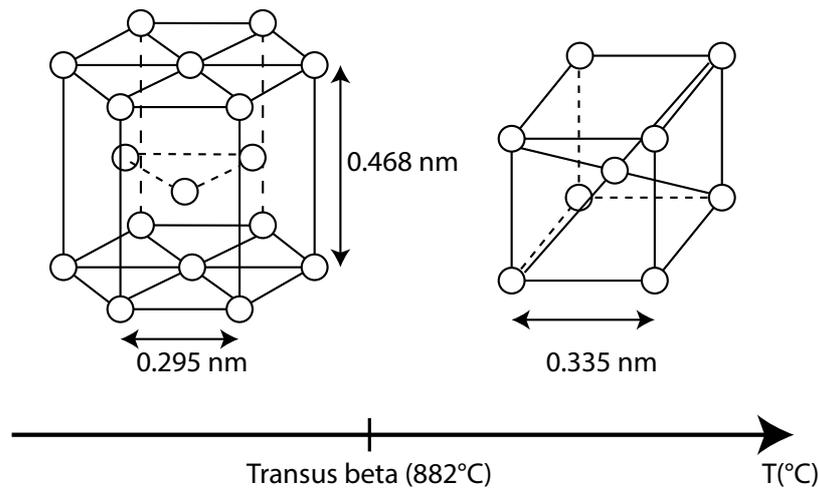


FIGURE 1.6: Représentation de la phase hexagonale α , à gauche, et de la phase cubique centrée β , à droite.

1.3.2 Les alliages de titane : un matériau complexe multi-échelle

Les alliages de titane sont obtenus par addition d'éléments chimiques autres que le titane. À température ambiante, le titane pur est uniquement présent sous sa phase α . L'intérêt d'un alliage de titane est de stabiliser une partie de la phase β à température ambiante. Les alliages de titane sont donc des polycristaux di-phasiques : ils contiennent à la fois la phase α et la phase β . Les éléments stabilisant la phase α sont dis alphagènes et ceux stabilisant la phase β sont dis bêtagènes. On peut classifier les alliages en fonction de la stabilité respective des deux phases cristallines. La figure 1.7 classe les alliages de titane et donne le type de propriété mécanique associée à chaque famille d'alliage.

Les différentes familles d'alliages sont :

1. α pour lesquels seule la phase α est présente à température ambiante
2. $\alpha + \beta$ présentent une structure biphasée à température ambiante et peuvent subir une transformation martensitique lors de la trempe à partir du domaine β à haute température
3. β métastable sont constitués d'un mélange $\alpha + \beta$ à température ambiante mais ne subissent pas de transformation martensitique lors de la trempe
4. β constitués uniquement de phase β stable à température ambiante. C'est précisément la présence d'éléments étrangers au titane qui permet de rendre stable la phase β à température ambiante.

Un diagramme de transition de phase est proposé en figure 1.8 et permet de comprendre l'impact de l'addition d'éléments sur l'évolution du transus β et la phase majoritaire en fonction de la température.

Dans cette thèse, deux alliages de titane sont étudiés :

- le TA6V qui est un alliage $\alpha + \beta$
- le Ti17, un alliage β métastable

1.3. MÉTALLURGIE DU TITANE

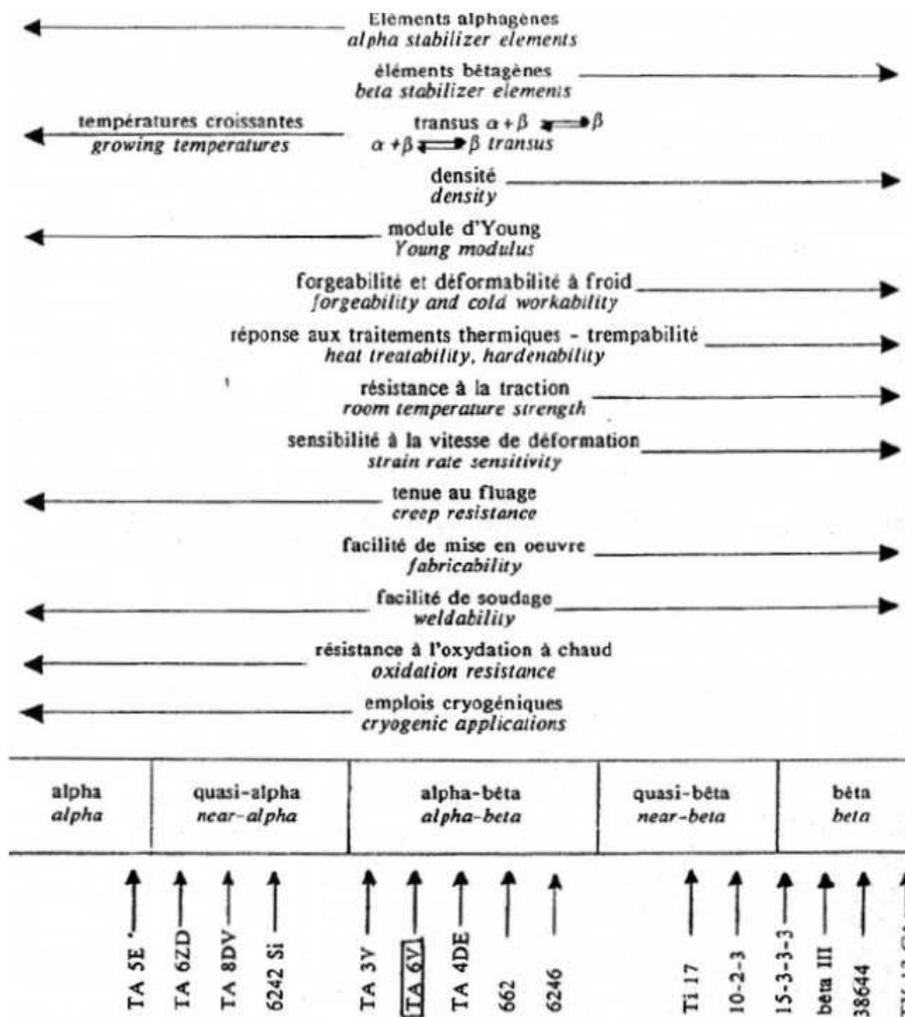


FIGURE 1.7: Classification des alliages de titane par leur proportion relative de phases α et β ainsi que leurs propriétés associées. Extrait de [47]

La composition de ces deux alliages est détaillée ci dessous :

	Ti	Al	Mo	Cr	V	Zr	Sn	$T_{\beta} (^{\circ}C)$
TA6V	90	6	0	0	4	0	0	995
Ti17	83	5	4	4	0	2	2	882

TABLE 1.2: Composition du TA6V et du Ti17 [18]

Le TA6V est l'alliage de titane le plus largement utilisé. Il est constitué à 90% de titane et à 10% d'éléments d'addition. Il conjugue une haute résistance mécanique, un faible poids et une bonne résistance à la corrosion. Le Ti17 est un alliage constitué à 83% de titane et 17% d'éléments d'addition, classifié comme β métastable. Ces deux alliages sont forgés en utilisant des processus thermomécaniques différents : leur structure interne est donc

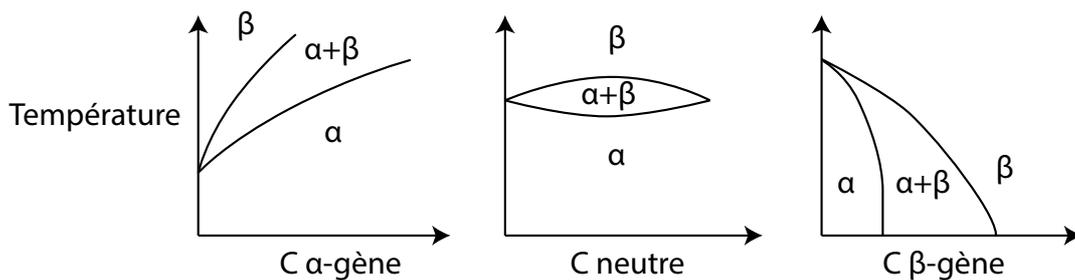


FIGURE 1.8: Diagramme de transition de phases cristalline du titane pur.

différente.

Étapes de mise en forme des pièces en alliage de titane

La fabrication d'une pièce en titane est un processus complexe et met en jeu plusieurs acteurs. Premièrement, l'élaborateur matière produit des lingots d'alliage de titane (Figure 1.9(a)) à partir d'éponge de titane et d'éléments d'addition. Le lingot est obtenu par fusion de l'éponge de titane et des éléments d'addition par un procédé appelé VAR (Vaccum Arc Reduction) impliquant plusieurs fusions du matériau. Ensuite, le lingot est forgé pour obtenir une billette (Figure 1.9(b)) : un cylindre de taille, forme et microstructure calibrées. Ces billettes sont ensuite achetées par les motoristes afin de forger leurs pièces. Après quelques étapes de forge, le motoriste réalise un brut de forge (Figure 1.9(c)), la pièce finale obtenue par forgeage. Enfin, cette pièce est usinée pour être contrôlée par ultrason puis ré-usinée pour obtenir la pièce finale (Figure 1.9(d)).

Un matériau multi-échelles : enjeux en contrôle par ultrason et macrozones

La microstructure des alliages de titane est multi-échelle (Figure 1.10). La plus simple est celle du titane au-dessus du transus β . Il s'agit d'un polycristal monophasique à grains équiaxes en phase β . Après un refroidissement en dessous du transus β , la phase α recristallise dans l'ex-grain β sous la forme de colonies composées de lamelles. Une colonie est une zone où les lamelles partagent la même orientation géométrique et cristalline. La taille des lamelles dépend fortement de la vitesse de refroidissement du titane et sera d'autant plus grande que la vitesse de refroidissement est faible. Il s'agit de la microstructure du Ti17. Si une déformation est appliquée à ces colonies, les lamelles se transforment en nodules de phase α et l'ex-grain β se déforme. Il s'agit de la microstructure du TA6V.

Macrozones

Les informations présentées auparavant concernent la morphologie de la microstructure, c'est-à-dire la répartition spatiale de phases α et β . La propagation des ultrasons dépend de cette répartition spatiale car les différences de phases cristallines correspondent à des ruptures d'impédances auxquelles l'onde élastique est sensible. Cependant, les contrôles ultrasonores des pièces en alliage de titane sont réalisés dans la gamme de fréquences [1, 15] MHz. La vitesse de l'onde longitudinale dans le titane est d'approximativement 6 mm/ μ s

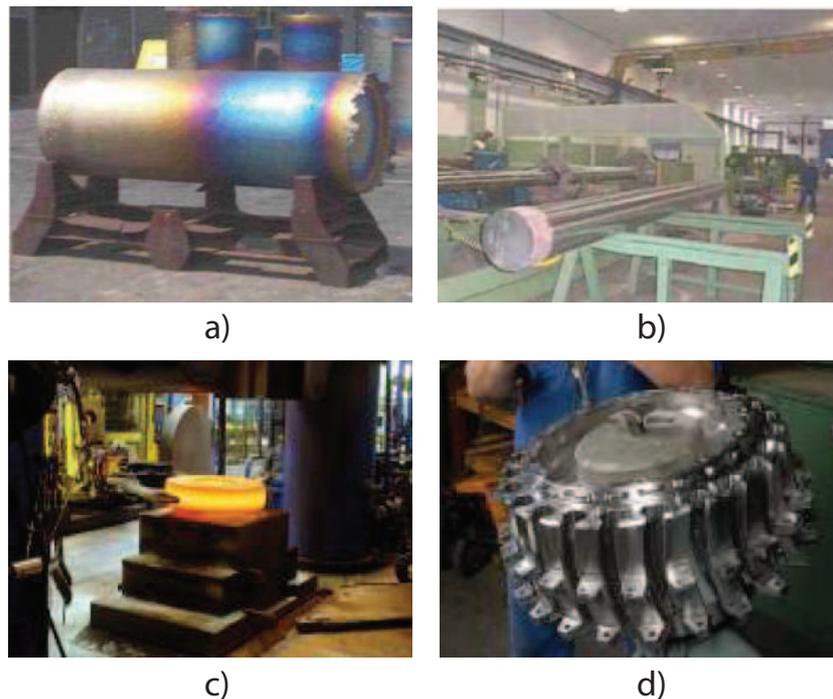


FIGURE 1.9: Étapes de fabrication d'une pièce en alliage de titane : (a) lingot, (b) billette, (c) brut de forge, (d) pièce usinée

soit une gamme de longueurs d'onde de [6, 0.4] mm. Ces longueurs d'onde sont grandes devant la taille caractéristique des lamelles ou des nodules α .

Les éléments de taille suffisamment importante pour interagir fortement avec l'onde élastique sont les colonies ou des ex-grains β . Les travaux de Kristell Biavant-Guerrier [38] ont démontré l'existence de sur-structures d'orientation cristalline commune, à des échelles supérieures à celle de la lamelle ou du grain α . Autrement dit, les lamelles ou grains α ont une orientation cristalline commune au sein d'une structure de taille importante. Ces sur-structures peuvent correspondre aux colonies ou aux ex-grains β et sont appelées **macrozones** ou **macrograins** (littérature anglophone). Une macrozone est définie comme une zone dans laquelle les éléments de phase α pure partagent une orientation cristalline et une morphologie communes. Par exemple, les lamelles α d'une macrozone sont toutes orientées cristallographiquement dans la même direction, de même que leur orientation géométrique est commune à toute la macrozone. C'est également le cas des nodules α d'un ex-grain β . Cependant, les macrozones posent des problèmes de performances mécaniques si l'une d'elles de forme allongée se trouve dans une structure équiaxe. Il s'agit là d'un événement ponctuel au sein de la microstructure, d'un accident. Ce type de phénomène a été étudié, notamment par Immanuel Von Thungen [24]. À l'inverse, un alliage peut être composé uniquement de macrozones de tailles plus ou moins proches. Il s'agit alors de zones d'orientation cristallographique commune, de plus grande taille que les éléments de base du polycristal (lamelles et nodules).

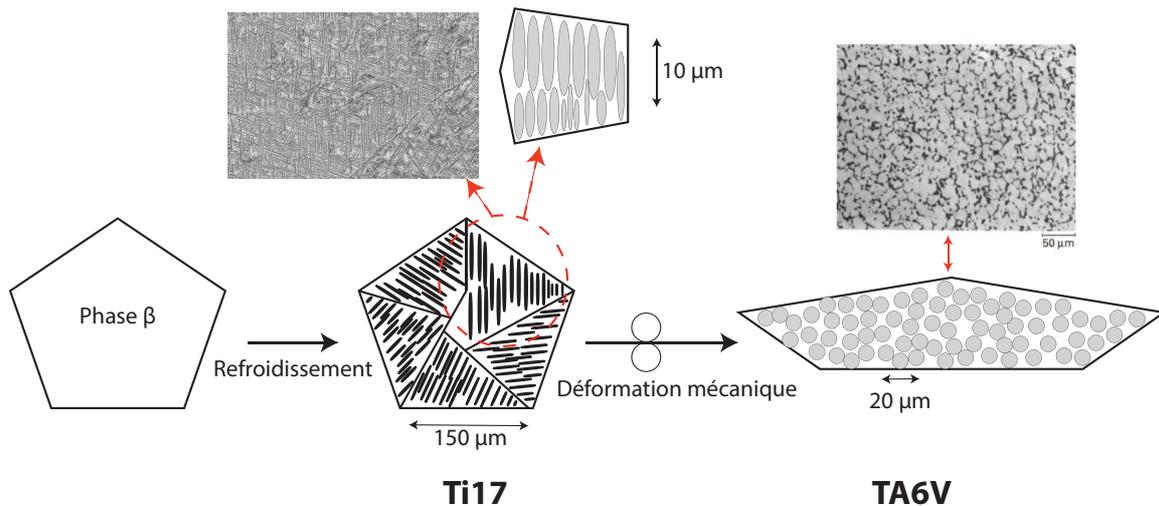


FIGURE 1.10: Microstructures du TA6V et Ti17

Fibrage

Les concepts de macrozones ou macrograins ont été présentés en section 1.3.2 et leur existence dans nos échantillons est démontrée en partie 1.3.3. Dans le cas du TA6V les macrozones peuvent avoir une forme allongée (figure 1.10). Ceci est dû au chemin thermo-mécanique sélectionné, qui permet de ne pas "effacer" la microstructure en passant au-dessus du transus β , et également à la contrainte mécanique appliquée, qui permet la déformation du matériau. Les pièces de titane présentant un allongement de leur macrozones sont dites fibrées : l'allongement des macrozones est perçu lors de l'observation de la pièce comme une "fibre" parcourant la pièce. En fonction de la forme de la pièce, le fibrage est plus ou moins complexe. Le fibrage d'une billette est théoriquement droit et parallèle à son axe car il s'agit de la direction de déformation utilisée pour sa fabrication. Le fibrage d'un disque est plus complexe et même difficile à représenter dans certains cas. Le chapitre 4 propose une nouvelle approche pour bien représenter le fibrage de ce type de pièces.

En pratique, le fibrage est un critère de qualité important pour les pièces en alliage de titane. Premièrement, l'observation du fibrage permet de vérifier la qualité du processus de forge : un fibrage ne correspondant pas au fibrage attendu indique qu'une déviation s'est produite durant le forgeage de la pièce. Ensuite les propriétés mécaniques de la pièce sont tributaires du fibrage. Enfin, les procédures de contrôle par ultrason sont déterminées en tenant compte du fibrage de la pièce. Si le fibrage effectif ne correspond pas au fibrage utilisé pour la conception de la procédure de contrôle, alors les performances de contrôle peuvent ne plus être atteintes. C'est une situation très dangereuse car la sûreté de la pièce est en jeu.

1.3.3 Caractérisation des échantillons de titane utilisés

Plusieurs échantillons de titane taillés dans des billettes ont été utilisés dans cette thèse 1.12 :

1.3. MÉTALLURGIE DU TITANE

- Un cube possédant une face bombée dans la direction radiale prélevé au bord d'une billette de TA6V
- Un demi-cylindre issu d'une billette en TA6V
- Un demi-cylindre issu d'une billette en Ti17

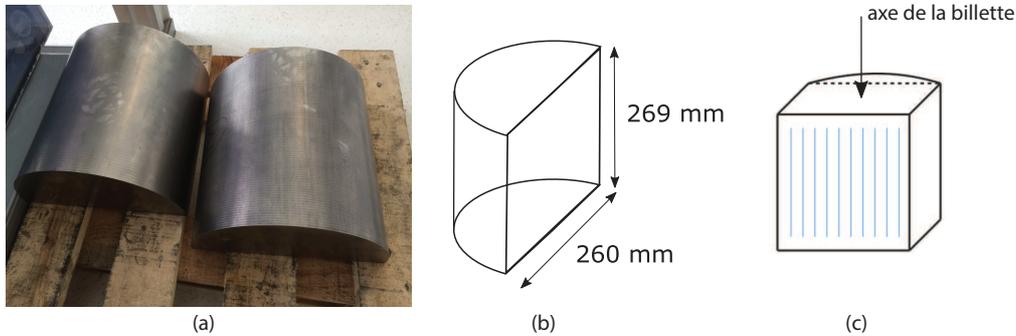


FIGURE 1.11: (a) Demi billettes de TA6V et Ti17, (b) schéma des demi-billettes, (c) cube à face bombée.

Les billettes de TA6V et Ti17 ont été étudiées pour déterminer leur microstructures et macrostructures. Plusieurs techniques ont été utilisées : la macrographie, également appelée métallographie, la microscopie électronique à balayage et enfin l'EBSD (Electron BackScatter Diffraction). Ces caractérisations ont été réalisées avec l'aide de Sun Fan, chercheur au laboratoire de métallurgie de Chimie ParisTech. Les analyses ont été réalisées sur des cubes 13 mm de côté, prélevés sur des billettes en TA6V et Ti17.



FIGURE 1.12: Exemple de cubes utilisés pour la caractérisation des alliages de titane.

La macrographie par attaque chimique consiste à polir un échantillon de titane et à attaquer cette surface par une solution acide. C'est une technique ancienne : Réaumur, au XVII^{ème} siècle utilisait déjà des acides pour étudier la structure de différents aciers. Néanmoins, elle est encore beaucoup utilisée par l'industrie métallurgique pour sa simplicité de mise en oeuvre et la richesse des observations qu'elle permet. Cette technique est brièvement présentée dans cette partie, mais pour aller plus loin, les ouvrages de Voort [77, 78] font référence. La macrographie est basée sur la différence de vitesse d'attaque par l'acide des cristaux de phase α et β ainsi que des différentes orientations d'un même cristal. Lors d'une observation utilisant les ondes lumineuses, le contraste résultant est lié à trois phénomènes :

1.3. MÉTALLURGIE DU TITANE

- un contraste de phase (α ou β)
- un contraste d'orientation cristalline
- un contraste lié à une micro-structuration de la surface, jouant un effet de réseau

En pratique, les échantillons ont été polis jusqu'à obtenir une surface de type miroir puis exposés à une solution d'acides fluoridrique et nitrique durant 10 s (1% HF, 3% HNO₃). Les observations ont été réalisées avec un microscope optique Keyence VHX-500. Des mesures d'orientations cristallines ont été réalisées par EBSD avec un microscope électronique Zeiss Leo 1530 équipé d'un module EBSD sous une tension de 20 kV et à un angle d'attaque de 70.0°. L'EBSO donne directement accès à l'orientation cristalline du matériau mais ne peut être effectué que sur des surfaces de l'ordre du mm². Il ne sera donc pas possible de mesurer l'orientation cristalline sur une macrozone entière. Par contre, il est possible d'observer les joints entre deux macrozones.

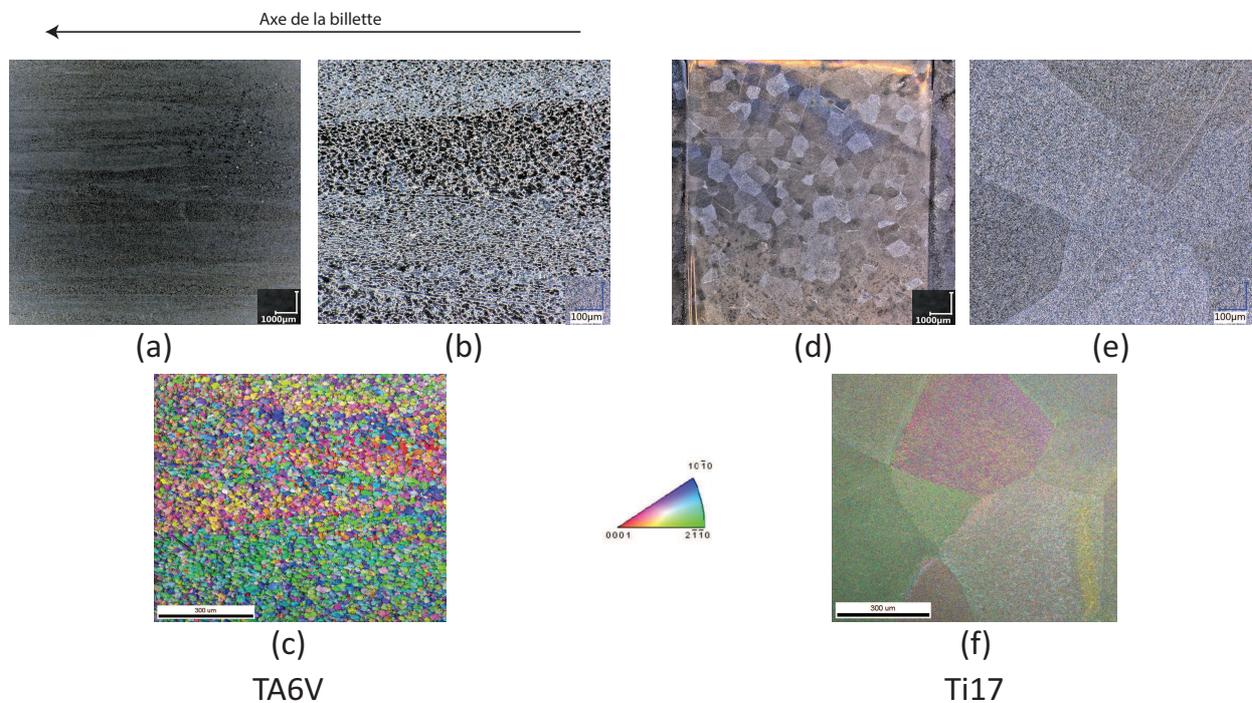


FIGURE 1.13: Caractérisation des deux billettes de TA6V (gauche) et Ti17 (droite). Deux échelles d'observation par microscopie optique sont proposées (haut) et une observation EBSD (bas). De longues structures allongées sont visibles dans le TA6V, parallèles à l'axe de la billette. Ces zones sont constituées de nodules de phase α . Les mesures EBSD confirment la présence de macrozones : les zones allongées sont constituées de nodules α toutes orientées dans la même direction. Le Ti17 présente quant à lui des macrozones équiaxes.

De grandes structures allongées dans la direction de l'axe de la billette sont observées dans le TA6V (Figure 1.13). On peut les assimiler à des ellipsoïdes de grand axe d'environ 10 mm et le petit axe 1 mm. Il existe néanmoins des variations importantes des dimensions de ces structures. Leur forme est très variable et les frontières sont peu distinctes.

Certaines structures semblent se chevaucher. Il s'agit des macrozones présentées en section 1.3.2. L'image EBSD montre que ces macrozones sont constituées de nodules de phase α , recristallisés dans une matrice de phase β . Ces nodules ont une orientation cristallographique commune au sein de la macrozone. Sur l'image par microscopie optique, les zones noires correspondent aux nodules de phase α d'environ $10\ \mu\text{m}$, et les joints entre ces nodules sont constitués de phase β . La proportion relative de phase α et β est homogène dans tout le matériau. Entre deux macrozones différentes, il semble y avoir une proportion de nodules noirs différents. Cela s'explique par le fait que la vitesse de l'attaque acide dépend de l'orientation cristalline des phases α et β . Ainsi, la différence de contraste entre deux macrozones est liée à la différence d'orientation cristalline entre celles-ci

Le cas du Ti17 est très différent. Des zones de forme polygonale, relativement équiaxes sont observées. La taille caractéristique de ces zones est sub-millimétrique. Contrairement au TA6V, les macrozones ne sont pas étirées, bien que l'image observée soit celle de la face du cube parallèle à l'axe de la billette. La taille des macrozones est compatible entre les deux images obtenues par microscopie optique et EBSD. Un bruit est observé dans les macrozones : la couleur n'est pas uniforme. Le Ti17 est composé à 40% de phase β , or l'indexation est réalisée sur la phase α uniquement. Les couleurs "bruitées" sont donc liées à des erreurs d'indexations de la phase cristalline par le logiciel de reconstruction d'image. Le contraste observé entre macrozones est plus important dans le Ti17 que dans le TA6V. En annexe, nous montrons que la microstructure du Ti17 est constituée de lamelles micrométriques orientées suivant des directions préférentielles, correspondant à la microstructure thermodynamiquement stable si aucune contrainte n'est appliquée dans le domaine $\alpha + \beta$. Ces lamelles forment un réseau en réflexion qui amplifie fortement le contraste optique et expliquent donc la différence spectaculaire de contraste entre ces deux matériaux (voir annexe A.1). En conclusion, les échantillons ont une microstructure classique et attendue pour le type d'alliage sélectionné : les billettes de TA6V sont constituées de longues macrozones allongées le long de l'axe de la billette et celles de Ti17 présentent des macrozones équiaxes. Le TA6V présente donc un fibrage linéaire simple, et la Ti17 ne présente pas de fibrage.

1.3.4 Liens entre microstructure et mécanismes de forge du titane

Le lien entre processus de forge et microstructure des alliages de titane est complexe. Cette partie a pour but de clarifier les mécanismes généraux gouvernant la génération de ces diverses microstructures et de faire le lien avec les méthodes de forge.

Passage de la phase β haute température à un matériau biphasique $\alpha+\beta$

Le titane chauffé au-dessus de sa température de fusion (1668°C) est liquide. Entre la température de fusion et une température appelée transus β , le titane est sous forme β . C'est un polycristal monophasique constitué uniquement de phase β . Les grains β sont équiaxes car la structure recristallise en permanence. Lors d'un refroidissement en dessous du transus β , de la phase α précipite au sein des grains β . À température ambiante, l'alliage est constitué de phases α et β , dans des proportions dépendantes des éléments d'addition introduits (Figure 1.8).

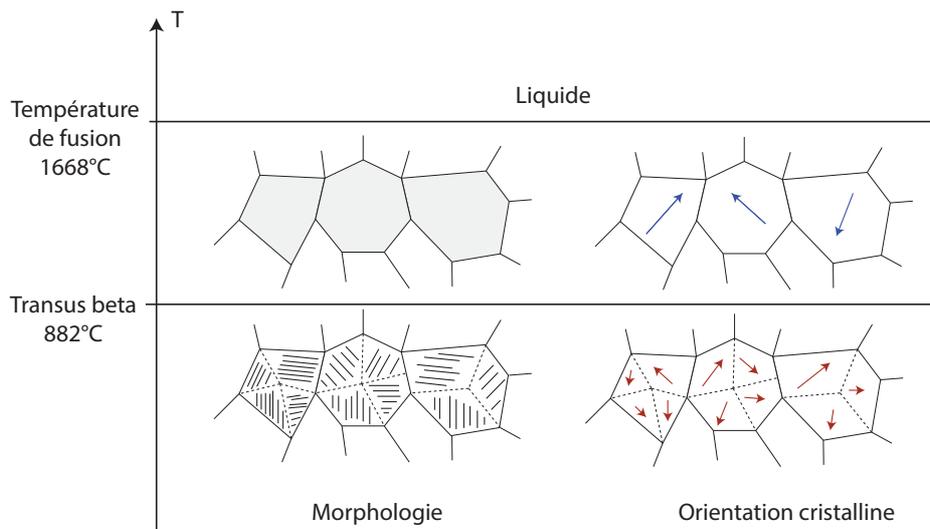


FIGURE 1.14: Morphologie (gauche) et orientation cristalline (droite) des alliages de titane en fonction de la température sans application de contraintes mécaniques.

La figure 1.14 présente ce mécanisme sous deux aspects. À gauche, l'aspect morphologique, c'est à dire la forme des structures observées par méthode optique et liées aux différences de phases α et β . Au-dessus du transus β , le titane est composé de grains constitués uniquement de phase β . Si le titane est refroidi en dessous du transus β sans contraintes mécaniques, la phase α précipite sous forme de lamelles α . Ces lamelles sont représentées sous forme de traits. Lors du refroidissement, chaque ex-grain β est subdivisé en colonies. Les colonies sont des zones telles que les lamelles α sont toutes orientées géométriquement dans la même direction. Les lamelles sont d'autant plus petites que le refroidissement est rapide. La partie droite de la figure 1.14 présente l'aspect orientation cristalline. Au-dessus du transus β , chaque grain β a une orientation cristalline particulière. Lors du refroidissement en dessous du transus β , la phase α précipite. L'orientation cristalline appartient à 12 variants dépendant de l'orientation de la phase β initiale par les relations de Burgers [16]. L'orientation cristallographique de la phase α constitutive des lamelles n'est pas confondue avec l'orientation géométrique de ces lamelles. Par ailleurs, cette transformation est réversible : si le titane est chauffé au dessus du transus β , la phase α recristallise en phase β . Étant donné que les orientations de la phase α des colonies sont compatibles avec l'orientation de la phase β initiale, les colonies disparaissent et les grains β réapparaissent identiques à l'étape pré-refroidissement. Ce mécanisme est général et s'applique à tous les alliages. Enfin, les colonies sont représentées comme des zones homogènes, de même orientation cristalline. En réalité, une colonie est un ensemble de lamelles de phase α , toutes de même orientation géométrique et cristallographique (mais ces deux directions ne sont pas confondues) insérées dans une matrice de phase β .

Forgeage des billettes en TA6V et Ti17

La microstructure des alliages de titane dépend fortement du profil thermo-mécanique utilisé lors de son élaboration, c'est à dire des différentes étapes de chauffage et refroidissement, ainsi que des contraintes mécaniques appliquées pour mettre en forme la pièce finale. Le lingot est transformé en billette en utilisant un procédé de forgeage en 4 étapes détaillé dans la figure 1.15. Cette figure montre que les trois premières étapes de forge sont identiques pour le TA6V et le Ti17 : seule la dernière étape diffère.

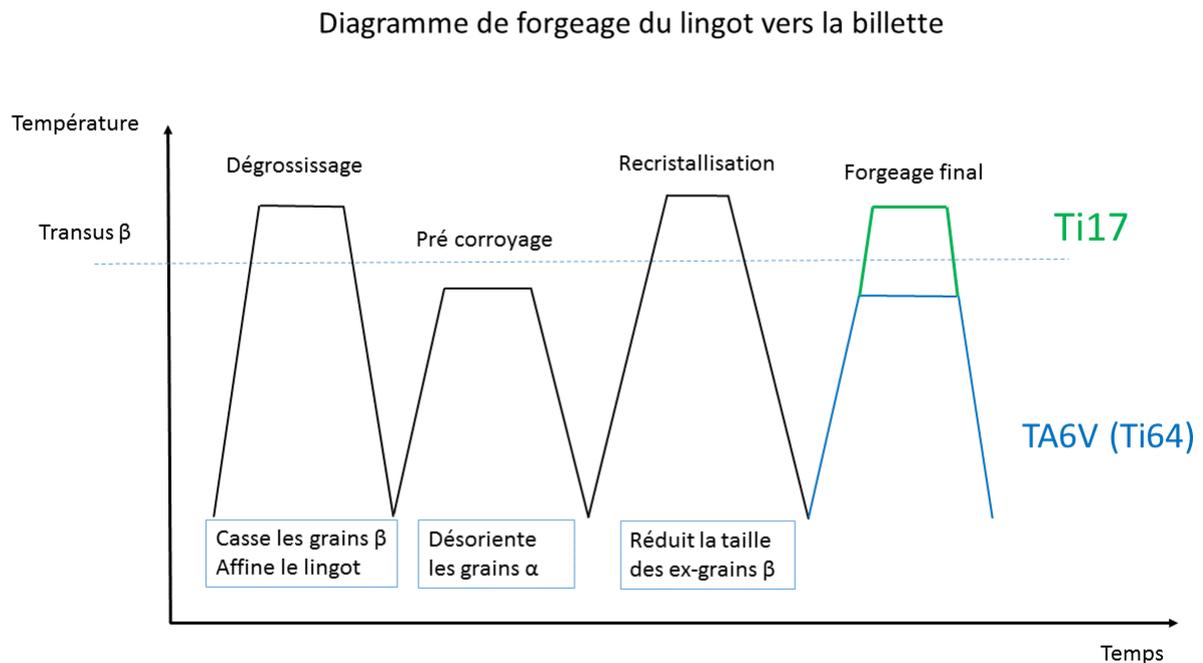


FIGURE 1.15: Étapes de forge d'un lingot vers une billette. Seule la dernière étape est différente entre le TA6V et le Ti17.

La première étape, appelée "dégrossissage", consiste à déformer le lingot au-dessus du transus β pour l'affiner et casser les grains β . La seconde étape, appelée "pré-corroyage", consiste à déformer la pièce en dessous du transus β afin de désorienter les grains α primaires. La troisième étape, appelée "recristallisation", permet de réduire la taille des grains β en chauffant l'échantillon au-dessus du transus β . La dernière étape, appelée "forgeage final" permet de finir la mise en forme de la billette et d'obtenir la microstructure finale. Afin de comprendre le rôle de chaque étape présentée ci-dessus, la figure 1.16 explicite le mécanisme mis en jeu dans les trois premières étapes.

Un grain β chauffé au-dessus du transus β est refroidi en dessous du transus β . La phase α recristallise sous forme de colonies de lamelles α , dont l'orientation cristalline (variant) est l'une des 12 permises par l'orientation cristalline de la phase β du grain β initial. Le mot "recristallisation" signifie que la phase β initiale subit une transformation de phase pour donner de la phase α . Cette recristallisation est réversible si les orientations cristallines des colonies α ne sont pas modifiées par un quelconque processus. Les orientations cristallines

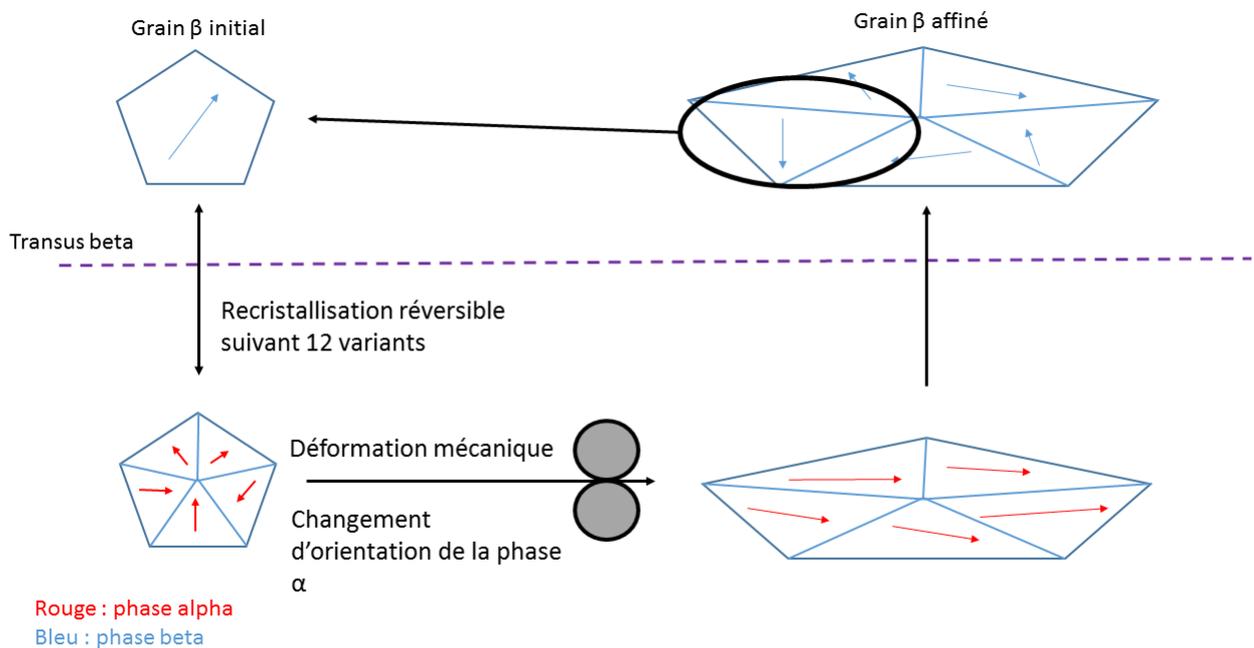


FIGURE 1.16: Mécanisme fondamental de réduction de la taille des grains β dans un alliage de titane par pré-corroyage.

de la phase α sont compatibles avec le grain β initial. Si on chauffe le matériau, alors la phase α disparaît pour laisser place au grain β . Si aucune contrainte mécanique n'est appliquée, la phase α recrystallise sous forme de colonies de lamelles. Au lieu de cela, une fois que les colonies de lamelles α sont apparues, une déformation est appliquée à la pièce. Sous l'effet de cette déformation, l'orientation cristalline de la phase α est modifiée. D'un point de vue cristallographique, l'orientation de la phase α est modifiée, et d'un point de vue morphologique, les lamelles α sont cassées en nodules équiaxes (également appelés grains α primaires). Lorsque la pièce est chauffée, la phase α disparaît pour laisser place à de la phase β . Or, les orientations cristallines de la phase α ne sont plus compatibles avec le grain β initial. Ainsi, le grain β initial est fractionné en sous-grains plus petits correspondant aux colonies de phase α . De nouveaux grains β sont donc obtenus, plus petits que le grain β initial.

À la fin de la 3ème étape de forge, le matériau est constitué de colonies de lamelles équiaxes. La dernière étape de forge, différente pour le TA6V et le Ti17 est détaillée dans la figure 1.17. À la fin de la recrystallisation, l'alliage de titane est refroidi en dessous du transus β sans déformation mécanique : il est donc constitué de colonies équiaxes de lamelles. Le cas du TA6V est le plus simple. Le matériau subit un forgeage dans le domaine $\alpha + \beta$: une déformation mécanique à une température inférieure au transus β . Une contrainte mécanique est appliquée sur le grain contenant des colonies équiaxes de lamelles. Le matériau est déformé suivant l'axe de la contrainte, c'est-à-dire l'axe de la billette. Les colonies sont allongées suivant cet axe. Les lamelles α sont cassées pour être transformées en nodules α

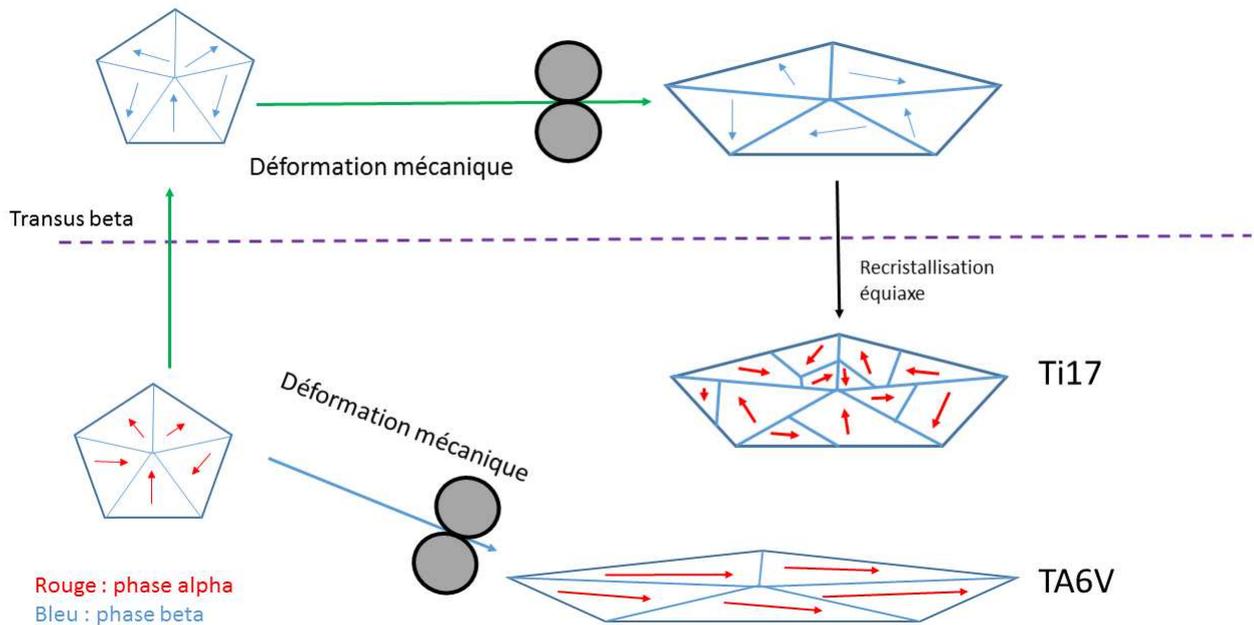


FIGURE 1.17: Mécanisme du forgeage final du TA6V et du Ti17.

équiaxes. L'orientation de la phase alpha est modifiée. La microstructure finale est constituée de zones d'orientations cristallines communes, liées aux anciennes colonies, allongées suivant l'axe de la billette.

Dans le cas du Ti17, un forgeage β est appliqué : une déformation mécanique à une température supérieure au transus β . Le grain composé de colonies α équiaxes est chauffé au-dessus du transus β . Cela crée des grains β équiaxes, correspondant aux anciennes colonies de lamelles α . Une contrainte mécanique est appliquée à ce grain β qui est déformé et allongé suivant l'axe de la billette. Enfin, la pièce est refroidie jusqu'à la température ambiante. La phase α recrystallise alors, sous forme de colonies équiaxes de phase α .

Les propriétés et structures de l'alliage dépendent des étapes thermo-mécaniques choisies et peu de sa formulation chimique. De plus, les mécanismes présentés ici sont simplifiés. En effet, nous n'avons pas tenu compte de l'écart entre les températures appliquées et le transus β . Cette variable conditionne la vitesse de recrystallisation et peut donc conduire à des déviations du comportement décrit dans cette section. Avec les précautions données ci-dessus, nous pouvons résumer ces explications sous la forme : Un forgeage $\alpha + \beta$ conduit à une microstructure allongée suivant l'axe de la billette, et un forgeage β conduit à une microstructure équiaxe.

1.4 Propagation en milieu constitué de diffuseurs allongés

Le TA6V présente des macrozones allongées, ce qui doit avoir un impact sur la propagation des ultrasons, contrairement au Ti17 constitué de macrozones équiaxes. Premièrement,

un état de l'art sur la propagation des ultrasons dans les polycristaux à grains allongés est réalisé. Ensuite, des mesures de vitesse de propagation et d'atténuation sont réalisées sur nos échantillons de titane pour vérifier si leur comportement est en accord avec les phénomènes généralement observés dans les alliages de titane.

1.4.1 Etat de l'art

Un milieu constitué de diffuseurs est hétérogène. Plusieurs modélisations de ce phénomène sont possibles. Une première approche est de considérer le milieu comme homogène et contenant des diffuseurs de forme donnée. Une autre approche est de modéliser le champ de vitesse aléatoire par ses propriétés statistiques (moyenne, corrélation spatiales, etc). Les propriétés spatiales du champ de vitesse sont alors reliées à la forme des diffuseurs. Par exemple, dans le cas d'un milieu comportant des diffuseurs ellipsoïdaux très allongés, la fonction de corrélation spatiale de ce milieu sera très large le long de la direction d'élongation des ellipsoïdes et étroite dans l'autre. Dans tous les cas, un milieu est défini par une composante géométrique, définissant la forme des hétérogénéités, ainsi que d'une composante élastique, définissant les matériaux mis en jeu.

Quelques exemples de matériaux présentant des diffuseurs allongés sont proposés ici :

- Bol de riz plongé dans l'eau : matrice liquide possédant des diffuseurs solides allongés de forme ellipsoïdale, orientés aléatoirement.
- Forêt de tiges : matrice liquide comprenant des diffuseurs cylindriques solides alignés dans une même direction.
- Os cortical : matrice solide possédant des inclusions liquides allongées et alignées.
- Alliage de titane : polycristal dont les grains sont géométriquement allongés et alignés. Dans ce cas, il n'y a pas de distinction entre la matrice et les diffuseurs.
- Cristal liquide nématique : molécules possédant un ordre d'orientation local plongées dans un substrat quelconque.

Les propriétés des billettes de titane en TA6V et Ti17 ont été étudiées dès le début de leur utilisation dans les pièces critiques de réacteur. Les premières études ont porté sur les alliages à grains équiaxes. La section 1.1.2 détaille la bibliographie associée à ce type de matériau. Le cas des alliages de titane à structure allongée de type TA6V a ensuite été abordé et est exposé ici. La microstructure des alliages de titane est très dépendante du processus de forge. En fonction de l'étude, des alliages de même composition chimique peuvent être forgés de manières différentes. Ainsi, le Ti17 que nous utilisons est composé de macrozones équiaxes car forgé en étape finale dans le domaine β . D'autres études utilisent du Ti17 forgé dans le domaine $\alpha + \beta$, présentant alors des macrozones allongées. Le nom de l'alliage indique sa composition chimique mais pas son histoire thermo-mécanique.

Les premières études de la propagation des ultrasons dans les alliages de titane à structure allongée ont été réalisées par Margetan, Thompson et Panetta [52, 53, 54, 55, 45, 43, 1]. Dans leur cas, le TA6V et le Ti17 sont forgés dans le domaine β à des températures différentes puis en étape finale dans le domaine $\alpha + \beta$ [54]. Trois directions sont définies dans les billettes : radiale (rayon de la section transversale de la billette) , circonférentielle et axiale

(axe de la billette). Ces directions correspondent aux vecteurs de base d'un repère polaire associé à la billette. Dans les deux alliages étudiés, des macrographies mettent en évidence des macrozones allongées suivant l'axe de la billette et plus faiblement sur les directions circonférencielles ou radiales [55]. Ces macrozones sont interprétées comme les ex-grains β de l'alliage.

En régime de Rayleigh, l'atténuation et le bruit rétrodiffusé ne dépendent pas de l'élongation du grain mais seulement de son volume. Dans les régimes stochastique et haute fréquence, les auteurs montrent que la vitesse de propagation des ondes longitudinales est globalement isotrope. Cette vitesse varie de moins de 1% dans les trois directions fondamentales de la billette [43]. L'étude de l'atténuation et du bruit rétrodiffusé montre le comportement suivant : l'atténuation est maximale si l'onde se propage le long de l'axe de la billette, parallèlement à l'élongation des macrozones, c'est-à-dire dans la direction axiale. Dans ce cas, le bruit rétrodiffusé est minimal. L'atténuation est plus faible lorsque l'onde se propage dans le plan perpendiculaire à la direction d'élongation (direction radiale ou circonférencielle). Dans ce cas, le bruit rétrodiffusé est maximal. Ce comportement est paradoxal : si le bruit rétrodiffusé est fort, alors l'atténuation doit l'être également car l'énergie rétrodiffusée n'est pas transmise vers l'avant. Ce raisonnement est faux car il ne prend pas en compte le diagramme de diffusion des diffuseurs : l'énergie peut être évacuée par les côtés du diffuseur. Dans ce cas, un bilan énergétique ne prenant en compte que l'énergie diffusée vers l'avant (atténuation) et l'arrière (rétrodiffusion) est faux.

Lorsque l'onde se propage le long des diffuseurs, peu d'énergie est diffusée vers l'avant et l'arrière, et beaucoup sur les côtés : cela conduit à un faible bruit rétrodiffusé et une forte atténuation (Figure 1.18(b)). Si l'onde se propage perpendiculairement aux diffuseurs, une forte portion d'énergie est rétrodiffusée, une grande partie diffusée vers l'avant et très peu s'échappe latéralement (Figure 1.18(a)).

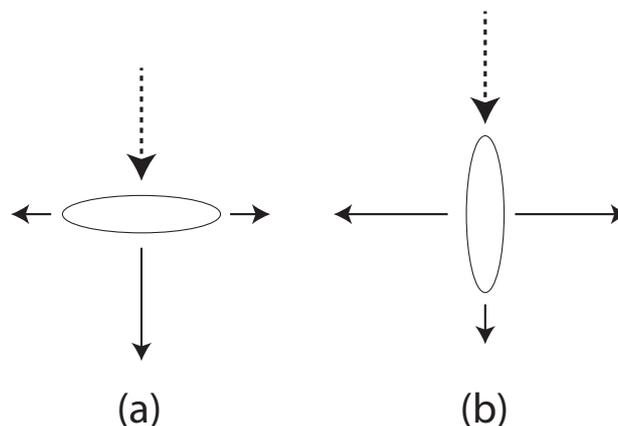


FIGURE 1.18: Répartition simplifiée de l'énergie (trait plein) par un diffuseur elliptique dont l'onde incidente (pointillé) est (a) perpendiculaire (b) parallèle à sa direction d'élongation.

Rokhlin a étudié les propriétés de l'alliage Ti6246 sous la forme de sections de disques au fibrage quasi linéaire [83, 82, 84, 81, 12, 39]. Son équipe a développé un modèle expliquant le comportement de l'atténuation et du bruit rétrodiffusé en fonction des propriétés des MTR : Micro Textured Region, autre appellation des macrozones ou macrograins. Ce

modèle est simple à mettre en oeuvre et explique très bien l'anisotropie observée dans les alliages de titane. Il s'appuie sur la covariance spatiale des coefficients élastiques au même titre que le modèle unifié de Stanke et Kino [70]. L'avantage de cette méthode est que, sous l'hypothèse d'homogénéité statistique des propriétés de l'échantillon, cette covariance peut être séparée en une covariance moyenne des coefficients élastiques et une fonction de corrélation spatiale normalisée. La géométrie du milieu est contenue dans la fonction de corrélation, et ses propriétés élastiques sont modélisées par la covariance moyenne des coefficients élastiques. La section efficace de rétrodiffusion s'exprime comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation spatiale [83], multipliée par la covariance des coefficients élastiques. Le coefficient d'atténuation a une forme plus complexe mais est calculé à partir des mêmes quantités physiques [83]. La section efficace de rétrodiffusion (backscattering coefficient), dans le cas d'une fonction de corrélation ellipsoïdale, s'exprime comme [81] :

$$\eta(\mathbf{p}, \mathbf{k}) = \frac{\langle \delta C_{pppp} \delta C_{pppp} \rangle}{4\pi\rho V_l(\mathbf{p})^2} \frac{Vk^4}{(1 + 4k_x^2 a_x^2 + 4k_y^2 a_y^2 + 4k_z^2 a_z^2)^2} \quad (1.27)$$

avec $\langle \delta C_{pppp} \delta C_{pppp} \rangle$ la covariance spatiale de la partie fluctuante des coefficients élastiques, k le vecteur d'onde, \mathbf{p} la direction de propagation de l'onde, V le volume effectif des grains calculé à partir de la fonction de corrélation spatiale, et a_i les rayons effectifs des grains dans les dimensions x , y et z .

Ce modèle simple a été amélioré en généralisant le modèle unifié de Stanke et Kino [70] aux cas d'un matériau à grains allongés. En régime de Rayleigh, l'atténuation de l'onde longitudinale ne dépend que du volume du grain, et celle-ci est causée majoritairement par la conversion du mode longitudinal vers le mode transversal [80]. L'atténuation du mode transversal est lié à des conversions transverse-transverse. En régime stochastique, le mécanisme d'atténuation change : celle-ci est majoritairement causée par des conversions longitudinales-longitudinales.

Le titane est un alliage multi-échelle : les macrograins sont composés de colonies équiaxes ou allongées [26]. Cette "superposition" de structures de différentes tailles peut être modélisée par les fonctions de corrélation spatiales. En basse fréquence, la contribution des colonies devient négligeable car leur taille est trop petite face à la longueur d'onde. En haute fréquence, l'impact des colonies est dominant sur la rétrodiffusion. Aux fréquences intermédiaires, les phénomènes sont un mélange complexe de ces deux échelles de structure. La réponse globale dépend donc des tailles et formes relatives des macrograins et colonies.

La texture du polycristal, c'est-à-dire la répartition spatiale des orientations cristallines, est caractérisée par la covariance des coefficients élastiques [81]. Cette covariance est décrite par la fonction de distribution des orientations, dont un paramètre important est σ . En pratique, la covariance est multipliée par un facteur variant entre 0 et 1 calculé à partir de la fonction de distribution d'orientation. Si $\sigma \rightarrow 0$, alors les orientations cristallines des grains sont toutes orientées dans le même sens : on a affaire à un monocristal et il n'existe plus de notion de grain. Le comportement est alors conditionné par les symétries et l'orientation du cristal, et non par la morphologie des grains. Si $\sigma \rightarrow \infty$, alors l'orientation des grains est totalement aléatoire et le matériau isotrope. Dans ce cas, la contribution de la forme du

grain est prépondérante, et le bruit rétrodiffusé important car les contrastes d'impédance entre grains sont maximaux. À l'inverse, pour de faibles valeurs de σ , le bruit rétrodiffusé est faible car les contrastes entre grains sont très faibles. L'atténuation dépend de la forme du grain, comme décrit précédemment, mais également de la texture : plus σ est élevé, plus l'atténuation est forte. Lowe et Dunne [37] ont proposé une méthode de détermination de la texture d'un échantillon par mesure de la vitesse moyenne de propagation d'une onde longitudinale. Ils montrent que les vitesses extrêmes possibles dans un monocristal encadrent les vitesses des ondes dans un polycristal aléatoire constitué de grains formés de ce monocristal. Cette méthode donne un résultat qualitatif intéressant mais n'est pour l'instant pas quantitative. Récemment, Moreau et Humbert ont proposé une méthode d'évaluation de la taille des macrozones par ultrason [50, 32]. Cette méthode ne s'applique que sur des tranches fines (épaisseurs de l'ordre du centimètre) de matériaux et consiste à mesurer la vitesse de propagation des ondes longitudinales en tout point de la tranche et à calculer la corrélation spatiale du champ de ce champ de vitesse. La taille des macrozones est déduite des longueurs de corrélation de la fonction de corrélation spatiale mesurée.

Diffusion multiple avec diffuseurs allongés

La diffusion multiple en présence de diffuseurs allongés est un problème rencontré dans de nombreux domaines : cristaux liquides nématiques, imagerie optique des milieux biologiques. Si le milieu contient des diffuseurs qui ne sont ni ponctuels ni sphériques, alors l'équation de la diffusion classique n'est pas applicable. La propagation de l'intensité incohérente peut être modélisée avec une équation de diffusion anisotrope, qui met en jeu un tenseur de diffusion comme proposé par Alerstam [3] et non une simple constante de diffusion. Cependant, il n'existe à ce jour pas de lien entre le tenseur de diffusion et les propriétés physiques des diffuseurs. Dans ce cas, il faut utiliser l'équation du transfert radiatif, ce qui nécessite de bien connaître les propriétés de diffusion de la microstructure : section efficace différentielle et libre parcours moyen dans toutes les directions.

Dans sa thèse, Boris Bret [15] détaille les différentes sources d'anisotropie dans un milieu, qui peuvent conduire à des comportements de diffusion anisotrope. Si le matériau est un cristal isotrope, alors seule l'anisotropie de la forme des diffuseurs peut provoquer une propagation anisotrope de l'onde. On parlera également **d'anisométrie** des diffuseurs pour désigner le fait que les diffuseurs ne sont pas à symétrie sphérique. Il faut noter que même si les diffuseurs sont à symétrie sphérique, la diffusion par un diffuseur (scattering), caractérisée par sa section efficace différentielle de diffusion, peut être anisotrope. C'est le cas en haute fréquence, où la diffusion est très forte vers l'avant du diffuseur. Le matériau lui-même peut être anisotrope à plusieurs échelles : cristal ou microstructure.

1.4.2 Mesure et modélisation de la vitesse des ondes longitudinales

D'après les études de Thompson et Margetan, la vitesse de propagation des ondes élastiques est isotrope dans les alliages de titane, même si les macrozones ont une forme allongée. La vitesse des ondes longitudinales est mesurée sur le cube de TA6V, dans les directions

1.4. PROPAGATION EN MILIEU CONSTITUÉ DE DIFFUSEURS ALLONGÉS

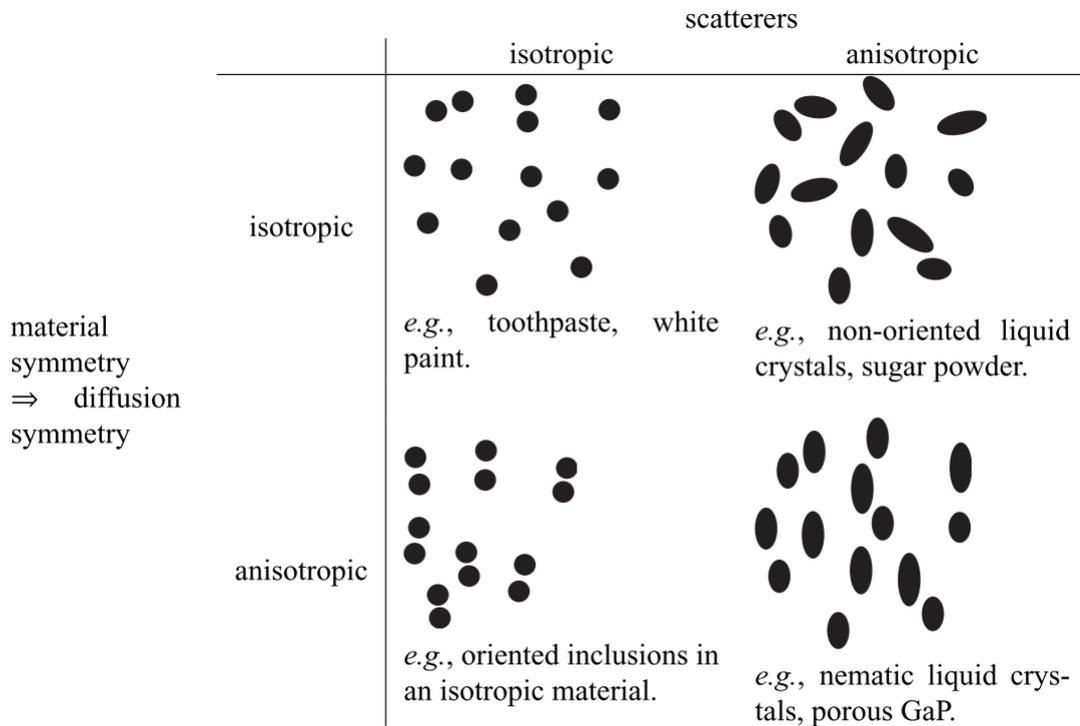


FIGURE 1.19: Résumé des différentes sources d'anisotropies possibles dans un matériau [15].

axiales et circonférentielles. Cette mesure est basée sur la définition de la vitesse v :

$$v = \frac{d}{T} \quad (1.28)$$

avec d la distance de propagation et T le temps nécessaire à la propagation. Le temps de propagation a été mesuré en enregistrant l'onde réfléchiée sur la face arrière du cube par le capteur ayant émis l'onde initiale sur la face avant. Le cube mesure 120 mm de côté, mesuré au pied à coulisse avec une incertitude $\Delta D = 0.5$ mm. L'incertitude estimée sur le temps de propagation est de $\Delta T = 0.15 \mu s$.

L'incertitude sur la vitesse est calculée avec l'expression suivante :

$$\Delta V = \frac{\Delta D + v \Delta T}{T} \quad (1.29)$$

Les vitesses longitudinales mesurées sont les suivantes :

Direction	Axiale	Circonférentielle
Vitesse	6095 +/- 20 m/s	6080 +/- 20m/s

La différence de vitesse entre les deux directions est inférieure à l'incertitude : le cube de TA6V est isotrope sur les deux directions inspectées. Ces valeurs sont proches les vitesses obtenues par Thompson et Margetan : ils mesurent des vitesses longitudinales comprises entre

1.4. PROPAGATION EN MILIEU CONSTITUÉ DE DIFFUSEURS ALLONGÉS

6.15 mm/ μ s et 6.3 mm/ μ s. Le léger écart entre nos mesures et les leurs est probablement lié à des différences de formulation et de forgeage des alliages étudiés car nos échantillons ne proviennent pas du même fournisseur, qui utilise probablement une méthode de forge différente.

Modélisation autocohérente des coefficients élastiques moyens du TA6V

Bien que les phases α et β du titane soient anisotropes, la vitesse des ondes ultrasonores en son sein est isotrope. Intuitivement, on comprend que si un matériau formé de nombreux cristaux anisotropes tous désorientés cristallographiquement, alors l'onde se propage comme si le milieu était isotrope. De plus, pourvu que l'onde rencontre suffisamment de cristaux, alors leur forme ne doit pas influencer les paramètres élastiques globaux de ce matériau. Pour confirmer cela, Renald Brenner, chercheur à l'Institut Jean le Rond D'Alembert a proposé de calculer la matrice élastique moyenne sur le polycristal. Ce calcul de la matrice d'élasticité moyenne d'un polycristal tient compte des paramètres élastiques des cristallites, ainsi que de leur forme et taille. Ce calcul est réalisé en utilisant un schéma auto-cohérent, décrit dans [14]. Le polycristal modélisé est le titane en phase α monophasique, dont les grains présentent des orientations cristallines aléatoires d'un grain à l'autre, et dont l'élongation évolue de 1 à 10, c'est à dire de taille (1 mm \times 1 mm) à (1 mm \times 10 mm). Les calculs sont réalisés en régime quasi-statique : les grains sont supposés beaucoup plus petits que la longueur d'onde. Les coefficients élastiques du titane en phase α utilisés dans le calcul sont :

c11	c12	c13	c33	c44
162.4 GPa	92 GPa	69 GPa	180.7 GPa	46.7 GPa

TABLE 1.3: Coefficients élastiques du titane en phase α

À chaque valeur d'élongation, la matrice d'élasticité effective est calculée. Quelque soit l'élongation, les matrices de coefficients élastiques obtenues sont de la forme d'un matériau quasi-isotrope.

c11	c12	c44
165.3 GPa	78.3 GPa	43.3 GPa

TABLE 1.4: Coefficients élastiques effectifs sur le polycristal, quelque soit le rapport d'aspect des grains.

Les vitesses des ondes longitudinales et transversales sont calculées à partir de ces coefficients en utilisant une masse volumique de $\rho = 4430\text{kg/m}^3$ (correspondant à du TA6V élaboré par Auber et Duval). Les vitesses longitudinales (6.1 mm/ μ s) et transverses (3.13 mm/ μ s) ne dépendent pas du rapport d'aspect des grains. Ce résultat est en accord avec nos observations expérimentales : la vitesse des ondes longitudinales est proche de la valeur mesurée par Thompson et la nôtre dans nos échantillons.

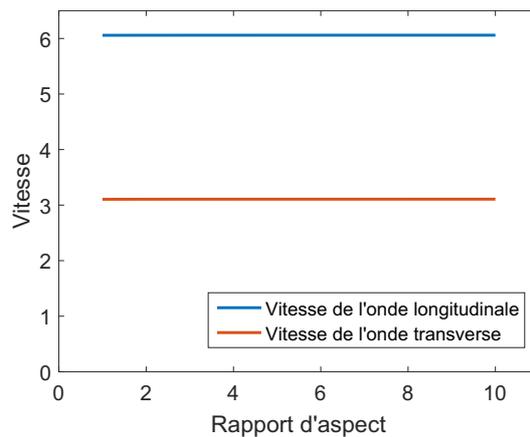


FIGURE 1.20: Évolution des vitesses longitudinale et transverse en fonction rapport d'aspect des grains de phase α .

1.4.3 Mesure de la longueur d'extinction

Les études de Thompson et Margetan ont démontré que l'atténuation est anisotrope lorsque les macrozones du titane sont allongées. L'atténuation est plus importante si l'onde se propage le long de la grande dimension des macrozones que perpendiculairement à cette direction. La caractérisation de l'échantillon de TA6V a démontré que ses macrozones sont allongées, ainsi, l'atténuation doit logiquement être anisotrope dans cet échantillon. L'atténuation, caractérisée par le libre parcours moyen d'extinction dont la définition a été donnée en 1.1.3, est mesurée sur l'échantillon de TA6V. Cette mesure n'est appliquée que sur le TA6V car nous ne disposons pas de cube de Ti17 adapté à cette expérience.

Principe de la mesure

Une onde plane en incidence normale aux faces de la pièce est émise avec tous les éléments piézoélectriques d'une barrette multi-éléments. Afin de limiter la divergence du faisceau dans le plan de la sonde, l'émission est apodisée spatialement par une fenêtre de Hann, comme préconisé dans [7] : l'onde est quasi plane. Le fond de la pièce est utilisé comme un miroir pour renvoyer l'onde vers le détecteur et ainsi mesurer la décroissance des échos successivement reçus par le détecteur. Cette mesure a été réalisée pour deux directions de propagation de l'onde plane : parallèlement à la direction l'allongement des macrozones (l'axe de la billette) et perpendiculairement sur une direction circonférentielle.

Traitement de l'amplitude des échos reçus

Un grand nombre de mesures sur des réalisations indépendantes du milieu sont effectuées en déplaçant la sonde le long de l'échantillon tout en gardant l'angle entre le plan de la sonde et le fibrage constant. Soit $k_{r,i}(t)$ le signal reçu sur le récepteur r , lors de la mesure sur la réalisation i du désordre. Premièrement, une moyenne des signaux sur les différentes

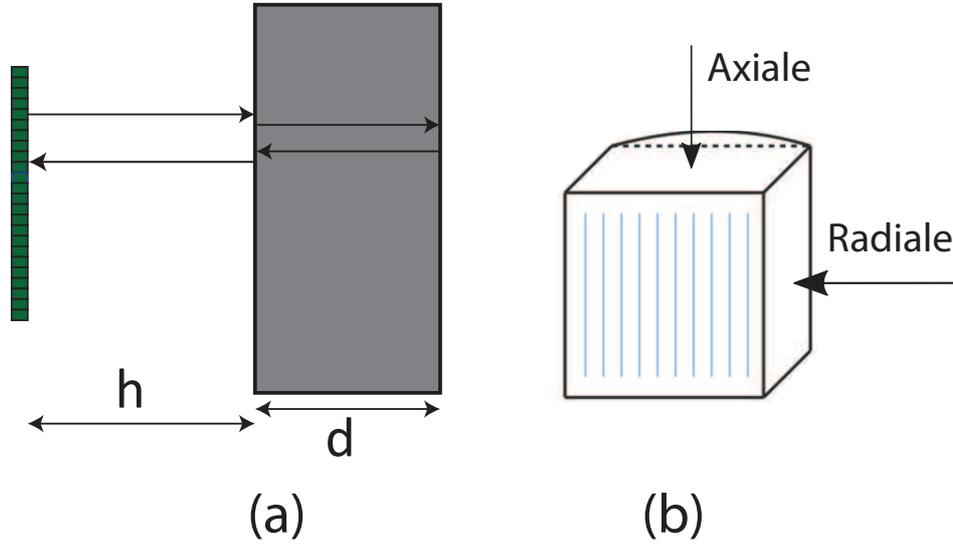


FIGURE 1.21: (a) Schéma du principe de mesure du libre parcours d'extinction. (b) Schéma des deux directions de propagation étudiées : axiale et radiale.

réalisations est effectuée :

$$\langle k_r(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_{r,i}(t) \quad (1.30)$$

avec N le nombre de réalisations du milieu. Les signaux sont ensuite fenêtrés sur les échos utiles. Dans la suite seuls deux échos sont utilisés, mais le raisonnement reste identique si on dispose de plus d'échos, la précision de la mesure n'en sera que plus grande. Une transformée de Fourier est effectuée sur chaque signal centré sur un écho afin d'évaluer l'amplitude de l'écho dans le domaine fréquentiel. L'évolution de l'amplitude de l'écho au cours de la propagation est la suivante :

$$|A_{echo1}(\omega)| = |A_0(\omega)| \exp(-2\alpha_1(\omega)h) \exp(-2\alpha_2(\omega)d) T_{12} R_{21} T_{21} \quad (1.31)$$

$$|A_{echo2}(\omega)| = |A_0(\omega)| \exp(-2\alpha_1(\omega)h) \exp(-4\alpha_2(\omega)d) T_{12} R_{21}^3 T_{21} \quad (1.32)$$

Les indices 1 et 2 correspondent respectivement à l'eau et au titane, T_{12} et R_{21} sont les coefficients de transmission et de réflexion entre l'eau et le titane, $A_0(\omega)$ est l'amplitude initiale du champ et α_1 et α_2 sont les coefficients d'atténuation de l'eau et du titane. De plus, h est la distance sonde-titane et d l'épaisseur de la pièce de titane. Afin de mesurer uniquement le coefficient d'atténuation α_2 , le rapport des deux amplitudes donne :

$$\frac{|A_{echo1}(\omega)|}{|A_{echo2}(\omega)|} = \frac{\exp(2\alpha_2(\omega)d)}{R_{21}^2} \quad (1.33)$$

Soit :

$$\alpha_2(\omega) = \frac{1}{2d} \left[\ln(R_{21}^2) + \ln \left(\frac{|A_{echo1}(\omega)|}{|A_{echo2}(\omega)|} \right) \right] \quad (1.34)$$

Le libre parcours moyen d'extinction s'exprime alors comme :

$$l_{ext}(\omega) = \frac{1}{2\alpha_2(\omega)} = d \left[\ln(R_{21}^2) + \ln \left(\frac{|A_{echo1}(\omega)|}{|A_{echo2}(\omega)|} \right) \right]^{-1} \quad (1.35)$$

Calcul de l'incertitude de mesure

Les sources d'erreurs sont au nombre de trois : l'épaisseur d de l'échantillon, le coefficient de réflexion R_{21} et la mesure de l'amplitude des échos. Nous supposons que l'erreur sur l'épaisseur des échantillons est négligeable. La dérivée logarithmique du libre parcours moyen d'extinction s'exprime comme :

$$\frac{\Delta l_{ext}}{l_{ext}} = \frac{\Delta \ln(R_{21}^2)}{\ln(R_{21}^2)} + \frac{\Delta \ln(A_{echo1}(\omega)/A_{echo2}(\omega))}{\ln(A_{echo1}(\omega)/A_{echo2}(\omega))} \quad (1.36)$$

D'après [7], une déviation de 2 degrés de l'angle d'incidence entraîne une variation de 0.5 % sur R_{12} . L'erreur relative sur la mesure des échos est évaluée à 0.5% également. Les erreurs déduites de ces expressions sont visibles sur le graphe 1.22. La figure 1.21 (b) indique les deux directions dans lesquelles les mesures ont été réalisées : axiale et circonférentielle. Les mesures sont réalisées avec un transducteur de 128 éléments, centrés à 3.5 MHz et d'un pas entre éléments de 0.417 mm. L'épaisseur de pièce traversée est de 145.5 mm.

La décroissance du libre parcours moyen d'extinction avec la fréquence est visible sur la figure 1.22. L'atténuation est plus forte si l'onde se propage le long de l'axe de la billette que si elle se propage le long d'un rayon de la billette. Ceci est en accord avec les résultats de Thompson et Margetan et conforme à l'état de l'art présenté en section 1.4. La valeur calculée ici est la longueur d'extinction, ce qui signifie que les effets de dissipation, de diffusion et de diffraction du faisceau sont tous les trois pris en compte. Le bloc utilisé est cubique : la forme du faisceau ultrasonore ne dépend pas de la face utilisée. Par ailleurs, Papadakis [60] propose d'introduire un coefficient de correction pour compenser l'effet de la diffraction du faisceau. En pratique nous n'avons pas trouvé de référence donnant les expressions de ce coefficient dans le cas d'un transducteur d'ouverture rectangulaire. Sans utiliser ce coefficient, l'utilisation d'un échantillon cubique permet de considérer que l'effet de la diffraction est identique quelque soit la face utilisée, et donc de comparer les courbes pour différentes directions. Par ailleurs, la dissipation thermique est généralement considérée comme négligeable devant les effets de diffusion dans les alliages de titane. On peut donc conclure que la différence entre les deux courbes présentées ici est liée à des processus de diffusion de l'onde. Cette diffusion n'est pas la même si l'onde se propage suivant l'axe ou le rayon de la billette.

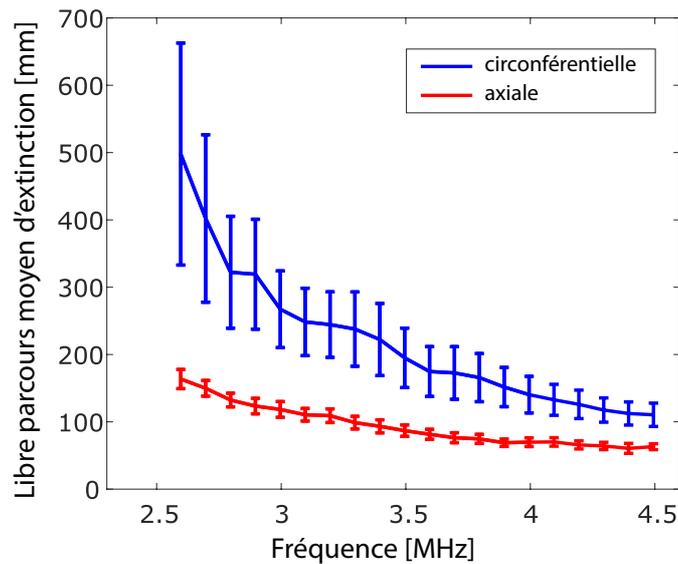


FIGURE 1.22: Atténuation en fonction de la fréquence d'excitation pour deux directions de propagation : (bleu) direction circonférentielle de la billette, (rouge) axe de la billette

1.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation de la propagation dans les milieux complexes, spécifiquement ceux présentant une microstructure allongée, en particulier les alliages de titane. Nous avons tout d'abord introduit des éléments sur la diffusion multiple, un phénomène étudié dans le chapitre 3. Puis les méthodes classiques de contrôle non destructif utilisées chez SAFRAN ont été présentées, notamment la méthode "Multizone" en vigueur aujourd'hui dans cette entreprise. Afin de comprendre la microstructure des alliages de titane, des caractérisations de nos échantillons ont été menées à l'aide du laboratoire de métallurgie de Chimie Paris. Nous avons montré que les macrozones du TA6V sont allongées le long de l'axe de la billette, tandis que les macrozones du Ti17 sont équiaxes. Afin d'expliquer cette différence, les principes de base de la métallurgie du titane sont présentés, ainsi que les mécanismes de forge impliqués dans la fabrication des pièces aéronautiques. Enfin, un état de l'art de la propagation des ultrasons dans un milieu présentant une microstructure allongée a été réalisé. Il est bien connu que la propagation des ultrasons dans ce type de milieu est anisotrope : l'atténuation et le niveau de bruit rétrodiffusé dépendent de la direction de propagation de l'onde. Nous avons vérifié ce point sur nos échantillons en mesurant la longueur d'extinction de l'onde cohérente. De plus, nous avons montré que la vitesse de propagation des ondes longitudinales est isotrope, et confirmé ce point à l'aide d'une modélisation auto-cohérente réalisée par Renald Brenner de l'Institut Jean Le Rond d'Alembert. La connaissance de la microstructure des alliages de titane est le point de départ des travaux présentés dans les chapitres suivants.

Résumé du chapitre

- Les alliages de titane sont des polycristaux constitués de phase α et β .
- La microstructure des alliages de titane dépend fortement du processus thermo-mécanique utilisé pour leur forge.
- Leur microstructure est complexe mais les principales structures interagissant avec les ultrasons dans les gammes de fréquences usuelles de contrôle (1 à 15 MHz) sont les macrozones.
- Une macrozone est une zone d'orientation cristalline donnée et majoritairement constituée de phase α à température ambiante.
- Les macrozones de notre échantillon de TA6V ont une forme de polygone allongé d'approximativement 10 mm \times 1 mm. Les macrozones du Ti17 sont équiaxes de diamètre proche ou inférieur au millimètre.
- Les pièces en alliages de titane sont contrôlées par ultrason. La méthode de contrôle utilisée chez SAFRAN est la méthode "Multizones", utilisant plusieurs transducteurs mono-élément focalisés à différentes profondeurs dans la pièce à inspecter.
- Lors de sa propagation dans les alliages de titane, l'onde ultrasonore est diffusée par les macrozones car chaque macrozone possède une orientation cristalline différente de ses voisins.
- La vitesse des ondes longitudinales est isotrope même en présence de macrozones allongées dans les gammes de fréquences de contrôles usuelles.
- L'atténuation est maximale lorsque l'onde se propage le long de la direction d'élongation des macrozones, et minimale perpendiculairement.
- Le bruit rétrodiffusé est minimal lorsque l'onde se propage le long de la direction d'élongation des macrozones, et maximal perpendiculairement.

Chapitre 2

Étude du champ rétrodiffusé pour la détermination de l'allongement des macrozones

L'objectif de ce chapitre est de comprendre l'interaction entre les microstructures du TA6V et du Ti17, les champs ultrasonores rétrodiffusés par celles-ci et la forme des éléments du transducteur multi-éléments utilisé en émission-réception. Le signal ultrasonore rétrodiffusé par des matériaux complexes a été largement étudié et l'état de l'art du chapitre 1 présente les grands résultats associés à la propagation des alliages de titane. Cependant, la plupart des recherches ont porté sur l'amplitude du bruit rétrodiffusé et son lien avec la microstructure, mais peu de résultats existent sur la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé (on notera cependant les travaux de Moreau et Humbert [50, 32]). Or, cette caractéristique est une signature clé des propriétés de la microstructure des matériaux diffusants. Dans ce chapitre, nous commençons par montrer qu'il est possible de mesurer la direction d'élongation des macrozones du titane à partir de la mesure d'intensité rétrodiffusée par capteur multi-éléments linéaire en rotation autour de son axe. Nous utilisons notamment des faisceaux focalisés pour mesurer cette direction de manière locale. Cette mesure est ensuite mise à profit pour démontrer qu'il est possible de maximiser le rapport signal à bruit lors de la détection d'un trou à fond plat (TFP) dans un matériau présentant des diffuseurs allongés. Ensuite, nous montrons que la dépendance de l'intensité rétrodiffusée avec l'angle de la sonde s'explique par l'interaction entre la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé et la forme des éléments du transducteur multi-éléments. Enfin, cette situation expérimentale est modélisée afin de relier la courbe d'intensité en fonction de l'angle de la sonde aux dimensions des macrozones.

2.1 Détection de la direction d'élongation des macrozones

Cette section démontre qu'il est possible de détecter des directions d'élongation des macrozones en mesurant l'intensité rétrodiffusée par les échantillons de titane en fonction de l'angle de rotation d'un transducteur multi-élément. Cette détection est réalisée en effectuant des acquisitions de matrices inter-élément, puis avec des faisceaux focalisés.

2.1.1 Matrice inter-élément

Les transducteurs multi-éléments sont généralement utilisés pour focaliser des ondes dans un milieu en appliquant des lois de retard. Celles-ci peuvent être utilisées en émission et en réception. L'image échographique est obtenue en focalisant successivement dans les zones du milieu à imager et en calculant l'énergie rétrodiffusée sur le transducteur. La mesure de matrice inter-éléments est une technique différente : elle consiste à enregistrer tous les couples émetteurs-récepteurs possibles avec chaque élément de la barrette.

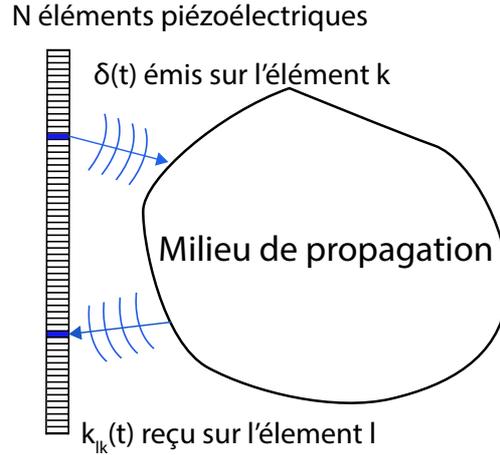


FIGURE 2.1: Schéma de la configuration de mesure d'une matrice inter-élément.

Soit un transducteur multi-éléments linéaire contenant N éléments piézoélectriques : $k_{lm}(t)$ est le signal ultrasonore reçu par le transducteur l lorsqu'une impulsion temporelle $\delta(t)$ est appliquée au transducteur m . L'ensemble des réponses entre les éléments de la barrette peut s'exprimer sous la forme d'une matrice $k(t) = k_{lm}(t)_{1 \leq l \leq N, 1 \leq m \leq N}$.

Soit $e_m(t)_{1 \leq m \leq N}$ les N signaux d'entrée appliqués aux transducteurs, les signaux de sortie résultants, notés $r_l(t)_{1 \leq l \leq N}$, sont donnés par les expressions suivantes :

$$r_l(t) = \sum_{m=1}^N k_{lm}(t) \otimes e_m(t). \quad (2.1)$$

On peut également exprimer cette relation dans l'espace des fréquences :

$$R_l(\omega) = \sum_{m=1}^N K_{lm}(\omega) E_m(\omega) \quad (2.2)$$

avec $R_l(\omega)$, $K_{lm}(\omega)$ et $E_m(\omega)$ les transformées de Fourier de $r_l(t)$, $k_{lm}(t)$ et $e_m(t)$. R et E sont des vecteurs colonne et K est une matrice $N \times N$. En pratique, ces acquisitions de matrices inter-élément sont réalisées avec une électronique Lecoecur à 128 canaux indépendants à émission programmable. Cet appareil sera utilisé dans tout le reste des mesures présentées dans ce manuscrit.

Réciprocité

En milieu inhomogène, le théorème de réciprocité stipule que les positions d'un point source et d'un point de mesure peuvent être échangées sans modifier le signal ultrasonore reçu. Appliqué à un transducteur multi-éléments, cela signifie que le signal émis par un transducteur l et reçu par un transducteur m , est le même que celui d'un transducteur émis par m et reçu par l . Notons tout de même que cette réciprocité ne sera pas observée si les réponses des transducteurs ne sont pas identiques en émission et en transmission. La matrice des réponses inter-élément est donc symétrique :

$$K_{lm}(\omega) = K_{ml}(\omega). \quad (2.3)$$

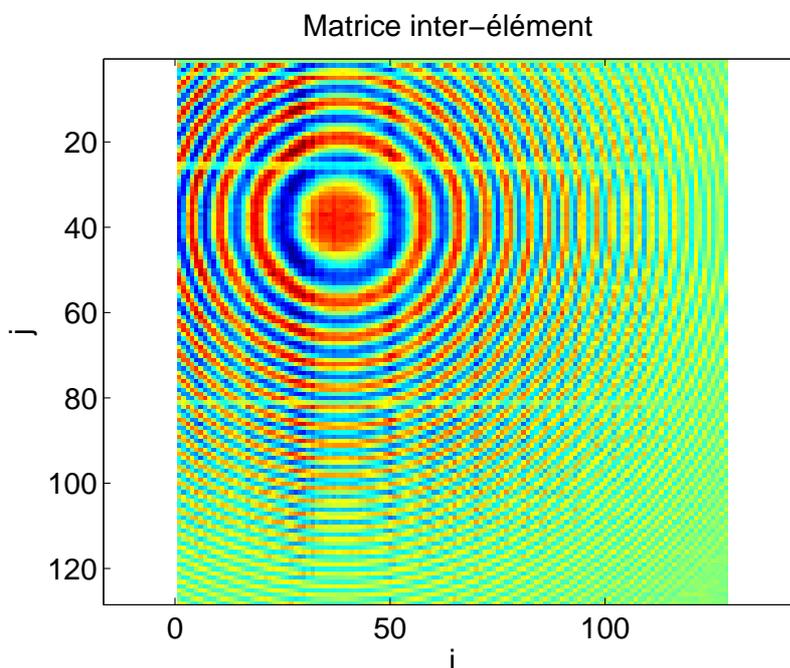


FIGURE 2.2: Matrice inter-élément mesurée dans le cas d'un unique diffuseur. Cette matrice est symétrique, néanmoins, on observe des lignes d'amplitude moins importantes, dues aux imperfections de l'électronique de contrôle et de la barrette, et non à la propagation elle-même.

2.1.2 Variabilité de l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de la sonde multi-éléments

Un transducteur multi-éléments 128 voies, centré à 3.5 MHz, de pas inter-élément de 0.417 mm est utilisé dans la configuration expérimentale décrite par la figure 2.3. Le transducteur est en face de l'interface plane de la demi billette et peut tourner autour de son axe. Chaque élément piézoélectrique émet une impulsion d'une durée de $0.73 \mu s$ apodisée temporellement par une fenêtre de Hanning. Les mesures dans le titane ont été réalisées avec

2.1. DÉTECTION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES

un gain proche de 75 dB pour pouvoir mesurer le signal rétrodiffusé par la microstructure. Par conséquent le signal de l'écho eau/titane est saturé, ce qui empêche l'exploitation des données avant 20 μs de propagation dans le titane.

La mesure d'intensité rétrodiffusée est calculée à partir de la matrice inter-élément. Premièrement, cette matrice est enregistrée pour différentes valeurs de l'angle θ , représentant l'angle entre le faisceau ultrasonore et l'axe de la billette. Les matrices sont ensuite tronquées par une fenêtre de centre T et une transformée de Fourier est appliquée, conduisant à la matrice notée $K_{ij}^{T,\theta}(\omega)$. L'intensité rétrodiffusée à l'angle θ , à la fréquence ω sur l'élément i est :

$$I_i^{T,\theta}(\omega) = |K_{ii}^{T,\theta}(\omega)|^2. \quad (2.4)$$

L'intensité rétrodiffusée moyenne pour la position angulaire θ est calculée sur tous les éléments comme :

$$I^{T,\theta}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i^{T,\theta}, \quad (2.5)$$

avec N le nombre d'éléments du transducteur. Dans cette expérience, la durée de la fenêtre en réception est de 2.5 μs . Il est important de noter que la configuration utilisée ici ne nécessite pas forcément de transducteur multi-éléments. En effet, un unique transducteur piézoélectrique rectangulaire, correspondant à un élément de la barrette pourrait être utilisé. L'avantage de la barrette est de permettre de moyenner sur plusieurs éléments sans avoir à la déplacer.

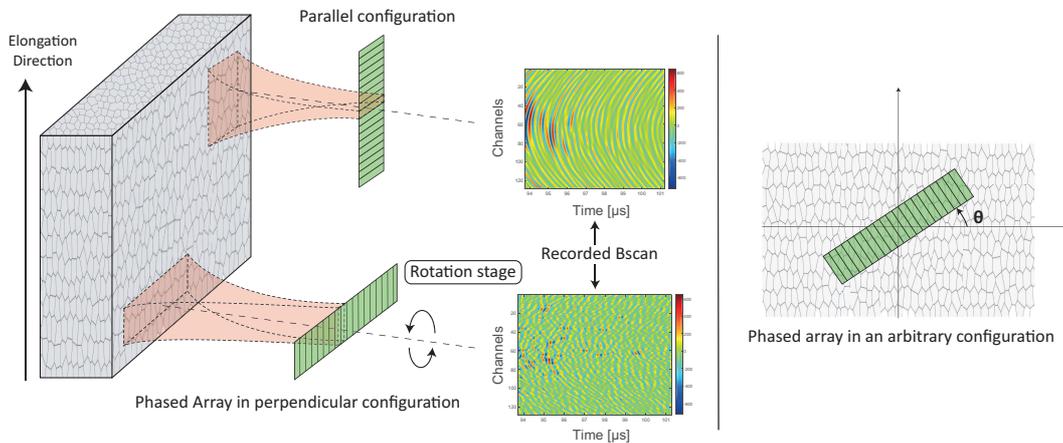


FIGURE 2.3: La barrette multi-éléments est montée sur un moteur rotatif permettant de la faire tourner autour de son axe d'un angle arbitraire θ . La configuration du bas est appelée perpendiculaire et celle du haut parallèle. Dans ces deux configurations, un Bscan représente le champ enregistré par la barrette.

La mesure d'intensité a premièrement été réalisée sur une forêt de tiges (Figure 2.4(a)) en acier, parallèles, de 0.8 mm de diamètre. C'est donc un exemple extrême de milieu présentant des diffuseurs allongés, modélisant l'élongation des macrozones du TA6V. La deuxième

2.1. DÉTECTION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES

a été faite dans des billes de verre (Figure 2.4(2)) de 1.5 mm de diamètre se rapprochant des macrozones équiaxes du Ti17. Ces deux types de milieux sont plongés dans l'eau.

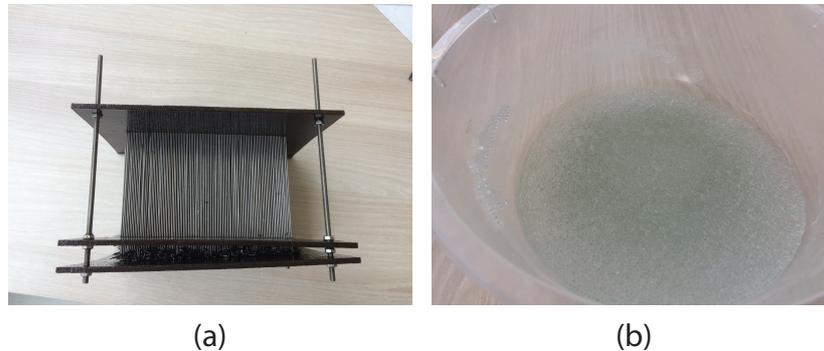


FIGURE 2.4: (a) Forêt de tiges, (b) Billes de verre

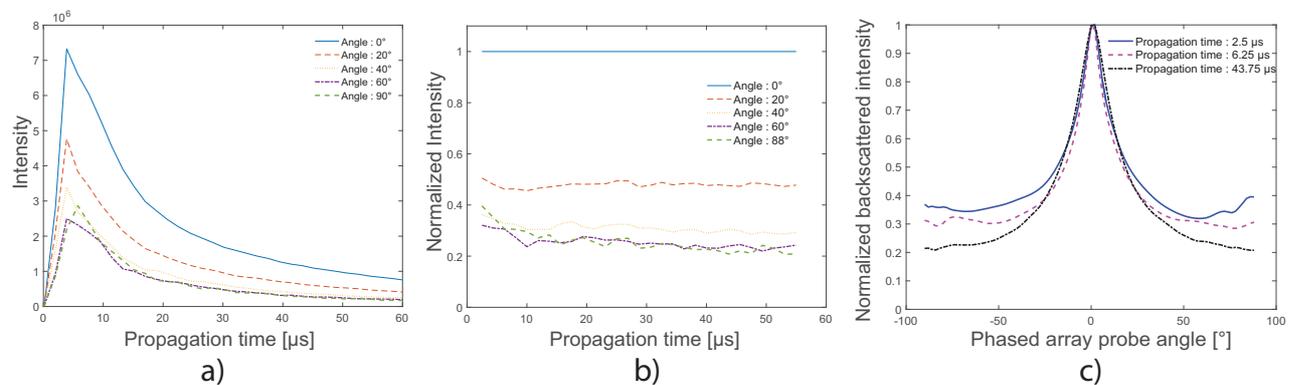


FIGURE 2.5: (a) Intensité rétrodiffusée par la **forêt de tiges** en fonction du temps de propagation pour plusieurs angles de la barrette. (b) Intensité normalisée par son maximum angulaire pour plusieurs angles de la barrette. (c) Intensité normalisée de la même manière qu'en (b) en fonction de l'angle de la sonde pour plusieurs temps de propagation.

La figure 2.5(a) montre que l'intensité rétrodiffusée par la forêt de tiges décroît au cours du temps. Elle dépend de l'angle de la sonde par rapport à l'axe de la billette : elle est maximale si le plan du faisceau est perpendiculaire à l'axe de la billette et minimale lorsque le faisceau est parallèle à l'axe de la billette. Afin d'observer l'évolution du contraste au cours du temps, l'intensité a été normalisée à tout temps par l'intensité maximale angulaire (Figure 2.5(b)) : l'intensité de l'angle 0° est égale à 1 à tout temps. L'intensité est inférieure aux autres angles et le contraste entre les intensités maximales et minimales est visible avec la courbe à 88°. Il augmente légèrement au cours du temps. Les courbes d'intensité en fonction de l'angle sont données en figure 2.5(c) : elles présentent un maximum en 0° et un minimum en 90°. L'augmentation du contraste avec le temps de propagation est également visible. Ce contraste traduit la présence d'une élongation des diffuseurs. En effet, si les diffuseurs ne sont pas allongés alors la configuration expérimentale est invariante par rotation de la sonde : l'intensité ne doit pas dépendre de l'angle de la sonde, comme le confirme les mesures équivalentes dans les billes de verres.

2.1. DÉTECTION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES

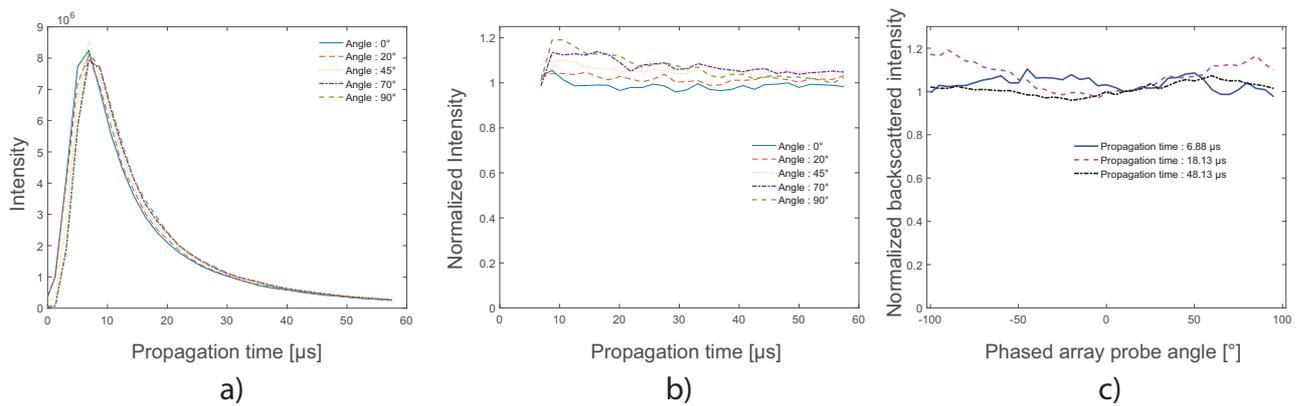


FIGURE 2.6: (a) Intensité rétrodiffusée par des **billes de verre** de 1.5 mm en fonction du temps de propagation pour plusieurs angles de la barrette. (b) Intensité normalisée par son maximum angulaire pour plusieurs angles de la barrette. (c) Intensité normalisée de la même manière qu'en (b) en fonction de l'angle de la sonde pour plusieurs temps de propagation.

La figure 2.6(a) montre que l'intensité rétrodiffusée ne dépend pas de l'angle. En effet, aucun contraste n'est observé en figure 2.6(b) et la figure 2.6(c) illustre la faible dépendance de l'intensité en fonction de l'angle. Les variations visibles sont dues à une irrégularité de la surface de billes ainsi qu'à des défauts de parallélisme entre le plan de la sonde et la surface de bille. La méthode présentée ici est donc une technique très simple de détermination de la direction d'élongation de diffuseurs, dans l'hypothèse où cette direction est identique en tout point du volume insonnifié. Il suffit de faire tourner la sonde multi-éléments autour de son axe et de mesurer l'intensité du signal rétrodiffusé. La direction d'élongation des diffuseurs correspond alors à la direction de la barrette pour laquelle l'intensité rétrodiffusée est minimale.

Cette méthode est également appliquée au TA6V et au Ti17. Les différences avec la forêt de tiges et les billes de verre sont la présence d'une interface ainsi que la nature polycristalline de ces alliages. Les billes de verre sont des diffuseurs inclus dans une matrice homogène. Au contraire, les alliages sont des milieux continus. Pour rappel, le TA6V présente des macrozones allongées le long de l'axe de la billette, tandis que celles du Ti17 sont équiaxes. La figure 2.7 illustre les résultats obtenus sur les échantillons de titane : un pic est observé dans le TA6V, similaire à la forêt de tiges, alors que l'intensité reçue est faiblement dépendante de l'angle du faisceau dans le cas du Ti17. Ces résultats sont cohérents avec la forme des macrozones déterminées par EBSD : l'élongation des macrozones du TA6V est bien parallèle à l'axe de la billette. Cette mesure s'applique donc bien à la détection de l'élongation des macrozones du titane.

Sous l'hypothèse de diffusion simple, les signaux reçus à un temps donné sont associés à une zone de profondeur donnée appelée surface isochrone. Il y a donc correspondance entre le temps et la distance. La forêt de tiges est constituée de tiges toutes parallèles en tout point : l'élongation est la même à toute profondeur. Il est donc logique que l'angle associé au maximum de l'intensité ne se déplace pas au cours du temps. Cependant, la forêt de tiges et

2.1. DÉTECTION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES

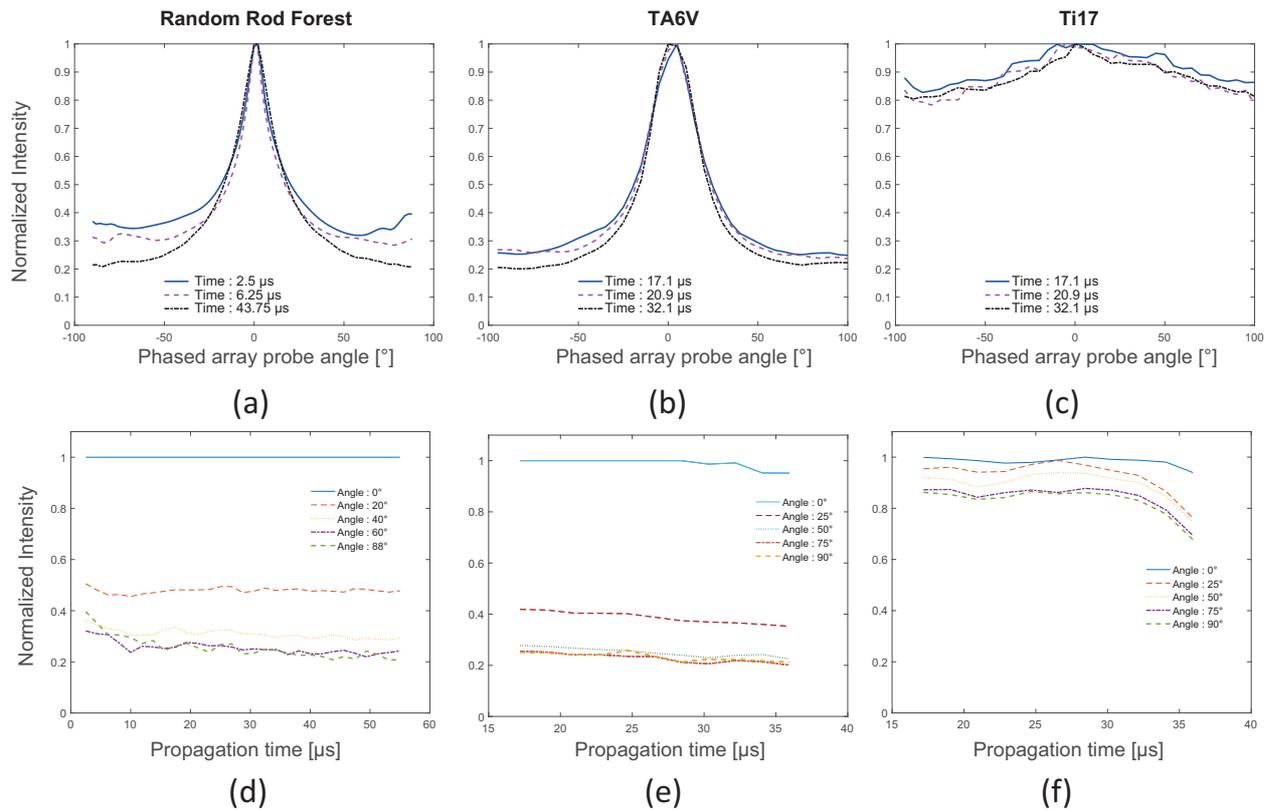


FIGURE 2.7: Intensité normalisée en fonction de l'angle de la sonde pour trois types de milieux : une forêt de tiges, le TA6V et le Ti17. La fenêtre temporelle est de $2.5 \mu\text{s}$ et les signaux sont filtrés dans la bande $[3, 4]$ MHz. Un angle de $\theta = 0^\circ$ correspond à la configuration perpendiculaire et un angle de $\theta = 90^\circ$ correspond à la configuration parallèle. Les figures (d), (e) et (f) représentent les évolutions temporelles de l'intensité normalisée.

les billes de verre présentent un haut niveau de diffusion multiple aux fréquences utilisées : la correspondance entre temps et distance est brisée dans ce cas. Le chapitre 3 étudie la diffusion multiple dans les milieux présentés précédemment. Le champ ultrasonore émis par un élément de la barrette lors de l'acquisition multi-éléments est très large. L'écho reçu provient d'une zone étendue de l'échantillon. La direction mesurée correspond donc à une moyenne des directions insonnifiées par le champ ultrasonore. Par ailleurs, tous les éléments de la barrette sont utilisés pour le calcul de l'intensité, ce qui augmente encore la taille de la zone étudiée et l'effet de moyenne sur la direction. Pour une application industrielle, la détection de direction doit être beaucoup plus locale. Pour cela, dans la partie suivante, nous proposons d'utiliser des émissions focalisées.

2.1.3 Approche par faisceaux focalisés

En partie 2.1.2, les éléments piézoélectriques de la barrette sont utilisés pour effectuer des moyennes de mesures indépendantes, élément par élément. Ici, des faisceaux focalisés sont utilisés pour focaliser l'onde en des zones particulières du milieu (Figure 2.8). Seul

2.1. DÉTECTION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES

le transducteur multi-éléments permet de générer le faisceau focalisé et d'enregistrer les signaux reçus sur les éléments de la barrette. Les tiges d'acier sont trop grosses et trop peu concentrées par rapport à la largeur des taches focales utilisées pour être exploitables. Les mesures sont donc réalisées sur le TA6V et le Ti17. L'onde est focalisée à plusieurs profondeurs dans les billettes à travers l'interface plane des demi cylindres et tous les éléments de la barrette enregistrent les signaux rétrodiffusés. L'algorithme de calcul de la loi de focalisation est donné en annexe A.7. La focalisation à de multiples profondeurs est ensuite itérée pour plusieurs positions angulaires. Une série de B-Scans est ainsi obtenue et notée $s_i^{\theta,p}(t)$ avec i l'élément récepteur, θ l'angle de la sonde et p la profondeur de focalisation de l'onde. L'intensité est calculée sur la fenêtre temporelle associée à la tache focale de la manière suivante :

$$I_i^{\theta,p} = \int_{T_{foc}-\Delta t/2}^{T_{foc}+\Delta t/2} |s_i^{\theta,p}(t)|^2 dt \quad (2.6)$$

avec T_{foc} le temps associé à la profondeur de focalisation p et Δt la largeur de la fenêtre temporelle utilisé, ici $3.75 \mu s$. Dans cette configuration, l'onde est émise par tout le transducteur, et la réception se fait sur chaque élément de la barrette. L'intensité est calculée comme la moyenne des intensités sur tous les éléments de la barrette.

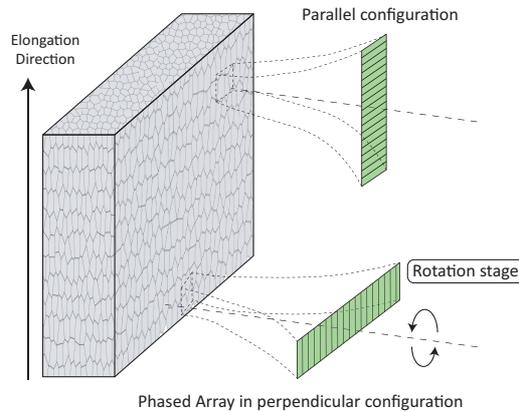


FIGURE 2.8: Configuration expérimentale de l'utilisation de faisceaux focalisés à diverses profondeurs dans la pièce.

La figure 2.9 montre que l'intensité est maximale à environ 0° dans le TA6V à des profondeurs de focalisation supérieures à 70 mm. Une signature de ce maximum est visible à des profondeurs inférieures à 70 mm, mais celui-ci est mal défini à ces profondeurs à cause des échos parasites associés à l'interface. L'intensité à 120 mm n'est pas pertinente car celle-ci comprend la contribution de l'écho de fond. Aucun maximum global n'est visible dans le Ti17, quelque soit la profondeur. L'élongation des macrozones du TA6V est donc détectable à l'aide de faisceaux focalisés en profondeur. L'absence d'élongation est également détectable si le contraste des courbes est faible. Au même titre que les mesures avec un champ divergent, cette méthode n'est utilisable qu'à des profondeurs permettant de se départir des

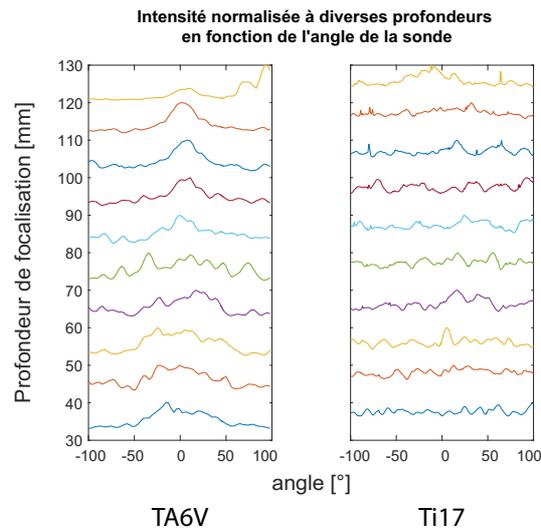


FIGURE 2.9: Intensité normalisée à diverses profondeurs de focalisation en fonction de l'angle de la sonde dans le TA6V (gauche) et le Ti17 (droite).

contributions parasites de l'écho d'interface. De plus, il n'est possible d'associer une profondeur aux signaux que dans l'hypothèse de diffusion simple. Si la diffusion multiple est trop importante, l'information de profondeur est perdue.

2.1.4 Conclusion et valorisation

Les résultats présentés précédemment démontrent qu'il est possible de mesurer la direction d'élongation locale des macrozones des alliages de titane. Mais inversement, si on connaît leur direction d'élongation, la sonde multi-éléments peut être orientée parallèlement à cette direction pour minimiser le bruit rétrodiffusé par les diffuseurs. Ce résultat a fait l'objet d'une demande de brevet. En effet, dans le cadre de contrôles industriels, chaque décibel de rapport signal à bruit peut faire la différence entre l'acceptation ou l'élimination d'une pièce. La suite de ce chapitre est dévolue aux applications de la dépendance de l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de la sonde. La section 2.2 utilise ce résultat pour optimiser la détection de défauts dans une microstructure allongée. Ensuite, l'intensité rétrodiffusée est reliée à la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé par la microstructure en section 2.3. Enfin, un modèle prédisant l'intensité rétrodiffusée en fonction de la microstructure et des paramètres du capteur est présenté en section 2.4. Par ailleurs, des résultats de cartographie de la direction locale des macrozones sont présentés dans le chapitre 4.

2.2 Détectabilité d'un défaut en présence de macrozones allongées

Cette partie a pour but d'étudier le rapport signal à bruit d'un défaut présent dans une structure comprenant des macrozones allongées, insonnifié par un transducteur multi-

éléments. La première partie 2.2.1 démontre que l'atténuation de l'onde ne dépend pas de l'angle relatif entre la sonde multi-éléments et la direction d'élongation des macrozones, contrairement au bruit rétrodiffusé. La deuxième partie étudie la dépendance du rapport signal à bruit lors de la détection du trou à fond plat (TFP) dans un échantillon de TA6V en fonction de diverses orientations de la sonde et des techniques de détection.

2.2.1 Étude de l'atténuation en fonction de l'angle du faisceau par rapport à l'axe de la billette

Le but de cette expérience est de vérifier si l'atténuation de l'onde dépend de l'angle du plan de la sonde vis-à-vis de la direction d'élongation des macrozones. Pour cela, des mesures d'atténuation ont été réalisées dans les mêmes conditions qu'en section 1.4.3. La figure 2.10 présente le problème et la configuration expérimentale retenue.

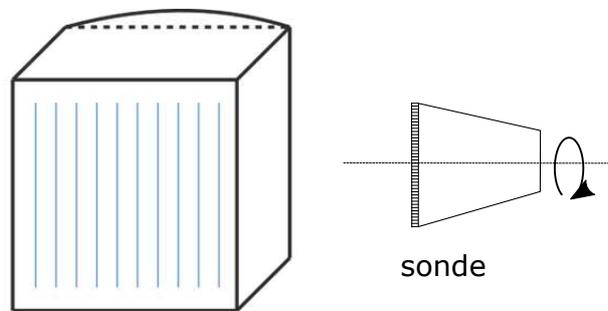


FIGURE 2.10: L'axe de la sonde est aligné avec la direction circumférencielle de la billette. Un angle de 0° correspond à un plan de la sonde perpendiculaire à l'axe de la billette, un angle de 90° correspond à un plan de la sonde parallèle à l'axe de la billette (représenté ici).

La figure 2.11 montre que le libre parcours d'extinction ne dépend pas de l'orientation de la barrette : quelque soit l'angle, la variation relative des courbes est inférieure aux barres d'erreur. Dans cette configuration expérimentale, la direction du vecteur d'onde est la même quelque soit l'angle de la barrette. Seule l'orientation du faisceau vis-à-vis de la microstructure est différente. Cette expérience démontre que l'atténuation ne dépend pas de l'orientation du faisceau vis-à-vis de la microstructure. Ce résultat est d'une grande importance pratique : pour une direction de l'axe de la barrette donnée, l'atténuation est indépendante de l'angle de la barrette.

2.2.2 Détection d'un trou à fond plat

Le but de cette section est de montrer que, lors de la détection d'un défaut dans une microstructure allongée, le rapport signal à bruit est maximum si la barrette multi-éléments est orientée parallèlement à la direction d'élongation des macrozones.

L'expérience consiste à insonnifier des trous à fond plat (TFP) à l'aide de transducteurs multi-éléments et à mesurer le rapport signal à bruit (SNR) associé à ces TFP. L'échantillon de titane utilisé est un parallélépipède de TA6V, de taille $128 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ percé

2.2. DÉTECTABILITÉ D'UN DÉFAUT EN PRÉSENCE DE MACROZONES ALLONGÉES

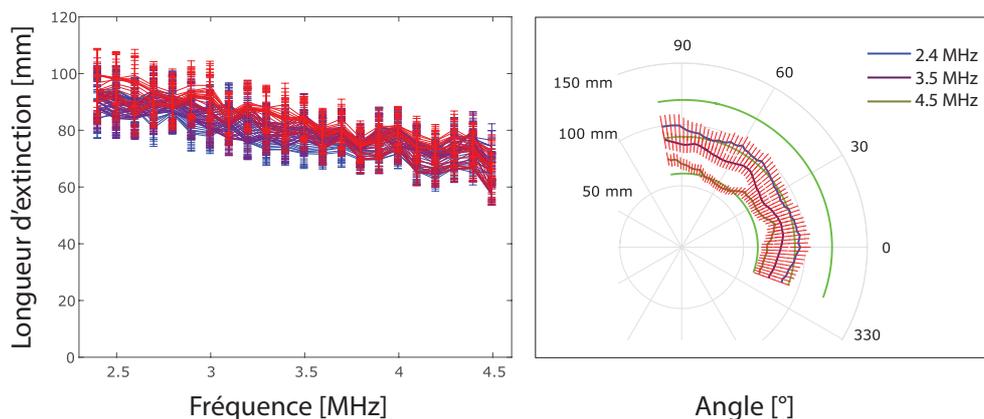


FIGURE 2.11: (gauche) Longueur d'extinction en fonction de la fréquence d'atténuation. Chaque courbe, du bleu ou rouge, correspond à un angle du plan de la sonde. Le bleu correspond à 0° et le rouge à 90° . (droite) Courbe polaire de la longueur d'extinction en fonction de l'angle du plan de la sonde, pour les fréquences 2.4, 3.5 et 4.5 MHz et les courbes vertes représentent une longueur d'atténuation constante indépendante de l'angle.

de deux TFP de 0.4 mm et 0.8 mm. Les transducteurs multi-éléments sont positionnés en contact de la pièce, sur la face opposée à celle où débouchent les trous à fond plat. La configuration expérimentale est représentée en figure 2.12. Deux transducteurs ultrasonores ont été utilisés dans cette expérience. Le premier est un transducteur de 128 éléments, centrés à 3.5 MHz, de 0.417 mm de pas inter-éléments. Le second est un transducteur de 128 éléments, centrés à 10 MHz et de 0.25 mm de pas inter-éléments. La hauteur des éléments de ces deux transducteurs est égale et vaut 10 mm. À 3.5 MHz, le signal utilisé est une impulsion de $0.9 \mu\text{s}$, à 10 MHz, le signal utilisé dure $0.3 \mu\text{s}$.

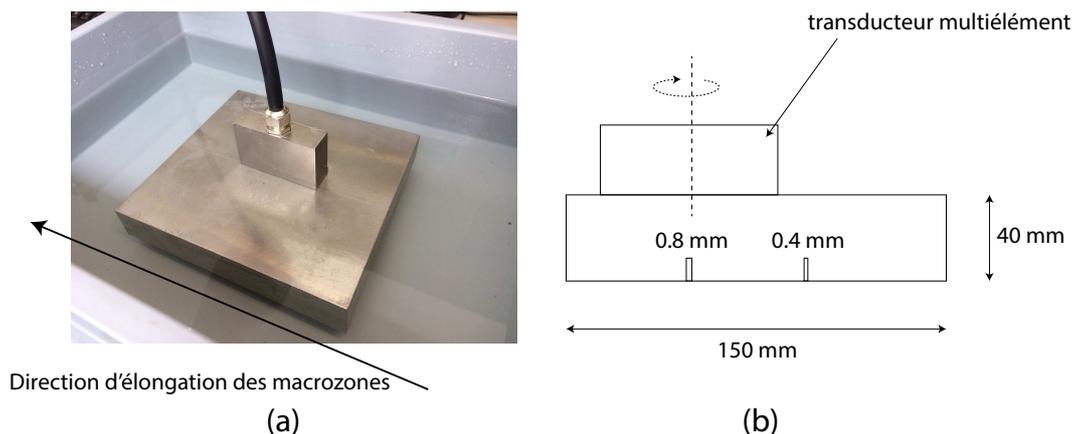


FIGURE 2.12: (a) Bloc de TA6V et la sonde centrée à 3.5 MHz en contact avec lui. (b) Schéma de la configuration expérimentale et position des trous à fond plat.

La première mesure a consisté à focaliser une onde sur les trous à fond plat en appliquant une loi de retard adaptée. La sonde a été déplacée au-dessus des trous à fond plat

2.2. DÉTECTABILITÉ D'UN DÉFAUT EN PRÉSENCE DE MACROZONES ALLONGÉES

pour rechercher l'écho d'amplitude maximal associé au TFP. Ceci a été réalisé pour deux orientations de la barrette : perpendiculaire et parallèle à la direction d'élongation des macrozones. Le rapport signal à bruit est calculé par la relation suivante :

$$SNR = 10 \times \log\left(\frac{I_{echo}}{I_{bruit}}\right) \quad (2.7)$$

avec I_{echo} l'intensité associée à la fenêtre contenant l'écho du TFP et I_{bruit} l'intensité associée à la fenêtre de même durée que la première située juste avant et étant associée au bruit de structure (Figure 2.13(a)). La taille des fenêtres est déterminée en cherchant le rapport signal à bruit maximal dans les deux configurations.

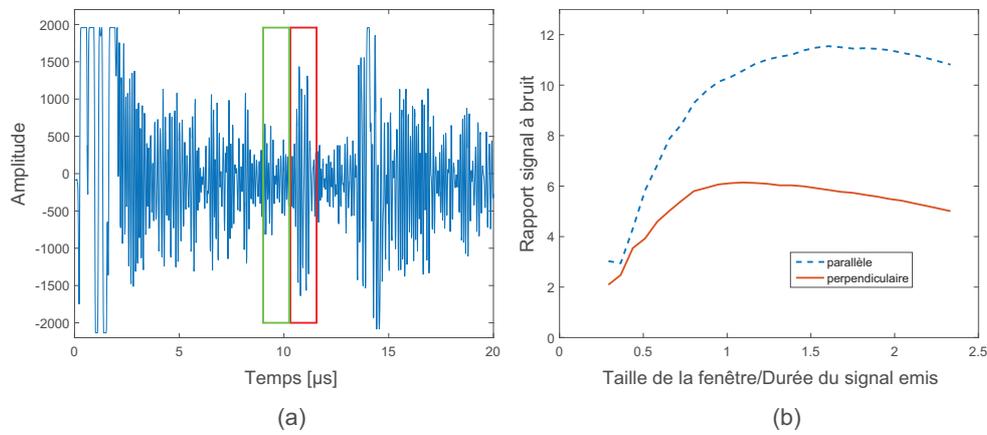


FIGURE 2.13: (gauche) Signal enregistré et fenêtres temporelles associées (rouge) à l'écho du TFP et (vert) au bruit de structure. (droite) Rapport signal à bruit calculé en fonction de la durée des fenêtres.

L'évolution du rapport signal à bruit (SNR) en fonction de la taille de fenêtre est tracé en figure 2.13(b) : le SNR est maximal pour des tailles de fenêtre évoluant entre 1 et 2 fois la longueur du signal émis. En effet, le front d'onde diffusé par le TFP est sphérique. Il faut donc prendre une fenêtre plus grande que la durée du signal pour intégrer toute son énergie. Les deux transducteurs ne sont pas centrés à la même fréquence et leur ouverture n'est pas la même. Afin de pouvoir comparer les résultats issus de ces deux transducteurs, il faut que la largeur de tache focale soit la même. Pour cela, les ouvertures des deux transducteurs ont été calculées pour mener à la même largeur de tache focale au niveau du TFP. L'égalité de largeur de tache focale pour deux transducteurs s'écrit :

$$\frac{\lambda_{3.5MHz} F}{D_{3.5MHz}} = \frac{\lambda_{10MHz} F}{D_{10MHz}} \quad (2.8)$$

avec λ_1 et λ_2 les longueurs d'ondes aux deux fréquences utilisées et $D_{3.5MHz}$ et D_{10MHz} les ouvertures des deux transducteurs. Ainsi :

$$D_{10MHz} = 0.35 D_{3.5MHz} \quad (2.9)$$

2.2. DÉTECTABILITÉ D'UN DÉFAUT EN PRÉSENCE DE MACROZONES ALLONGÉES

Donc, $D_{3.5\text{MHz}} = 128 \times 0.417\text{mm} = 53.37\text{ mm}$ et $D_{10\text{MHz}} = 18.68\text{ mm}$. Le pitch de la sonde à 10 MHz est de 0.25 mm, ce que revient à prendre une ouverture de 75 éléments. cela correspond à une largeur de tache focale de 1.28 mm. La profondeur de focalisation est de 40 mm.

TABLE 2.1: SNR (en dB) en fonction du diamètre du TFP, de l'orientation des transducteurs et de leur fréquence centrale.

Diamètre TFP	0.8 mm	0.8 mm	0.4 mm	0.4 mm
Orientation	parallèle	perpendiculaire	parallèle	perpendiculaire
Fréquence centrale : 3.5MHz	11.5	6.1	9.15	6.0
Fréquence centrale : 10 MHz	10.8	6.9	10.3	6.3

Le tableau 2.1 indique les SNR dans les deux configurations et pour deux fréquences. Le SNR est toujours plus important dans la configuration parallèle que dans la configuration perpendiculaire, et ce résultat est valable aux deux fréquences utilisées. Ainsi, il existe donc un réel intérêt à orienter la sonde parallèlement à la direction d'élongation des macrozones afin de favoriser la détection de défauts.

Ce résultat est confirmé par la mesure de matrices inter-élément et l'application de la méthode DORT (Diagonalisation de l'Opérateur de Retournement Temporel). La sonde centrée à 10 MHz est positionnée au dessus du TFP et les matrices inter-élément sont enregistrées dans les deux configurations : parallèle et perpendiculaire. Après sélection de la fenêtre temporelle centrée sur l'écho du TFP et de largeur $3.75\ \mu\text{s}$ et passage dans le domaine fréquentiel, la matrice expérimentale, notée $K(\omega)$ est traitée par la méthode DORT. Celle-ci repose sur la diagonalisation de l'opérateur de retournement temporel KK^T . Ses vecteurs propres correspondent aux éléments invariants par retournement temporel. Dans le cas d'un milieu comportant moins de N diffuseurs résolus spatialement (N le nombre d'éléments de la barrette), alors chaque vecteur propre correspond à la loi de phase à appliquer aux transducteurs pour focaliser sur le diffuseur, et les valeurs propres correspondent à la force des diffuseurs. En pratique, les mêmes résultats sont obtenus en appliquant une Décomposition en Valeur Singulière (SVD) sur $K(\omega)$:

$$K(\omega) = USV \quad (2.10)$$

avec S une matrice diagonale contenant les valeurs singulières et U et V deux matrices orthogonales contenant les vecteurs propres de $K(\omega)$. Dans cette expérience, il n'existe qu'un diffuseur petit devant la longueur d'onde : le trou à fond plat. Ainsi, seule la première valeur singulière est associée au TFP et les autres valeurs singulières sont associées au bruit de structure. L'écart entre la première et la deuxième valeur singulière est donc un estimateur du rapport signal à bruit.

Comme l'illustre la figure 2.14(a), la seconde valeur singulière est beaucoup plus proche de la première dans la configuration perpendiculaire que dans la configuration parallèle. Les rapports entre les deux premières valeurs singulières ont été tracés pour le TFP de 0.8 mm 2.14(b) et de 0.4 mm 2.14(c). Le rapport est systématiquement plus grand en configuration

2.3. LIEN ENTRE INTENSITÉ ET COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ

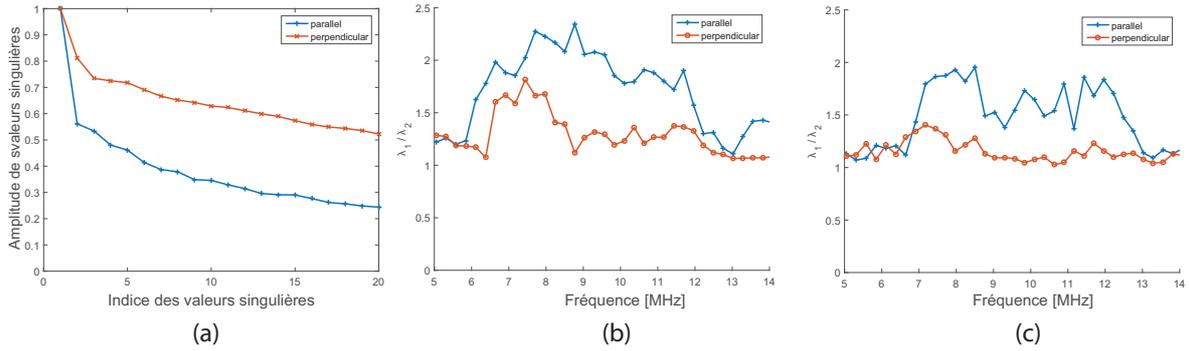


FIGURE 2.14: (a) Valeurs singulières normalisées à 10 MHz pour le TFP de 0.8 mm. (b) Rapport des deux premières valeurs singulières en fonction de la fréquence pour le TFP de 0.8 mm. (c) Rapport des deux premières valeurs singulières en fonction de la fréquence pour le TFP de 0.4 mm.

parallèle, pour les deux diamètres de TFP et à toutes les fréquences associées au signal d'émission. Ainsi, le rapport signal à bruit est plus important dans la configuration parallèle que dans la configuration perpendiculaire : le TFP est mieux détecté si la sonde est parallèle à la direction d'élongation des macrozones.

2.3 Lien entre intensité et cohérence spatiale du champ rétrodiffusé

2.3.1 Lien théorique entre intensité et cohérence spatiale

Les sections précédentes ont démontré que l'intensité rétrodiffusée par des diffuseurs allongés dépend de l'angle entre la sonde multi-éléments et la direction d'élongation des diffuseurs. Pour expliquer cela, il faut prendre en compte à la fois les caractéristiques spatiales du champ rétrodiffusé et la forme des éléments piézoélectriques constituant la barrette. Un transducteur ultrasonore est constitué d'un ensemble d'éléments piézoélectriques, rectangulaires, et alignés le long de leur grande dimension. La tension aux bornes du matériau est proportionnelle à la pression moyenne exercée sur l'élément. Soit $\psi_\omega(x, y)$ la pression en tout point (x, y) du transducteur à la fréquence ω , O l'ouverture du transducteur récepteur et $s(\omega)$ le signal enregistré, $s(\omega)$ est proportionnel à l'intégrale de pression sur la surface du transducteur :

$$s(\omega) = \iint_s \psi_\omega(x, y) O(x, y) dx dy \quad (2.11)$$

Intuitivement, si la variable aléatoire $\psi_\omega(x, y)$ est caractérisée par une distance de corrélation faible face à la taille du transducteur alors la pression moyenne sur le transducteur sera faible. Inversement, si $\psi_\omega(x, y)$ est corrélée sur une distance supérieure à la taille du transducteur, alors la pression est quasi uniforme sur le transducteur et le signal est fort.

Notons que la quantité $\psi_\omega(x, y)$ est une variable aléatoire, donc le signal $s(\omega)$ l'est aussi. Dans les configurations expérimentales précédentes, le transducteur est rectangulaire et le champ ultrasonore est anisotrope. L'intensité du signal pour une réalisation du milieu s'exprime par :

$$I^R = s(\omega) s^*(\omega) = \iiint \psi(x_1, y_1) \psi^*(x_2, y_2) O(x_1, y_1) O^*(x_2, y_2) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \quad (2.12)$$

Soit $\langle \dots \rangle$ l'opérateur de moyenne sur les réalisations du milieu, l'intensité moyenne s'exprime comme :

$$I = \iiint \langle \psi(x_1, y_1) \psi^*(x_2, y_2) \rangle O(x_1, y_1) O^*(x_2, y_2) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (2.13)$$

Par définition de la fonction de corrélation spatiale $R_{\psi\psi} = \langle \psi(x_1, y_1) \psi^*(x_2, y_2) \rangle$:

$$I = \iiint R_{\psi\psi}(x_1, x_2, y_1, y_2) O(x_1, y_1) O^*(x_2, y_2) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (2.14)$$

Expérimentalement, l'intensité du signal est calculée de la manière suivante :

$$I_{\text{exp}} = \sum_i (k_{i,i}^T(\omega))^2 \quad (2.15)$$

avec $k_{i,i}^2(\omega)$ la matrice inter-élément dans l'espace des fréquences, pour une tranche de signal temporel centrée sur T . Cette expression est une estimation de I , calculée sur tous les éléments diagonaux de la matrice inter-élément et sur une tranche temporelle. La fonction de corrélation spatiale peut être séparée en deux termes :

$$\langle R_{\psi\psi}(x_1, x_2, y_1, y_2) \rangle = A \times W(x_1, x_2, y_1, y_2). \quad (2.16)$$

Le terme A est lié à la différence d'impédance acoustique entre le milieu de propagation et les diffuseurs. L'équation 2.14 indique que l'intensité rétrodiffusée est d'autant plus grande que la différence d'impédance l'est. Le terme $W(x_1, x_2, y_1, y_2)$ décrit la corrélation spatiale du champ (normalisée dont le maximum vaut 1) reçu sur les éléments piézoélectriques. Cette fonction dépend de quatre variables d'espace et n'est a priori pas invariante par translation, comme peut l'être la fonction de corrélation spatiale du milieu. En effet, même si le milieu est statistiquement invariant, la position de l'élément émetteur ne l'est pas. Cette fonction est isotrope si le milieu ne présente pas d'élongation particulière. À l'inverse, si le milieu présente de forte élongation, le champ rétrodiffusé doit être anisotrope et cette fonction dépend de l'orientation de la barrette, comme l'illustre la figure 2.15.

Par ailleurs, ces expressions ne dépendent que de la forme du transducteur en **réception** et de la fonction de corrélation du champ reçu sur le transducteur **récepteur**. Il est donc possible de ne pas utiliser la même transmittance en émission et en réception. Cependant, l'ouverture à l'émission conditionne la forme du faisceau ultrasonore interagissant avec le milieu et donc la forme du champ rétrodiffusé vers le récepteur, qui est ensuite intégré sur l'ouverture réceptrice.

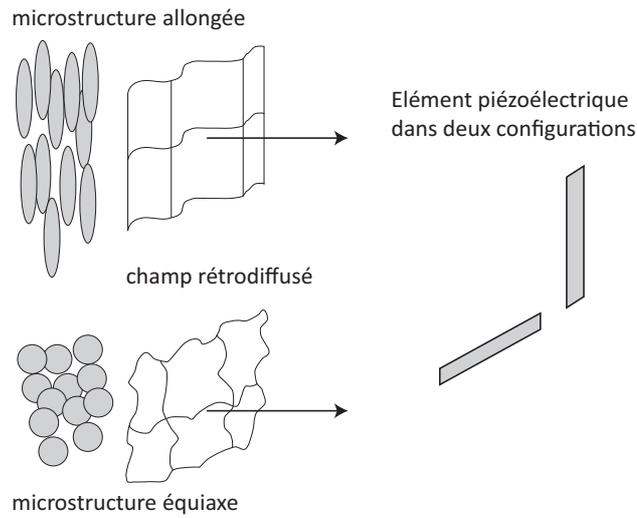


FIGURE 2.15: Surface de phase théorique du champ rétrodiffusé par deux types de microstructures : allongée (haut) et équiaxe (bas). Le champ rétrodiffusé par la structure allongée est plus cohérent dans la direction d'élongation que dans le plan transverse. À l'inverse, le champ rétrodiffusé par la structure équiaxe est isotrope. La pression intégrée sur l'élément piézoélectrique en réception dépend alors de la forme de l'élément et de la cohérence spatiale du champ.

2.3.2 Illustration de l'anisotropie de la cohérence spatiale du champ ultrasonore

La relation 2.14 indique que l'intensité dépend de la corrélation spatiale du champ rétrodiffusé et de la forme du transducteur. Démontrons tout d'abord que le champ diffusé par des diffuseurs allongés peut effectivement être anisotrope. Une expérience en transmission a été réalisée dans une forêt de tiges de 0.8 mm de diamètre. Une onde est émise par un transducteur Panametrics A306, circulaire de 14 mm de diamètre, centré à 2.25 MHz. Le champ transmis à travers la forêt de tige est échantillonné par un pinducer sur une grille de points (x_i, y_j) .

Soit $s_{ij}(t)$ le signal temporel enregistré à la position x_i et y_j et $s_{ij}^T(t)$ le signal fenêtré de centre T . Une transformée de Fourier est appliquée sur chaque signal $s_{ij}^T(t)$ pour donner le spectre :

$$s_{ij}^T(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_{ij}^T(t) \exp(j2\pi\omega t) dt. \quad (2.17)$$

À une fréquence donnée, la phase de $s_{ij}^T(\omega)$ est calculée et tracée en fonction de i et j sur la figure 2.17(b, c). Une corrélation verticale importante est visible sur la matrice à 2.1 MHz (figure 2.17(b)), c'est-à-dire le long des tiges, alors que celle-ci est beaucoup plus faible horizontalement. Cette fréquence correspond à du signal ultrasonore associé à la diffusion par la forêt de tiges. Cette anisotropie de corrélation spatiale est observée dans tout le domaine fréquentiel associé au signal ultrasonore. À titre de comparaison, la matrice associée

2.3. LIEN ENTRE INTENSITÉ ET COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ

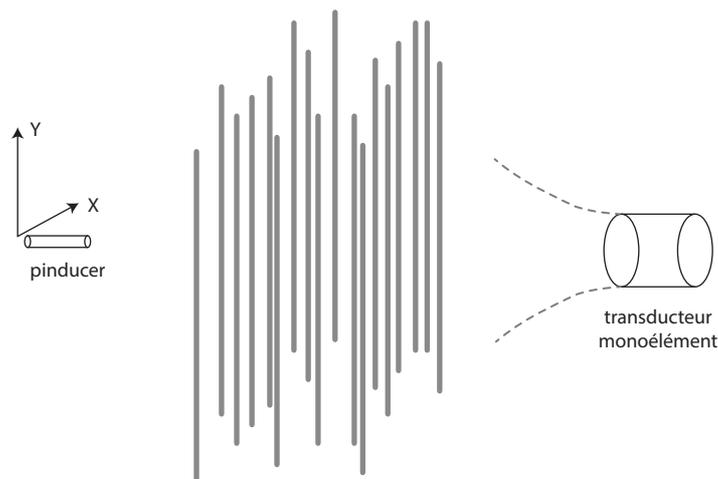


FIGURE 2.16: Schéma de la configuration expérimentale. Le transducteur émet une onde ultrasonore qui traverse la forêt de tiges et la résultante est enregistrée par le pinducer.

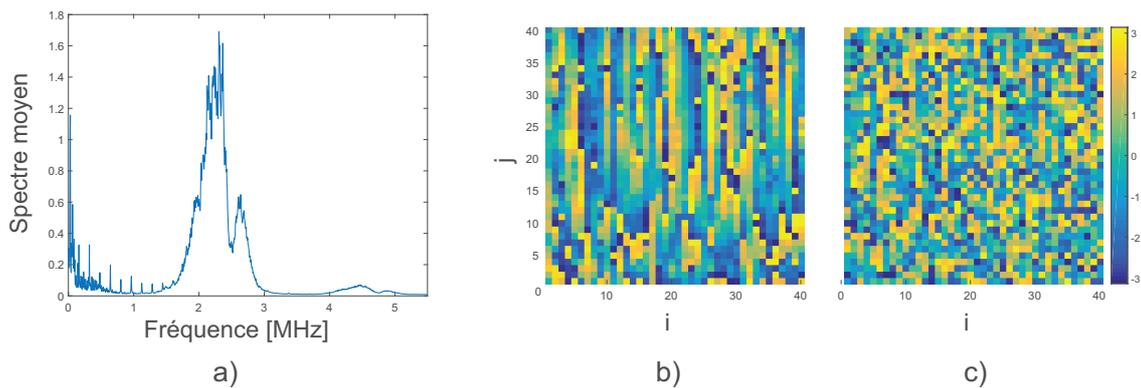


FIGURE 2.17: (a) Spectre moyen des signaux. (b) Phase de la matrice à 2.1 MHz : la phase est plus corrélée verticalement (le long des tiges) qu'horizontalement (transversalement aux tiges). (c) phase de la matrice à 3.7 MHz : aucune corrélation spatiale n'est visible dans cette matrice associée à du bruit électronique.

à du bruit électronique (3.7 MHz) est également tracée (Figure 2.17(c)) : aucune anisotropie de corrélation spatiale n'est observée. Cette expérience démontre bien que le champ ultrasonore diffusé par des diffuseurs anisotropes est bien spatialement anisotrope. Selon le principe de Curie : "Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits". Ici, l'anisotropie spatiale de forme des diffuseurs (cause) engendre une anisotropie spatiale de cohérence du champ transmis (effet).

2.3.3 Utilisation de la cohérence pour déterminer la direction d'élongation des macrozones

La mesure d'intensité rétrodiffusée dépend à la fois de la corrélation spatiale du champ et de la forme du transducteur. **Au lieu de mesurer l'intensité rétrodiffusée pour déterminer la direction l'élongation des macrozones, est-il possible d'utiliser directement la cohérence du champ rétrodiffusé ?**

Derode et Fink [20, 19] ont proposé une méthode de détermination de la direction des fibres d'un composite unidirectionnel utilisant le calcul de la cohérence du champ rétrodiffusé sur un transducteur multi-éléments après émission d'un faisceau focalisé. Contrairement à la mesure d'intensité, utilisant l'intégration du champ sur un unique élément piézoélectrique, cette méthode utilise la cohérence calculée à partir des signaux mesurés sur toute la longueur de la barrette. L'utilisation d'un faisceau focalisé permet de maximiser la longueur de cohérence spatiale du champ rétrodiffusé et donc la sensibilité de la méthode. Un faisceau focalisé est émis avec la barrette ultrasonore et les signaux rétrodiffusés sont enregistrés et rephasés en utilisant la loi de retard appliquée en émission. La fenêtre temporelle associée à la tache focale est sélectionnée et les signaux ainsi mesurés dans le TA6V pour deux orientations de la barrette sont tracés en figure 2.18 :

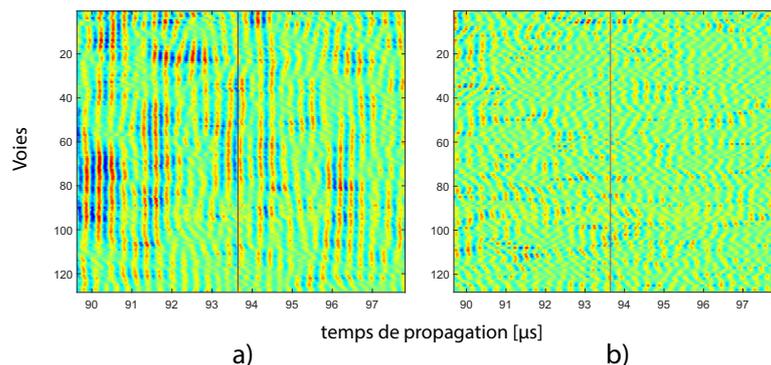


FIGURE 2.18: Signaux enregistrés pour des orientations (a) parallèle et (b) perpendiculaire de la barrette dans le TA6V. Le faisceau est focalisé à 100 mm de profondeur avec une colonne d'eau de 44 mm. Ces signaux sont rephasés en utilisant la loi de retard appliquée à l'émission et la tranche temporelle correspondant aux signaux issus de la tache focale est sélectionnée.

Lorsque la sonde est parallèle aux macrozones, le champ ultrasonore est très cohérent : d'une voie à l'autre, les signaux se ressemblent fortement et le front d'onde est corrélé spatialement (Figure 2.18(a)). À l'inverse, en configuration perpendiculaire, les signaux semblent beaucoup plus aléatoires (Figure 2.18(b)). La "ressemblance" des signaux d'une voie à l'autre est quantifiée par la fonction de corrélation spatiale, calculée par l'expression suivante :

$$R(m) = \frac{N}{N-m} \frac{\sum_{i=1}^{N-m} c(i, i+m)}{\sum_{i=1}^N c(i, i)} \quad (2.18)$$

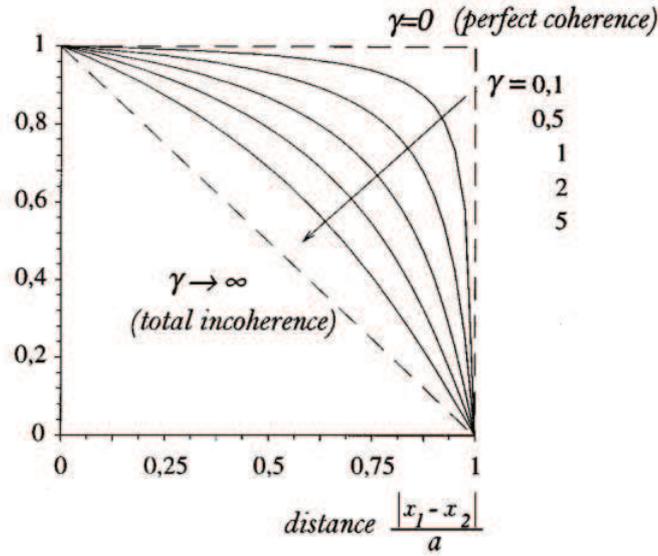


FIGURE 2.19: Cohérence du champ rétrodiffusé par un miroir aléatoire de longueur de cohérence ϵ (résultat théorique). En abscisse, la distance est exprimée en fraction de l'ouverture émettrice. La transition du cas cohérent (triangle) au cas incohérent (rectangle) est gouvernée par le paramètre $\gamma = \frac{\lambda F}{a\epsilon}$ (F distance focale, a l'ouverture émettrice) (extrait de [20, 19]).

avec N le nombre d'éléments de la barrette, m la distance et $c(i, j)$ la quantité :

$$c(i, j) = \sum_{T_1}^{T_2} (S_i(t) - \langle S_i(t) \rangle) (S_j(t) - \langle S_j(t) \rangle) \quad (2.19)$$

avec S_i le signal reçu sur le transducteur i et $\langle S_i(t) \rangle$ la moyenne temporelle de S_i .

Derode et Fink ont montré que, sous les hypothèses de diffusion simple par des diffuseurs ponctuels et de paraxialité, la fonction de corrélation $R(m)$ est un triangle qui ne dépend pas de la distance de focalisation et dont la largeur est égale à deux fois la taille de l'ouverture du transducteur. Si les diffuseurs présentent une longueur de corrélation ϵ , ce triangle évolue progressivement vers une fonction Porte. Cette transition est gouvernée par le paramètre $\gamma = \frac{\lambda F}{a\epsilon}$ (F distance focale, a l'ouverture émettrice). Plus la longueur de cohérence du milieu est grande, plus la courbe tend vers la fonction rectangle. Cette fonction rectangle correspond au cas du miroir parfait ($\epsilon = \infty$). Nous avons tenté de mesurer la direction d'élongation des macrozones en utilisant ce phénomène : si celles-ci sont allongées, on doit observer une évolution du triangle de cohérence en fonction de l'angle de la sonde. La configuration expérimentale de la partie 2.1.3 a été répliquée mais en calculant cette fois-ci la corrélation spatiale du champ et non l'intensité.

La figure 2.20 montre que le triangle de cohérence n'est observé dans aucune configuration : les courbes sont systématiquement en dessous du triangle théorique minimal attendu.

2.3. LIEN ENTRE INTENSITÉ ET COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ

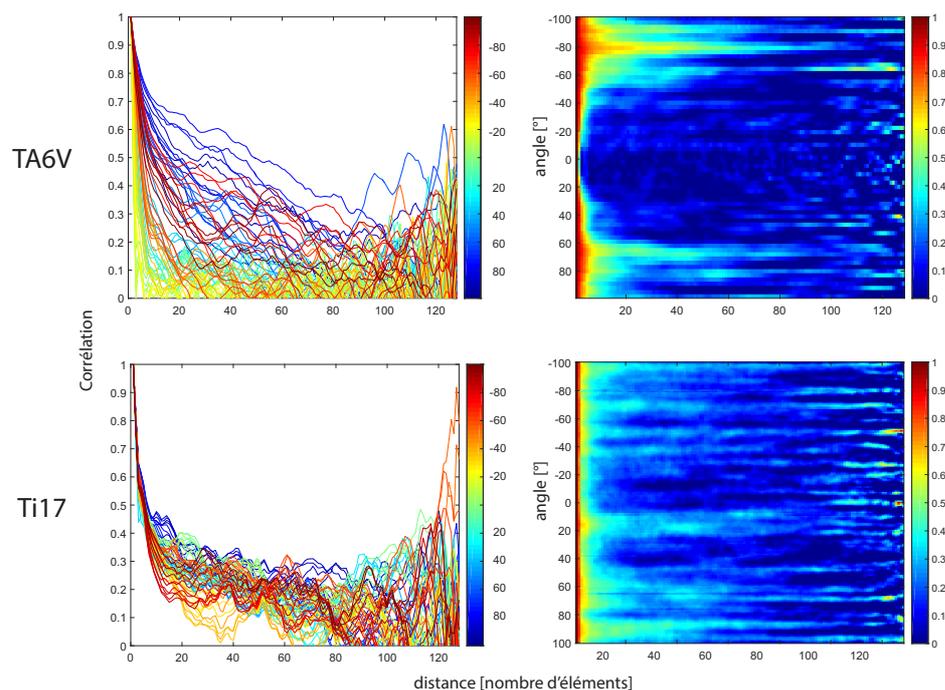


FIGURE 2.20: Fonction de corrélation spatiale du champ rétrodiffusé par le TA6V (haut) et le Ti17 (bas) en fonction de l'angle de la sonde. Le faisceau a été focalisé à une profondeur de 100 mm dans le titane, avec une colonne d'eau de 44 mm. La colonne de gauche trace la fonction de corrélation spatiale pour tous les angles. La colonne de droite propose une vue globale de la fonction de corrélation en fonction de l'angle et de la distance entre éléments.

Deux explications sont possibles : la présence d'aberrateurs ou la présence de diffusion multiple. Une analyse des signaux montre que le faisceau n'est pas perturbé par une quelconque surface aberratrice. En conséquence, c'est la présence de diffusion multiple qui réduit la cohérence spatiale des signaux rétrodiffusés. Cet phénomène sera étudié en détail en section 3.2 et nous montrerons qu'il peut être utilisé comme un moyen élégant de détection et de quantification de la diffusion multiple. Par ailleurs, les courbes sont globalement similaires dans le Ti17 : la cohérence des signaux rétrodiffusés ne dépend pas de l'angle de la barrette. Cela signifie que le matériau ne présente pas d'élongation particulière. À l'inverse, les courbes dans le TA6V présentent une grande variabilité. En configuration perpendiculaire (0°), les courbes de cohérence sont très fines, tandis qu'elles s'élargissent en configuration parallèle (90°). Une signature de l'élongation des macrozones est donc visible mais la détermination précise de la direction d'élongation est difficile. En effet, la variabilité d'une courbe de cohérence à une autre est importante : la détermination d'un minimum ou d'un maximum est difficile. Ainsi, cet outil n'a pas été retenu comme pertinent pour la détermination de la direction d'élongation des macrozones. Cependant, l'intensité est étroitement liée à la cohérence des signaux rétrodiffusés. L'équation 2.14 montre que l'intensité du signal reçu est d'autant plus grande que la fonction de corrélation spatiale est large. Ce résultat est logique : plus un diffuseur est large, plus il s'oppose au passage d'une onde et rétrodiffuse une part importante de l'énergie.

2.4 Modélisation de la propagation de la cohérence du champ rétrodiffusé et de l'intensité

Le but de cette section est de proposer un modèle décrivant les phénomènes observés lors des mesures d'intensité rétrodiffusée (sections 2.1.2 et 2.1.3) et de cohérence (section 2.3). Comme indiqué par l'équation 2.14, l'intensité dépend de la forme du transducteur et de la fonction de corrélation spatiale du champ sur son ouverture. Or, cette fonction dépend de la fonction de corrélation spatiale du milieu, "propagée" par l'onde ultrasonore jusqu'au transducteur. Cette modélisation permet donc de relier l'ouverture à l'émission (et donc la forme du faisceau) et la fonction de corrélation spatiale du milieu à celle du champ au niveau du transducteur. Ce modèle est ensuite testé expérimentalement sur un échantillon de TA6V.

2.4.1 Relation entre microstructure et cohérence du champ propagé

La "propagation" de la fonction de corrélation spatiale du milieu peut être calculée à partir des expressions développées par Arnaud Derode dans sa thèse et dans les articles [20, 19]. Leur démonstration consiste à calculer la propagation par convolution de l'ouverture à l'émission par la fonction de Green dans l'hypothèse paraxiale :

$$h_z(x, y) = \exp\left(\mathbf{j} \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2)\right). \quad (2.20)$$

Le champ reçu en réception s'exprime par :

$$\psi(x, y) = [[O^E(x, y) \otimes \otimes h_z(x, y)] \chi(x, y) \otimes \otimes h_z(x, y)] O^R(x, y). \quad (2.21)$$

Cette expression signifie que le champ se propage à partir de l'ouverture initiale $O^E(x, y)$ jusqu'à la profondeur z . Il interagit avec la **microstructure, considérée comme un miroir aléatoire de réflectivité** $\chi(x, y)$ et est rétropropagé sur le transducteur en réception, d'ouverture $O^R(x, y)$. La fonction de cohérence spatiale du champ rétrodiffusé $\psi(x, y)$ est :

$$R_{\psi\psi}(x_1, x_2, y_2, y_1) = \langle \psi(x_1, y_1) \psi^*(x_2, y_2) \rangle \quad (2.22)$$

avec $\langle \dots \rangle$ l'espérance mathématique sur les réalisations du milieu. Après simplification, la fonction de corrélation spatiale au niveau du capteur s'écrit :

$$R_{\psi\psi}(x_1, x_2, y_2, y_1) = \frac{1}{\lambda^4 z^4} \times [\widehat{O}^E(x_1, y_1) \widehat{O}^{E*}(x_2, y_2) \otimes \otimes \otimes \delta(x_1 - x_2) \delta(y_1 - y_2) \phi(x_1, y_1)] \quad (2.23)$$

2.4. MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DE LA COHÉRENCE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ ET DE L'INTENSITÉ

avec ϕ la transformée de Fourier de la fonction de corrélation du milieu $R_{\chi\chi}$ (supposée invariante par translation) et \widehat{O}^E et \widehat{O}^R les ouvertures **effectives** en émission et réception. La fonction ϕ est définie par :

$$\phi(x_1, y_1) = TF [R_{\chi\chi}(u_1 - u_2, v_1 - v_2)]. \quad (2.24)$$

La démonstration exacte de cette expression est disponible dans la thèse d'Arnaud Derode (p. 29) ou dans les articles cités plus haut. L'expression générale est écrite en éliminant les fonctions de Dirac et constitue la base de la suite de cette modélisation :

$$R_{\psi\psi}(x_1, x_2, y_2, y_1) = \frac{1}{\lambda^4 z^4} \iint \widehat{O}^E(x_1 - u, y_1 - v) \widehat{O}^{E*}(x_2 - u, y_2 - v) \phi(u, v) du dv. \quad (2.25)$$

Deux types d'ouvertures sont considérées : une ouverture focalisée, décrite dans les travaux de Derode, et une ouverture plane, dont l'expression est calculée en annexe A.2.

La fonction d'ouverture effective à l'émission \widehat{O}^E dans le cas d'un transducteur focalisé sur ses deux dimensions à l'émission est :

$$\widehat{O}^E(x_1, y_1) = O^E(x_1, y_1). \quad (2.26)$$

La fonction d'ouverture effective dans le cas d'un transducteur plan est :

$$\widehat{O}^E(x, y) = \left(O(x, y) e^{\frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}} \right) \otimes \otimes e^{-\frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}} \quad (2.27)$$

$$= e^{-\frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}} 2a \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi x a}{\lambda z}\right) 2b \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi y b}{\lambda z}\right). \quad (2.28)$$

2.4.2 Application à la modélisation de l'intensité

Le but est de calculer la courbe d'intensité en fonction de l'angle de la sonde. Son expression théorique est :

$$I = \iiint R_{\psi\psi}(x_1, x_2, y_1, y_2) O^R(x_1, y_1) O^{R*}(x_2, y_2) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (2.29)$$

Dans nos expériences, le faisceau est focalisé électroniquement sur la grande dimension du transducteur, mais les éléments sont plans sur la hauteur de la barrette. La rotation du transducteur se traduit par une rotation de la fonction de corrélation du milieu $R_{\chi\chi}$. Pour une rotation de θ , la fonction devient :

$$R_{\chi\chi}^\theta = R_{\chi\chi}^0(x \cos(\theta) + y \sin(\theta), -x \sin(\theta) + y \cos(\theta)) \quad (2.30)$$

2.4. MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DE LA COHÉRENCE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ ET DE L'INTENSITÉ

Sa transformée de Fourier s'exprime par :

$$\phi^\theta(k_x, k_y) = \int R_{\chi\chi}^0(x \cos(\theta) + y \sin(\theta), -x \sin(\theta) + y \cos(\theta)) \exp(j(k_x x + k_y y)) dx dy. \quad (2.31)$$

Par changement de variable on démontre que :

$$\phi^\theta(k_x, k_y) = \phi^0(k_x \cos(\theta) + k_y \sin(\theta), -k_x \sin(\theta) + k_y \cos(\theta)) \quad (2.32)$$

, ce qui correspond à une rotation de la transformée de Fourier. On peut donc utiliser la fonction ϕ^θ de paramètre θ et considérer que les fonctions d'ouverture sont fixes. La fonction de corrélation spatiale du champ sur le transducteur récepteur, à un angle θ donné, s'exprime comme :

$$R_{\psi\psi}^\theta(x_1, x_2, y_2, y_1) = \frac{1}{\lambda^4 z^4} \widehat{O}^R(x_1, y_1) \widehat{O}^{R*}(x_2, y_2) \iint \widehat{O}^E(x_1 - u, y_1 - v) \widehat{O}^{E*}(x_2 - u, y_2 - v) \phi^\theta(u, v) du dv. \quad (2.33)$$

Dans le cas focalisé sur la seule dimension x , la fonction d'ouverture s'écrit :

$$O^{E, \text{focalise}}(x, y) = \Pi^a(x) e^{-\frac{j\pi(y^2)}{\lambda z}} 2b \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi y b}{\lambda z}\right). \quad (2.34)$$

Avec $\Pi^a(x)$ une fonction Porte de largeur a , a la largeur de l'ouverture focalisant l'onde et b la hauteur des éléments plans. Dans le cas d'un transducteur plan sans focalisation :

$$O^{E, \text{plan}}(x, y) = e^{-\frac{j\pi(x^2)}{\lambda z}} 2a \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi x a}{\lambda z}\right) e^{-\frac{j\pi(y^2)}{\lambda z}} 2b \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi y b}{\lambda z}\right) \quad (2.35)$$

où a est la largeur d'un unique élément piézoélectrique et b la hauteur de l'élément. L'expression 2.33 est utilisée dans le calcul de I donné par l'équation 2.29. Remarquons tout d'abord que les variables x_1 , x_2 , y_1 et y_2 varient dans l'intervalle $[-a, a]$ et $[-b, b]$, qui correspondent à l'ouverture de la barrette dans le cas focalisé ou à l'ouverture d'un unique élément piézoélectrique dans le cas plan. La fonction ϕ^θ est équivalente à ϕ^0 par changement de variable. La fonction de corrélation $R_{\chi\chi}$ est supposée à variables séparables, ce qui se traduit sur sa transformée de Fourier par :

$$\phi^0(u, v) = \tau^{lx}(u) \tau^{ly}(v). \quad (2.36)$$

2.4. MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DE LA COHÉRENCE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ ET DE L'INTENSITÉ

La fonction de corrélation du milieu $R_{\chi\chi}$ est choisie de forme gaussienne. Il s'agit d'une forme classique de fonction de corrélation spatiale.

$$R_{\chi\chi}(x) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{l_x}\right)^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{l_y}\right)^2}. \quad (2.37)$$

La transformée de Fourier $\tau^{l_x}(u)$ est :

$$\tau^{l_x}(u) = \int e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{l_x}\right)^2} e^{-\frac{j2\pi ux}{\lambda z}} d\Delta x = \sqrt{2\pi} l_x e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi l_x u}{\lambda z}\right)^2}. \quad (2.38)$$

Une validation expérimentale est réalisée sur le demi cylindre de TA6V. Or, les expressions précédentes ne tiennent pas compte de l'interface eau-titane. Afin de simplifier les calculs, celles-ci sont légèrement modifiées.

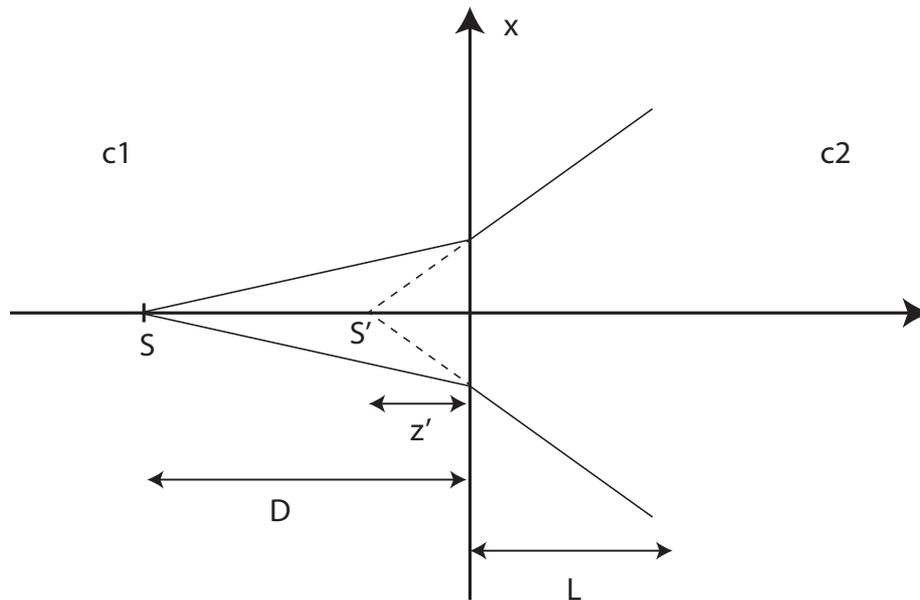


FIGURE 2.21: Déformation du faisceau par diffraction par l'interface.

La figure 2.21 indique la configuration expérimentale. Dans le titane, l'onde acoustique est réfractée et la position du point source virtuel S' n'est pas confondu avec le point source réel S . En ne tenant compte que des ondes longitudinales et sous l'approximation paraxiale et donc des petits angles, la fonction de Green en présence d'une interface plane s'écrit en modifiant z dans l'équation 2.20. Les lois de la réfraction permettent en effet d'écrire :

$$h_z^{1,2} = e^{j\frac{\pi}{l_z^2}(x^2+y^2)} \quad (2.39)$$

2.4. MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DE LA COHÉRENCE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ ET DE L'INTENSITÉ

avec :

$$l_z^2 = \frac{1}{f}(Dc_1 + Lc_2). \quad (2.40)$$

avec L la distance échantillon-interface, D la distance interface-profondeur d'inspection. La fonction de Green s'écrit donc sous une forme proche du cas homogène :

$$h_z^{interface} = \exp\left(j\frac{\pi f}{Dc_1 + Lc_2}(x^2 + y^2)\right). \quad (2.41)$$

Cette expression est bien sûr une approximation de la solution analytique du problème de traversée d'interface, et ne tient pas compte du coefficient de transmission de l'onde, ni de sa composante réfléchie. De plus, l'approximation paraxiale doit être valide pour permettre l'approximation des petits angles dans les lois de la réfraction. La courbe expérimentale est calculée suivant la même méthode qu'en section 2.1.3, mais est moyennée sur les 25 positions de la sonde, ainsi que sur les trois profondeurs proches : 40 mm, 45 mm et 50 mm. La distance sonde-interface est de 45 mm. Il s'agit d'une situation en limite de l'approximation paraxiale. Cependant, focaliser plus profondément renforcerait la proportion de diffusion multiple mesurée, non prise en compte dans ce modèle. Les paramètres de calcul sont les suivants : les longueurs de corrélation du milieu sont $l_x = 1.3$ mm et $l_y = 10$ mm, l'ouverture émettrice mesure 0.417×128 mm et 10 mm de haut, l'ouverture réceptrice mesure 0.417 mm de large et 10 mm de haut. La vitesse dans l'eau est de 1.48 mm/ μ s et celle dans le titane est de 6.1 mm/ μ s. La fréquence est choisie à 3 MHz. Le calcul d'intégrale est réalisé par méthode Monte-Carlo avec 100000 itérations par angle, dont l'algorithme est détaillé en annexe A.3. Le modèle, bien qu'approché, ajuste correctement la courbe expérimentale d'intensité (Figure 2.22) pour des paramètres proches des valeurs expérimentales observées en section 1.3.3.

Afin de compléter la validation du modèle, une étude de sensibilité suivant les longueurs de corrélation et la vitesse du milieu 2 a été réalisée (Figure 2.23). La figure 2.23(a) montre l'impact de la forme de la microstructure sur la forme de l'intensité rétrodiffusée. Pour une microstructure équiaxe $l_x = l_y$, l'intensité ne dépend pas de l'angle. Si les grains sont allongés "verticalement", soit $l_x = 1$ mm et $l_y = 10$ mm alors la courbe présente un maximum en 0° . À l'inverse, si la microstructure est "horizontale", soit $l_x = 10$ mm et $l_y = 1$ mm, alors le maximum est atteint en 90° . L'ouverture d'émission fait 53 mm de large et 10 mm de haut (barrette entière), et l'ouverture en réception mesure 0.417 mm de large et 10 mm de haut (un seul élément). La figure 2.23(b) montre la sensibilité à la vitesse dans le titane. La présence d'un milieu plus rapide augmente le contraste de la courbe d'intensité et justifie donc l'emploi des expressions 2.41. Le capteur possède les mêmes dimensions qu'en figure 2.23(a). La figure 2.23(c) illustre l'évolution de l'intensité rétrodiffusée en fonction de la taille relative de la microstructure par rapport aux dimensions du capteur. Lorsque le capteur est beaucoup plus grand ou beaucoup plus petit que la taille caractéristique de la microstructure, alors l'intensité dépend faiblement de l'angle de la sonde. Le transducteur est focalisé, ainsi, le comportement de l'intensité rétrodiffusée est lié à la différence de taille

2.4. MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DE LA COHÉRENCE DU CHAMP RÉTRODIFFUSÉ ET DE L'INTENSITÉ

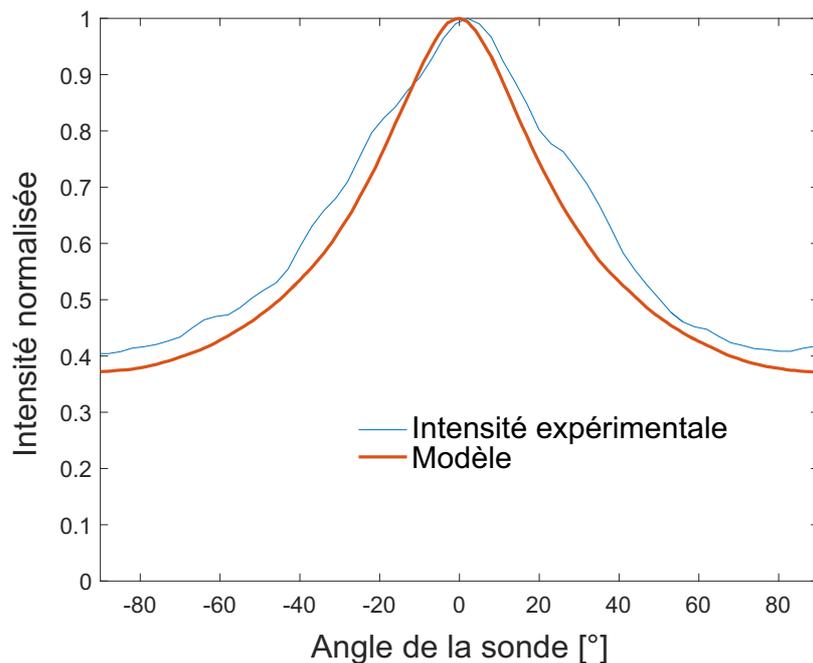


FIGURE 2.22: Intensité normalisée rétrodiffusée par l'échantillon de TA6V illuminé par une onde focalisée. (bleu) Courbe expérimentale, (rouge) modèle.

entre la microstructure et la tache focale. Dans les conditions de simulation, la tache focale mesure approximativement 4 mm. Le contraste de la courbe d'intensité rétrodiffusée est donc important lorsque la tache focale est de l'ordre de grandeur de la taille de la microstructure. Ces résultats peuvent s'expliquer simplement : si les diffuseurs sont très grands par rapport à la tache focale, alors ceux-ci jouent le rôle d'un miroir. À l'inverse, si les diffuseurs sont très petits par rapport à la tache focale et la longueur d'onde, leur diagramme de diffusion est essentiellement sphérique, donc isotrope, et l'intensité rétrodiffusée ne dépend pas de l'angle de la sonde.

Ce modèle présente des faiblesses qui pourront être réduites dans le futur. Premièrement, il ne prend pas en compte le phénomène de diffusion multiple. Celui-ci peut modifier la forme des courbes d'intensité en fonction de l'angle et donc conduire à une mauvaise estimation des paramètres de la microstructure, notamment pour les courbes d'intensité mesurées à grande profondeur. Deuxièmement, la choix de la forme de la fonction de corrélation du milieu peut modifier sensiblement les résultats : une fonction exponentielle décroissante est également envisageable dans de nombreux matériaux réels. Par ailleurs, la résolution par méthode Monte Carlo peut conduire à une solution instable dans le cas de paramètres à valeurs extrêmes. Enfin, des tests et validations supplémentaires de ce modèle pourraient être effectués sur d'autres alliages métalliques ne présentant pas de diffusion multiple.

2.5. CONCLUSION

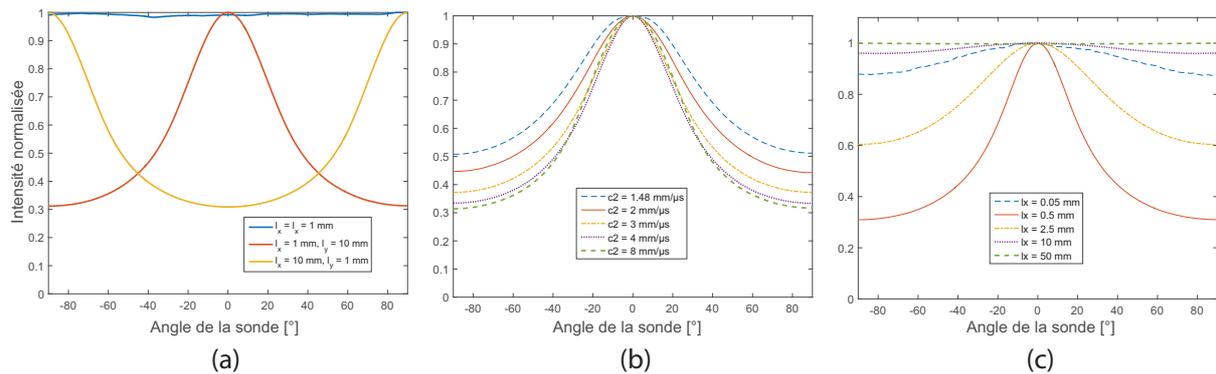


FIGURE 2.23: (a) Intensité rétrodiffusée dans trois configurations de la microstructure : équiaxe, allongée verticale et allongée horizontale. (b) Intensité rétrodiffusée pour $c_1 = 1.48 \text{ mm}/\mu\text{s}$ et diverses valeurs de c_2 . (c) Intensité rétrodiffusée pour différentes tailles de microstructure : le rapport l_y/l_x est fixé à 10 et l_x évolue de 0.05 mm à 50 mm. Le capteur est un monoélément rectangulaire de 10 mm de haut sur 53 mm de large.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'interaction entre une onde et un milieu composé de diffuseurs allongés a été étudiée. Premièrement, nous avons montré que l'intensité rétrodiffusée par un tel milieu dépend de l'angle entre la sonde et la direction d'élongation des diffuseurs. Ce résultat est valable aussi bien dans le cas d'une insonnification par un unique élément de la barrette que par un faisceau focalisé et a fait l'objet d'un dépôt de brevet. Le contenu de ce brevet a été présenté dans la seconde partie de ce chapitre : il existe une orientation optimale de la barrette permettant de maximiser le rapport signal à bruit lors de la détection d'un trou à fond plat en présence d'une microstructure allongée. La barrette doit être parallèle à la direction d'élongation de la microstructure. Ensuite, nous avons expliqué ce résultat en indiquant que l'intensité rétrodiffusée est liée à la cohérence du champ rétrodiffusé et à la forme du transducteur. Seul un transducteur de forme non circulaire peut détecter une microstructure allongée en exploitant la différence d'intégration d'un champ ultrasonore anisotrope sur l'élément. Nous avons ensuite montré que la cohérence du champ n'est pas un indicateur fiable de la direction d'élongation des macrozones, mais une signature de leur élongation a tout de même été mise en évidence. Ensuite, un modèle prédisant le comportement de l'intensité en fonction de l'angle de la barrette a été proposé et testé sur un échantillon de TA6V. Bien sûr, de nouveaux tests sur divers matériaux seraient utiles pour affiner ce modèle. À l'issue de ce chapitre, l'effet physique responsable de la variation d'intensité rétrodiffusée est expliqué. En perspective, il serait intéressant d'appliquer ces méthodes dans le cas des matériaux composites, et notamment de les tester dans un matériau dont l'élongation des grains ou fibres dépend de la profondeur d'inspection. Par ailleurs, le modèle présenté ici est valable dans l'hypothèse de diffusion simple. Mais comment évaluer la présence de diffusion multiple, et quel est son impact sur la cohérence du champ rétrodiffusé ? Des éléments de réponse sont proposés dans le chapitre suivant.

Résumé du chapitre

- Le champ ultrasonore rétrodiffusé par un matériau dépend de la forme du champ incident et des propriétés élastiques et géométriques de la microstructure avec laquelle il interagit.
- La direction d'élongation des macrozones peut être détectée en mesurant l'intensité rétrodiffusée moyennée sur les éléments d'un transducteur multi-éléments linéaire (à éléments non carrés) en fonction de l'angle entre la direction d'élongation et la direction d'alignement des éléments piézoélectriques.
- Le bruit rétrodiffusé est minimal si la sonde multi-éléments est parallèle à la direction d'élongation des macrozones et maximal si la sonde est perpendiculaire à cette direction.
- La détermination de la direction d'élongation **locale** des macrozones peut être réalisée à l'aide de faisceaux focalisés.
- En présence d'une microstructure allongée, positionner la sonde multi-éléments parallèlement à la direction d'élongation permet de maximiser le rapport signal à bruit lors de la détection du trou à fond plat.
- Si le champ rétrodiffusé est anisotrope alors l'intégration sur le transducteur dépend de l'angle relatif entre l'élément et le champ : l'intensité dépend donc de l'angle de la sonde.
- Il est possible de déduire la taille caractéristique des diffuseurs de la microstructure à partir des courbes d'intensité en fonction de l'angle de la sonde.
- Cependant, la diffusion multiple est une limitation car elle empêche de focaliser correctement l'onde et donc d'obtenir des informations locales sur la microstructure.

Chapitre 3

Impact de la diffusion multiple sur la cohérence

La diffusion multiple est un phénomène rencontré fréquemment en physique des ondes. Présent pour tous types d'ondes et de milieux, ce phénomène a été décrit en partie 1.1.3. L'objectif de ce chapitre est de déterminer le régime de diffusion ayant lieu dans les alliages de titane de SAFRAN dans les conditions de contrôle ultrasonore usuelles et d'étudier son impact sur la cohérence du champ rétrodiffusé. Le niveau de diffusion multiple est décrit par le libre parcours moyen. Généralement, celui-ci est mesuré en enregistrant la décroissance de l'amplitude de l'onde cohérente, obtenue par moyennage de l'onde sur plusieurs réalisations du milieu. Cette technique nécessite deux transducteurs afin d'effectuer une mesure en transmission ou la présence de deux faces planes parallèles dans l'échantillon afin de réaliser la mesure par réflexion de l'onde sur la face arrière de l'échantillon. Par ailleurs, Thompson [71] a proposé de positionner deux transducteurs monoéléments de part et d'autre de l'échantillon. En décalant latéralement les transducteurs, le signal mesuré par l'un à la suite de l'émission par l'autre doit disparaître car les faisceaux ultrasonores ne se recouvrent plus. En présence de diffusion multiple, une partie de l'énergie est déviée en dehors du faisceau vers le transducteur en réception, même si le décalage est important. Une autre méthode consiste à comparer les résultats expérimentaux à un modèle valide dans l'hypothèse de diffusion simple [44]. Si les conditions expérimentales sont bien maîtrisées, toute déviation par rapport au modèle est liée à la diffusion multiple. À la lumière des méthodes présentées ici, il semble intéressant de disposer d'une méthode de détermination du niveau de diffusion multiple basée sur le bruit rétrodiffusé.

Aubry et Derode [4] ont démontré expérimentalement que la distribution des valeurs singulières de la matrice inter-élément associée aux signaux de diffusion multiple vérifie la loi du "Quart de Cercle", caractéristique des matrices aléatoires à coefficients Gaussiens. De plus, ils ont développé un algorithme de filtrage de la diffusion multiple basé sur l'acquisition de matrice inter-éléments. Cette technique décrite en [4] a permis de détecter un tube d'air de 15 mm de diamètre à travers une forêt de tiges épaisse de 20 mm dont le libre parcours moyen est de 7.7 mm. Elle a ensuite été utilisée par EDF dans le cadre des thèses de Sharfine Shahjahan [68, 65, 67, 66] et Camille Trottier [73]. Sharfine Shahajahan a démontré l'applicabilité de cette technique (MSF-DORT) à la détection de défauts volumiques dans

les alliages Nickel-Chrome Inconel600 et Camille Trottier l'a améliorée pour tenir compte de la matrice inter-élément totale et appliquée dans une forme différente (FER-DORT) au cas de la détection de défauts plans.

La première partie de ce chapitre rappelle les principes de la technique et en propose une simplification et une adaptation pour la détermination du niveau de diffusion multiple à partir du bruit rétrodiffusé par l'échantillon. Elle permet de mesurer la "proportion de diffusion simple", un indicateur du régime de diffusion ayant lieu dans le milieu de propagation. Cette technique démontre que la diffusion multiple est importante dans les alliages de titane. Ces résultats sont ensuite confortés par la mesure du cône de rétrodiffusion cohérente. La deuxième partie est dédiée à l'évaluation de l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé. En effet, nous avons présenté en chapitre 2 le modèle de Derode et Fink prédisant la cohérence spatiale rétrodiffusée dans l'hypothèse de diffusion simple. Cependant, le comportement de la cohérence spatiale du champ en présence de diffusion multiple n'est pas connu et son effet est ici étudié par simulation dans le cas d'un faisceau focalisé dans un milieu diffusant.

3.1 Estimateur de la proportion de diffusion simple

Cette première partie porte sur la présentation et la validation de l'estimateur de la proportion de diffusion simple. Une nouvelle écriture de ce filtre à partir des travaux d'Aubry et Derode est présentée, puis cet outil est mis en application sur des milieux modèles (forêt de tiges, billes de verre) et des alliages de titane TA6V et Ti17.

3.1.1 Matrice inter-éléments en régime de diffusion simple et multiple

L'estimateur de la proportion de diffusion simple est basé sur le calcul théorique de la matrice inter-éléments en diffusion simple. Cette partie détaille ce calcul dans le cas d'un diffuseur unique et dans le cas d'une assemblée aléatoire de diffuseurs.

Soit un milieu constitué de diffuseurs ponctuels, illuminés à l'aide d'une barrette multi-éléments dont chaque transducteur est considéré comme ponctuel. Une mesure de matrice inter-éléments (voir partie 2.1.1) dans la base canonique consiste à tirer avec un élément de la barrette et à enregistrer le signal reçu avec tous les éléments, puis à itérer ce procédé en tirant successivement avec tous les éléments. Cette opération fournit les réponses pour tous les couples émetteurs-récepteurs.

Soit N_d le nombre de diffuseurs et d l'indice du diffuseur de réflectivité A_d situé à la position X_d et R la distance du plan de la barrette au diffuseur. Les distances émetteur-diffuseur x' et diffuseur-récepteur x'' s'expriment comme :

$$x' = \sqrt{R^2 + (x_i - X_d)^2} \quad (3.1)$$

$$x'' = \sqrt{R^2 + (X_d - x_j)^2}. \quad (3.2)$$

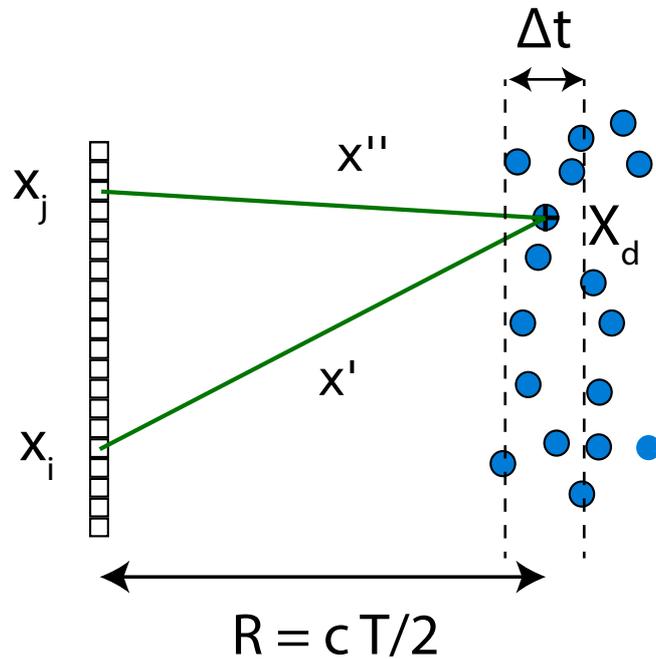


FIGURE 3.1: Configuration expérimentale pour le calcul de la matrice inter-éléments en diffusion simple.

La réponse inter-éléments à la fréquence f et à l'instant T correspond à l'ensemble des chemins de diffusion mettant en jeu des diffuseurs contenus dans le volume isochrone, c'est-à-dire tel que le temps d'aller et retour de l'onde est compris dans l'intervalle $[T - \Delta t, T + \Delta t]$ correspondant à la distance R . Le choix de la taille de fenêtre $2\Delta t$ est abordée en annexe A.4.

Cas d'un diffuseur unique

Si un unique diffuseur de coordonnées (X_d, R) (voir Figure 3.1) est présent dans le milieu, alors la réponse inter-élément s'écrit :

$$k_{ij}^S(T, f) = \frac{A_d}{R} \exp\left[jk\sqrt{R^2 + (x_i - X_d)^2}\right] \exp\left[jk\sqrt{R^2 + (x_j - X_d)^2}\right]. \quad (3.3)$$

Pour simplifier cette expression, on se place dans l'approximation paraxiale, c'est-à-dire que l'on suppose que l'ouverture de la barrette est beaucoup plus petite que la distance barrette-échantillon, soit $R \gg Np$ avec N le nombre d'éléments de la barrette et p le pas du réseau. Dans ce cas, le volume isochrone est une tranche rectiligne d'épaisseur $\Delta R = c\Delta t$ située à une distance $R = cT/2$ de la barrette et les expressions de x' et x'' deviennent :

$$x' = R \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_i - X_d}{R} \right)^2 \right) \quad (3.4)$$

$$x'' = R \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_j - X_d}{R} \right)^2 \right). \quad (3.5)$$

Ce qui permet de réécrire la réponse inter-éléments sous la forme :

$$k_{ij}^S(T, f) = A_d \frac{\exp(\mathbf{j}2kR)}{R} \exp \left[\mathbf{j}k \frac{(x_i - X_d)^2}{2R} \right] \exp \left[\mathbf{j}k \frac{(x_j - X_d)^2}{2R} \right]. \quad (3.6)$$

Or, il est possible de réécrire $(x_i - X_d)^2 + (x_j - X_d)^2$ en factorisant par $(x_i - x_j)$ et $(x_i + x_j)$ sous la forme :

$$(x_i - X_d)^2 + (x_j - X_d)^2 = \frac{(x_i - x_j)^2}{2} + \frac{(x_i + x_j - 2X_d)^2}{2}. \quad (3.7)$$

D'où l'expression factorisée de la réponse inter-éléments :

$$k_{ij}^S(T, f) = A_d \frac{\exp(\mathbf{j}2kR)}{R} \exp \left(\mathbf{j}k \frac{(x_i - x_j)^2}{4R} \right) \exp \left[\mathbf{j}k \frac{(x_i + x_j - 2X_d)^2}{4R} \right]. \quad (3.8)$$

La forme de la matrice inter-éléments correspondante est tracée en figure 3.2.

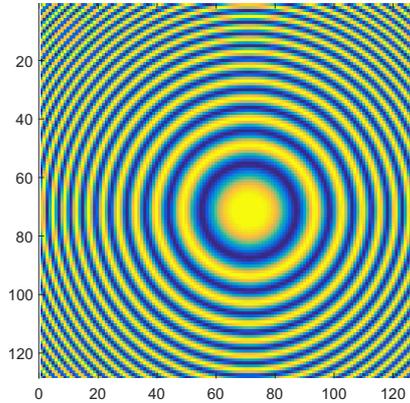


FIGURE 3.2: Partie réelle d'une matrice inter-éléments générée par simulation avec un unique diffuseur. Le transducteur dispose de 128 éléments, centrés à 3.5 MHz, 0.417 mm de pas inter-éléments. Le diffuseur est positionné en $R = 100$ mm, $X_d = 3$ mm et est plongé dans de l'eau de vitesse $c = 1.48$ mm/ μ s.

Cette matrice est symétrique et l'expression 3.8 est séparée en deux termes : un premier terme variant sur les **anti-diagonales** suivant la loi $\exp \left(\mathbf{j}k \frac{(x_i - x_j)^2}{4R} \right)$ et un second terme variant sur les **diagonales** suivant la loi $\exp \left[\mathbf{j}k \frac{(x_i + x_j - 2X_d)^2}{4R} \right]$. Dans ce cas, X_d peut être déterminé en localisant le centre de phase sur la figure 3.2, ici vers l'élément 71 de la barrette.

Cas de nombreux diffuseurs aléatoirement distribués

En présence d'un grand nombre de diffuseurs distribués aléatoirement, la réponse inter-éléments dans l'hypothèse de diffusion simple s'exprime comme la somme des contributions indépendantes de ces diffuseurs :

$$k_{ij}^S(T, f) = \sum_{d=1}^{N_d} A_d \exp \left[\mathbf{jk} \sqrt{R^2 + (x_i - X_d)^2} \right] \exp \left[\mathbf{jk} \sqrt{R^2 + (x_j - X_d)^2} \right]. \quad (3.9)$$

En utilisant les même hypothèses et simplifications que précédemment, la matrice inter-éléments s'écrit :

$$k_{ij}^S(T, f) = \underbrace{\frac{\exp(\mathbf{j}2kR)}{R} \exp \left(\mathbf{jk} \frac{(x_i - x_j)^2}{4R} \right)}_{\text{Terme déterministe}} \underbrace{\sum_{d=1}^{N_d} A_d \exp \left[\mathbf{jk} \frac{(x_i + x_j - 2X_d)^2}{4R} \right]}_{\text{Terme aléatoire}}. \quad (3.10)$$

Les éléments de cette matrice comportent un déterministe $\exp \left[\mathbf{jk} \frac{(x_i - x_j)^2}{4R} \right]$ multiplié par un terme aléatoire $\sum_{d=1}^{N_d} A_d \exp \left[\mathbf{jk} \frac{(x_i + x_j - 2X_d)^2}{4R} \right]$.

Le premier terme ne dépend pas de la distribution des diffuseurs mais seulement de la barrette et de la distance d'observation. Il n'existe que si on exprime le signal à partir de chemins de diffusion simple. Pour une distribution de diffuseurs donnée, le terme aléatoire est constant sur une anti-diagonale, c'est-à-dire pour $i + j$ constant. La relation de phase sur les anti-diagonales correspond au terme déterministe de l'équation 3.10. Par contre, le terme aléatoire multiplie chaque anti-diagonale par un nombre complexe constant sur cette antidiagonale. L'approximation paraxiale est importante car c'est elle qui permet de factoriser le terme aléatoire du terme déterministe. En résumé, la matrice inter-éléments peut s'écrire sous la forme schématique suivante :

$$k_{ij}^S(T, f) = \Pi_{i+j} \exp \left(\mathbf{jk} \frac{(x_i - x_j)^2}{4R} \right). \quad (3.11)$$

Avec Π un vecteur aléatoire complexe.

Les deux hypothèses importantes de ce résultat sont :

- régime de diffusion simple
- approximation paraxiale

La figure 3.3 illustre les différentes formes de matrice en fonction régime de diffusion :

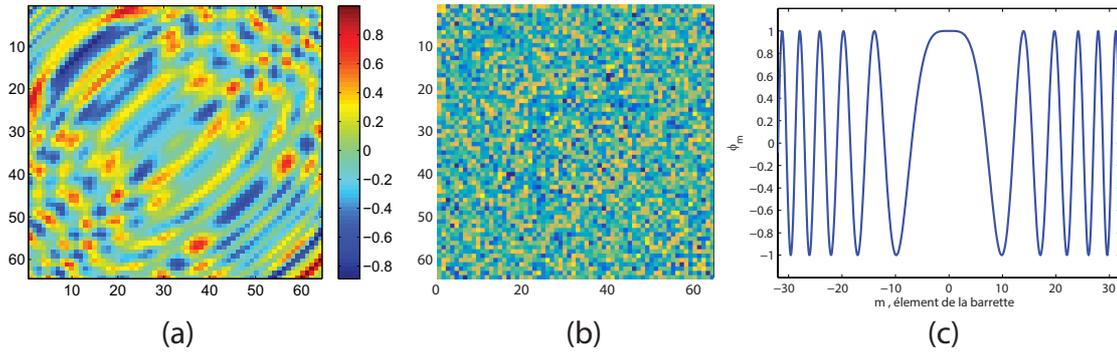


FIGURE 3.3: Partie réelle d'une matrice inter-éléments générée par simulation dans l'hypothèse de diffusion simple (a), et de diffusion multiple (matrice aléatoire à coefficients Gaussiens) (b). Partie réelle (c) du coefficient β_m . La fréquence est de 3.5 MHz et la distance source-échantillon de $a = 80$ mm.

En diffusion simple, la relation de phase entre les éléments des anti-diagonales est donnée par :

$$\beta_m = \frac{\tilde{k}_{i-m,j+m}(T, f)}{\tilde{k}_{ii}(T, f)} = \exp\left(jk \frac{(mp)^2}{R}\right). \quad (3.12)$$

Chaque anti-diagonale de la matrice inter-éléments correspond à la loi 3.12 pondérée par un coefficient complexe aléatoire. En régime de diffusion multiple, la matrice des réponses inter-éléments est aléatoire et les coefficients suivent une loi Gaussienne. L'allure classique d'une matrice aléatoire à variables gaussiennes est visible en figure 3.3(b).

3.1.2 Estimateur de la proportion de diffusion simple

La section précédente a rappelé que la forme de la matrice inter-éléments dépend du régime de diffusion à l'instant de la mesure. Il est donc possible d'en faire un outil de caractérisation du régime diffusif. Une première approche envisageable est binaire : en observant la matrice expérimentale, il est possible d'avoir une idée de l'importance de la diffusion multiple selon qu'elle apparait plus ou moins aléatoire. Cependant, Aubry et Derode [5] ont proposé une méthode de projection de la matrice expérimentale sur une matrice théorique calculée à partir de l'expression 3.10, et est décrite en annexe A.5. Cette méthode permet de filtrer la matrice expérimentale et d'en extraire uniquement la composante de diffusion simple. Cependant, elle nécessite d'utiliser une sous-partie de la matrice expérimentale, faisant ainsi perdre de l'information. Dans la thèse de Camille Trottier, il est proposé de compléter la matrice en ajoutant des zéros après rotation de celle-ci de 45° . Nous proposons ici une autre écriture de ce filtre, qui utilise la matrice entière et ne nécessite plus de rotation de matrice. De plus, quelque soit l'écriture du filtre, nous proposons de l'utiliser pour calculer une "proportion de diffusion simple". Cette proportion de diffusion simple caractérise le régime de diffusion à l'instant de la mesure par un nombre compris entre 0 et 1. Une proportion

de 0 correspond à un régime de diffusion multiple pure, et une proportion de 1 correspond à un régime de diffusion simple pure. En pratique, la proportion de diffusion simple est une quantité décroissante au cours du temps dans un milieu aux propriétés homogènes. Les expressions établies précédemment modélisent le phénomène de diffusion simple ayant lieu dans un échantillon diffusant sans tenir compte de la diffusion multiple. La réponse inter-élément complète est la somme d'une contribution de diffusion simple, modélisée par l'expression précédente k_{ij}^S , et une contribution de diffusion multiple k_{ij}^M :

$$k_{ij} = k_{ij}^S + k_{ij}^M. \quad (3.13)$$

Le but de la mesure de proportion de diffusion simple est d'extraire k_{ij}^S de la réponse réelle k_{ij} en utilisant les hypothèses physiques développées précédemment et d'en estimer l'amplitude par rapport au terme de diffusion multiple. La nouvelle écriture du filtre utilisant directement la matrice inter-éléments complète ne modifie pas le principe du filtre d'Aubry : projeter la matrice expérimentale sur un sous-espace théorique correspondant au cas de diffusion simple. Nous proposons de définir le sous-espace de diffusion simple comme engendré par les matrices E_m :

$$E_m(i, j) = \begin{cases} 0 & \text{si } i + j \neq m + 1 \\ \frac{g(i-j)}{\sqrt{P(m)}} & \text{si } i + j = m + 1 \end{cases}, \quad (3.14)$$

avec $g(i-j) = \exp\left(\mathbf{jk} \frac{((i-j)p)^2}{4R}\right)$

et

$$P(m) = \begin{cases} m & \text{si } m \leq N \\ 2N - m & \text{si } N \leq m < 2N \end{cases}. \quad (3.15)$$

La matrice E_m représente la $m^{\text{ième}}$ anti-diagonale de la matrice de diffusion simple et $P(m)$ le nombre d'éléments sur cette anti-diagonale. Une matrice de diffusion simple est un vecteur de ce sous-espace, et s'écrit comme une combinaison linéaire des matrices de base E_m :

$$K^S = \sum_{m=1}^{2N-1} a_m E_m, \quad (3.16)$$

où a_m est un vecteur aléatoire complexe. Les matrices expérimentales sont symétriques, quelque soit le régime, à cause du théorème de réciprocité. L'espace des matrices symétriques est de dimension $N(N+1)/2$ alors que celui de diffusion simple est de dimension $2N-1$. Plus N est grand, plus l'espace de diffusion simple est petit en comparaison de celui

3.1. ESTIMATEUR DE LA PROPORTION DE DIFFUSION SIMPLE

des matrices symétriques. La norme de Frobenius et son produit scalaire sont associés au sous-espace : avec cette définition, la base de matrice E_m est orthonormale :

$$\langle E_m, E_j \rangle = \begin{cases} 0 & \text{si } m \neq j \\ 1 & \text{si } m = j \end{cases} . \quad (3.17)$$

La matrice expérimentale, notée K_{exp} , est normalisée en utilisant le produit scalaire défini précédemment :

$$\tilde{K}_{exp} = \frac{K_{exp}}{\|K_{exp}\|}. \quad (3.18)$$

Elle est ensuite projetée sur la base des E_m :

$$K^P = \sum_{m=1}^M \langle \tilde{K}_{exp}, E_m \rangle E_m. \quad (3.19)$$

La norme de cette projection s'écrit :

$$p^E = \sqrt{\sum_{m=1}^M |\langle \tilde{K}_{exp}, E_m \rangle|^2}. \quad (3.20)$$

La quantité p^E est la norme de la projection de la matrice expérimentale normalisée sur l'espace de diffusion simple. Il s'agit d'une estimation de la proportion de diffusion simple, dont la qualité est évaluée dans la section suivante 3.1.2.

Qualité de l'estimateur de proportion de diffusion simple

L'estimateur de diffusion simple est testé sur des matrices simulées de proportion de diffusion simple connue, définies par :

$$K_{exp} = SK^S + MX. \quad (3.21)$$

où S et M sont les amplitudes relatives de diffusion simple et multiple, respectant la condition $S + M = 1$. K^S est une matrice de diffusion simple normalisée et X est une matrice aléatoire Gaussienne normalisée, symétrique pour tenir compte du théorème de réciprocité. L'estimateur de diffusion simple s'écrit comme :

$$p^E = \frac{1}{\|SK^S + MX\|} \sqrt{\sum_m |S \langle K^S, E_m \rangle + M \langle X, E_m \rangle|^2}. \quad (3.22)$$

3.1. ESTIMATEUR DE LA PROPORTION DE DIFFUSION SIMPLE

La matrice de diffusion multiple n'étant pas orthogonale au sous-espace de diffusion simple, p^E n'est pas strictement égale à la proportion de diffusion simple définie par :

$$p^S = \frac{\|SK^S\|}{\|SK^S + MX\|} = \frac{S}{\|SK^S + MX\|}. \quad (3.23)$$

L'estimateur est donc d'autant plus fiable que l'écart entre p^S et p^E est faible. L'équation (3.22) a été évaluée pour p^S variant de 0 à 1, pour diverses réalisations de K^S et X . La figure 3.4 montre l'écart entre la quantité idéale p^S et celle mesurée p^E .

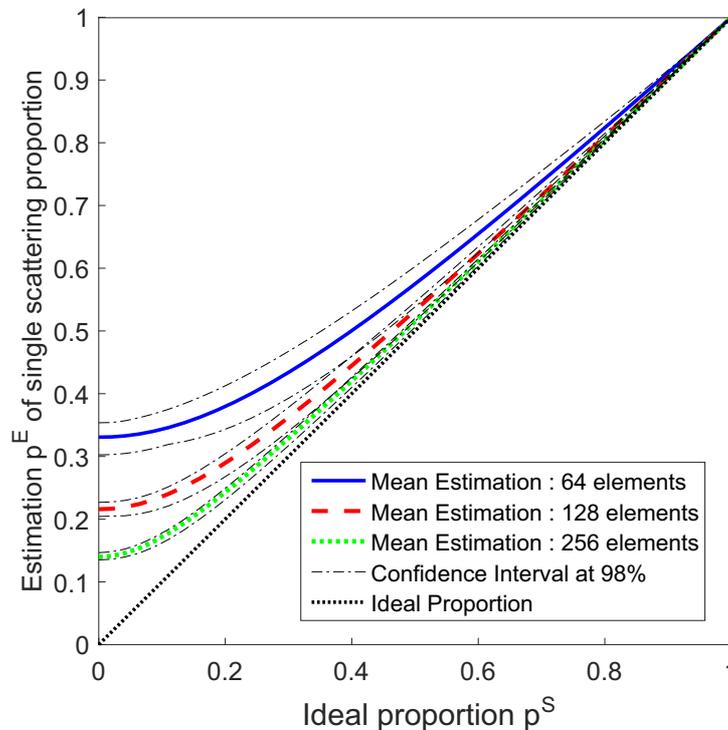


FIGURE 3.4: Estimation de la proportion de diffusion simple p^E sur des matrices simulées de proportion de diffusion simple contrôlée p^S . L'estimateur (bleu) est linéaire aux grandes proportions de diffusion simple, et diverge de l'estimateur idéal (noir) aux faibles proportions de diffusion simple.

La figure 3.4 démontre que p^E est un très bon estimateur si la proportion de diffusion simple est importante. Il diverge significativement aux faibles valeurs de proportion de diffusion simple pour se stabiliser sur une valeur résiduelle : la moyenne des projections des matrices de diffusion multiple sur le sous-espace de diffusion simple. Ce résidu diminue à mesure que le nombre d'éléments de la sonde augmente. D'après l'équation 3.22, la proportion de diffusion simple estimée est de 1 quand cette véritable proportion vaut 1. Lorsque

celle-ci est réduite à 0, le résidu vaut :

$$p^S(p^E = 0) = \left\langle \sqrt{\sum_k |\langle X, E_k \rangle|^2} \right\rangle. \quad (3.24)$$

Effet de la taille des diffuseurs sur le résidu de diffusion multiple

Le modèle précédent est basé sur l'hypothèse que la matrice en diffusion multiple est aléatoire. Cependant, la matrice expérimentale peut présenter des corrélations spatiales. D'après le théorème de Van Cittert-Zernicke, le champ sera d'autant plus corrélé spatialement que les diffuseurs sont de grande taille, ou que le capteur est situé à grande distance des diffuseurs. Ainsi, la projection d'une matrice aléatoire corrélée spatialement sur le sous-espace de diffusion simple dépend de la longueur de corrélation spatiale. Pour quantifier ce phénomène, des simulations de projection de matrices aléatoires corrélées sont réalisées comme en section 3.1.2. Les matrices corrélées spatialement sont générées de la manière suivante : soit P une matrice aléatoire gaussienne, $\Gamma(m)$ la fonction de corrélation spatiale désirée pour la matrice finale et C la matrice définie par :

$$C_{ij} = \sqrt{\Gamma(i-j)}. \quad (3.25)$$

La matrice aléatoire corrélée X est calculée par :

$$X = C P C. \quad (3.26)$$

La fonction de corrélation spatiale $\Gamma(m)$ est choisie de la forme :

$$\Gamma(m) = \begin{cases} 1 - \frac{m}{d} & \text{si } m \leq d \\ 0 & \text{si } m \geq d \end{cases} \quad (3.27)$$

Le résidu est calculé avec l'expression 3.24 sur 100 réalisations, pour des valeurs de longueur de corrélation d variant de 0 à 20% de la taille totale de la matrice étudiée. Ces calculs ont été réalisés pour trois tailles de matrices correspondant à des transducteurs classiques : 64, 128 et 256 éléments. La figure 3.5 indique que le résidu est minimal lorsque la matrice X ne présente pas de corrélations spatiales. Ce résidu augmente au fur et à mesure que la longueur de corrélation spatiale augmente puis se stabilise. Les valeurs de résidu sont d'autant plus petites que le nombre d'éléments est important. En effet, le produit scalaire est d'autant plus efficace pour discriminer le sous-espace de diffusion simple que la matrice est grande. De plus, une matrice corrélée présente des éléments de valeurs plus uniformes et sa projection sur l'espace de diffusion simple est donc en moyenne plus grande que pour une matrice aléatoire. Ce résultat permet d'expliquer pourquoi les courbes de proportion de diffusion simple se stabilisent à des valeurs supérieures à celles attendues pour des matrices aléatoires en partie 3.1.3 et 3.1.4.

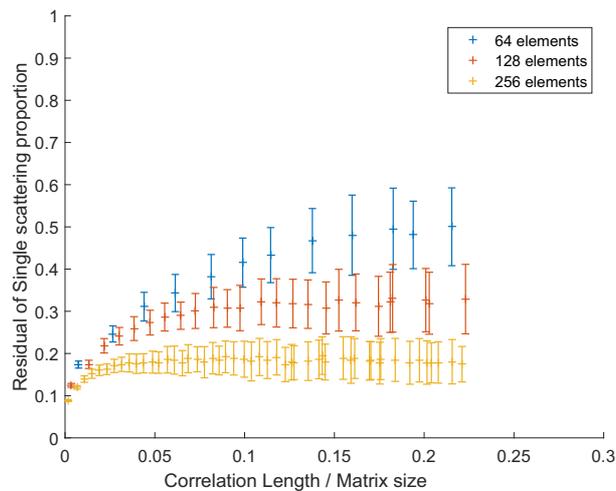


FIGURE 3.5: Résidu de la projection en fonction de la longueur de corrélation de la matrice, pour différents nombres d'éléments.

3.1.3 Application à des billes de verre et à une forêt de tiges

L'estimateur de la proportion de diffusion simple a été appliqué aux mêmes milieux modèles qu'en section 2.1.2. Les matrices inter-éléments sont enregistrées pour différents angles de la sonde et seul le traitement des données change. La configuration expérimentale est rappelée en figure 3.6.

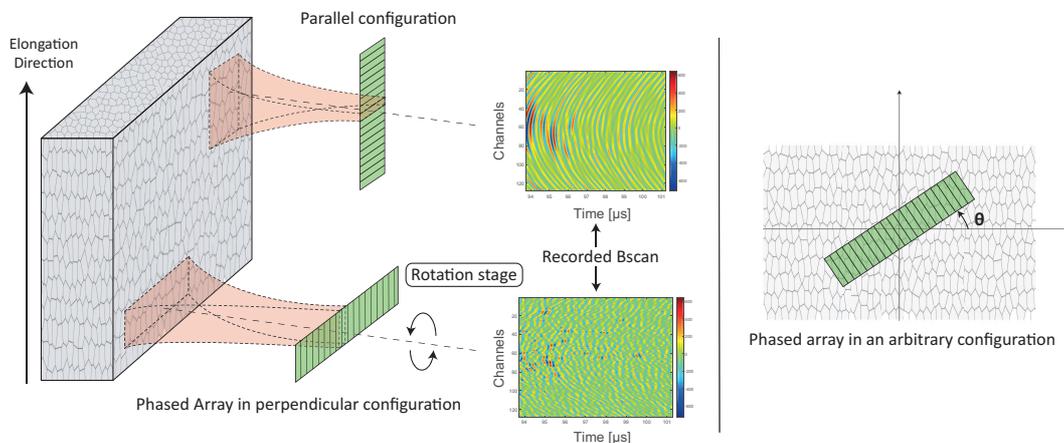


FIGURE 3.6: La barrette multi-éléments est montée sur un moteur rotatif permettant de la faire tourner autour de son axe d'un angle arbitraire noté θ . La configuration du bas est appelée perpendiculaire et celle du haut parallèle. Un B-Scan illustre le champ enregistré par la barrette.

Les matrices inter-élément sont découpées en tranches de $5 \mu s$ décalées de $1.25 \mu s$. Une transformée de Fourier est ensuite appliquée et les matrices comprises dans la bande de fréquence $[3, 4]$ MHz sont sélectionnées. Les courbes finales sont moyennées en fréquence sur cet intervalle. La figure 3.7 illustre le comportement de la proportion de diffusion simple

dans la forêt de tiges et dans les billes de verre en fonction du temps et de l'angle de la sonde.

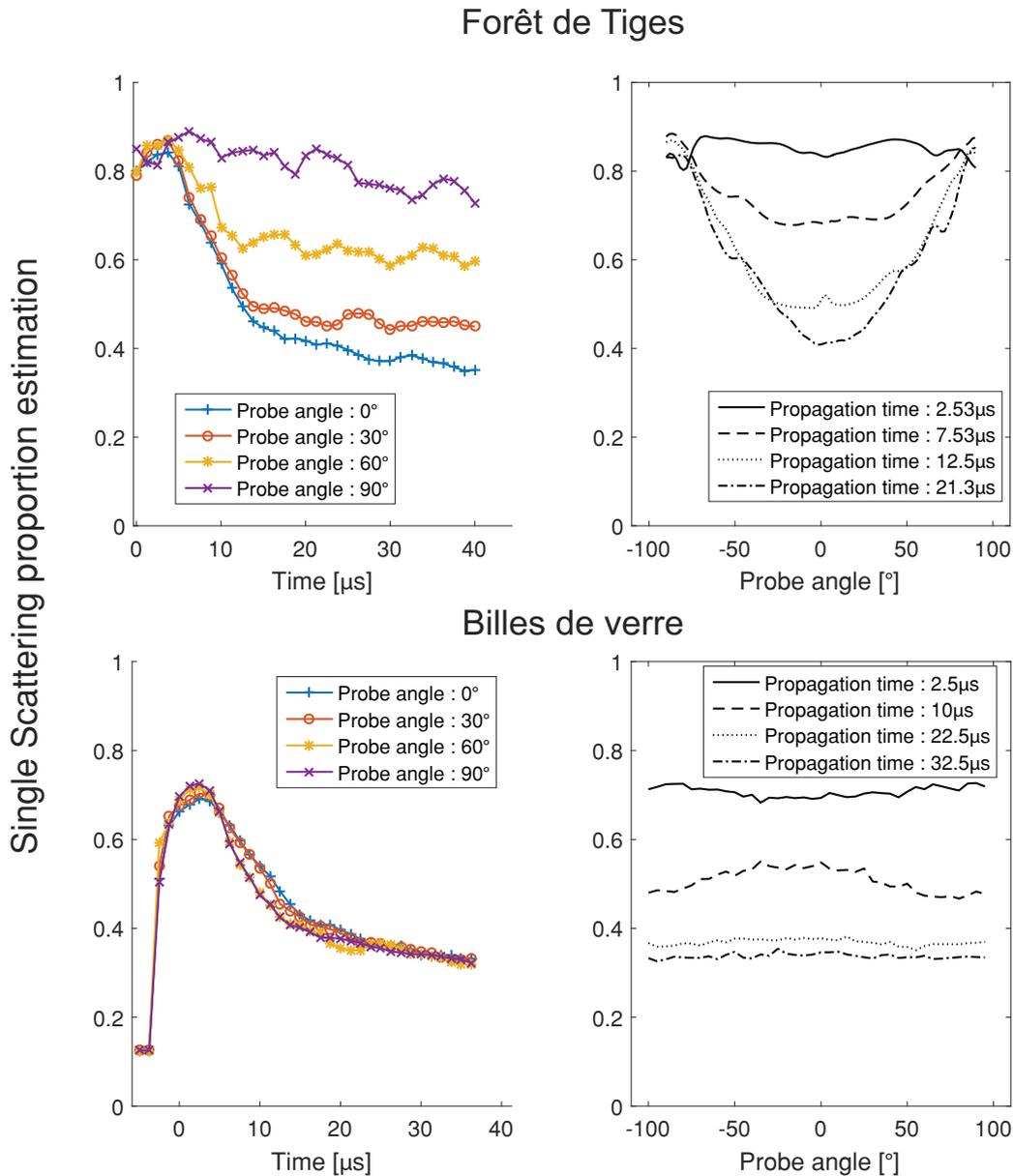


FIGURE 3.7: Proportion de diffusion simple mesurée dans une forêt de tiges (haut) et dans des billes de verre (bas), en fonction du temps de propagation (gauche) et de l'angle de la sonde (droite).

La proportion de diffusion simple ne dépend pas de l'angle de la sonde dans les billes de verre : la distribution des diffuseurs est isotrope et la configuration expérimentale est invariante par rotation de la sonde. Quelque soit l'angle, la proportion de diffusion simple est forte aux temps courts : l'onde vient à peine de pénétrer le matériau, les évènements de diffusion simple sont majoritaires. Au fur et à mesure de la propagation, la proportion de diffusion simple diminue car la diffusion multiple prend de l'ampleur. À l'inverse, la proportion

de diffusion simple de la forêt de tiges dépend de l'angle de la sonde. En configuration perpendiculaire, elle décroît rapidement alors qu'en configuration parallèle, cette proportion décroît beaucoup plus lentement.

L'estimateur de la proportion de diffusion simple permet de réaliser deux mesures. Premièrement, il permet de déterminer si le régime de diffusion est plus proche d'un régime de diffusion simple ou de diffusion multiple. Cette évaluation peut être réalisée à tout instant de la propagation. Deuxièmement, si les diffuseurs sont orientés dans la même direction en tout point de l'échantillon, alors leur direction d'élongation correspond à l'angle de la sonde associée au maximum de diffusion simple. Cependant, la détermination de la direction d'élongation n'est pas aussi fiable qu'avec les méthodes présentées au chapitre 2. En effet, la méthode de détermination de la direction d'élongation présentée ici utilise une différence de vitesse de diffusion des ondes. En diffusion multiple, il n'y a plus de correspondance entre le temps de propagation et la distance entre les diffuseurs et la barrette : il est donc impossible de savoir à quel point du milieu correspond l'élongation mesurée. Il s'agit donc plus de la signature de l'élongation des diffuseurs que d'un réel outil de détermination de leur direction d'élongation.

3.1.4 Application aux alliages de titane

La mesure de la proportion de diffusion simple est appliquée aux billettes de TA6V et Ti17 pour caractériser le régime de diffusion au cours du temps et en fonction de l'angle de la sonde. Ces échantillons présentent une interface plane eau/titane modifiant l'expression de la matrice de diffusion simple. Son calcul en présence d'une interface plane est détaillé en annexe A.6.

La figure 3.8 présente les résultats obtenus sur ces alliages de titane. Dans le TA6V, la proportion de diffusion simple est maximale lorsque la sonde est parallèle aux macrozones. La proportion de diffusion simple diminue au fur et à mesure que la sonde tourne et atteint son minimum lorsque la sonde est perpendiculaire au fibrage. En configuration perpendiculaire au fibrage, le régime de diffusion multiple est établi et la proportion n'évolue plus dans le temps. En configuration parallèle, cette proportion décroît légèrement avec le temps. Ces observations sont proches de celles réalisées sur la forêt de tiges. Dans le Ti17, la proportion de diffusion simple ne dépend pas de l'angle de la sonde. Celle-ci est relativement basse, proche de la valeur observée dans le TA6V pour la sonde en configuration perpendiculaire. De plus, la proportion de diffusion simple décroît très peu au cours du temps. Le comportement du Ti17 est donc proche de celui des billes de verre.

Ces mesures ultrasonores mettent en évidence plusieurs phénomènes. Premièrement, aux fréquences utilisées, le bruit rétrodiffusé est lié à un phénomène de diffusion multiple, comme en attestent les faibles valeurs de proportion de diffusion simple. Par ailleurs, les comportements des deux alliages sont très différents. Le Ti17 se comporte de manière isotrope, tandis que le TA6V présente une anisotropie mesurable à travers la variation de proportion de diffusion simple en fonction de l'angle de la sonde. Une signature de l'élongation des macrozones du TA6V est donc visible par cette méthode. Cependant, si ces mesures mettent en évidence des propriétés de la microstructure des alliages, elles dépendent fortement de la géométrie du capteur.

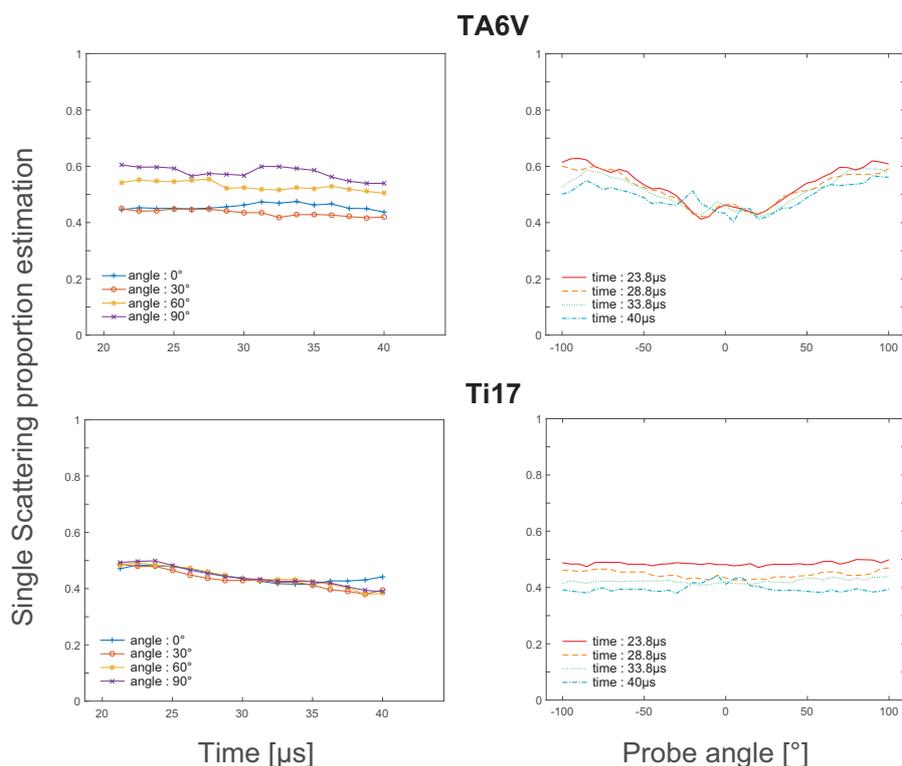


FIGURE 3.8: Proportion de diffusion simple en fonction du temps (gauche) pour plusieurs angles et en fonction de l'angle de la sonde (droite) par rapport à l'élongation des macrozones à plusieurs temps de propagation, pour le TA6V (haut) et le Ti17 (bas). La sonde perpendiculaire à la direction d'élongation des macrozones correspond à un angle de 0° .

3.1.5 Effet du capteur multi-éléments

L'étude de l'influence du capteur sur l'intensité rétrodiffusée en section 2.3 a montré que la forme des éléments est fondamentale dans la détection de la direction d'élongation des diffuseurs du milieu. Dans le cas de l'estimateur de la proportion de diffusion simple, c'est l'alignement des éléments qui joue un rôle clé.

Les résultats associés à la mesure de diffusion multiple peuvent être analysés en se basant sur la figure 3.9 qui présente un cas proche du TA6V. Les diffuseurs sont représentés comme des tiges infinies orientées verticalement. La diffusion par ces tiges est essentiellement cylindrique. La diffusion multiple se développe donc dans le plan transverse aux tiges mais très peu dans le plan vertical. Le front d'onde est aléatoire dans le plan transverse et très cohérent dans le plan vertical. Ce résultat a également été observé en partie 2 lors de la mise en évidence de l'anisotropie du champ ultrasonore transmis à travers une forêt de tiges.

Lorsque la sonde est perpendiculaire aux tiges, les éléments sont verticaux et alignés dans le plan horizontal. Les éléments échantillonnent donc bien la diffusion multiple qui se développe dans le plan transverse. De plus, la partie cohérente verticale du champ est intégrée sur toute la hauteur de l'élément, ce qui explique le maximum d'intensité rétrodiffusée observé dans cette configuration. Par ailleurs, étant donné que la diffusion multiple est

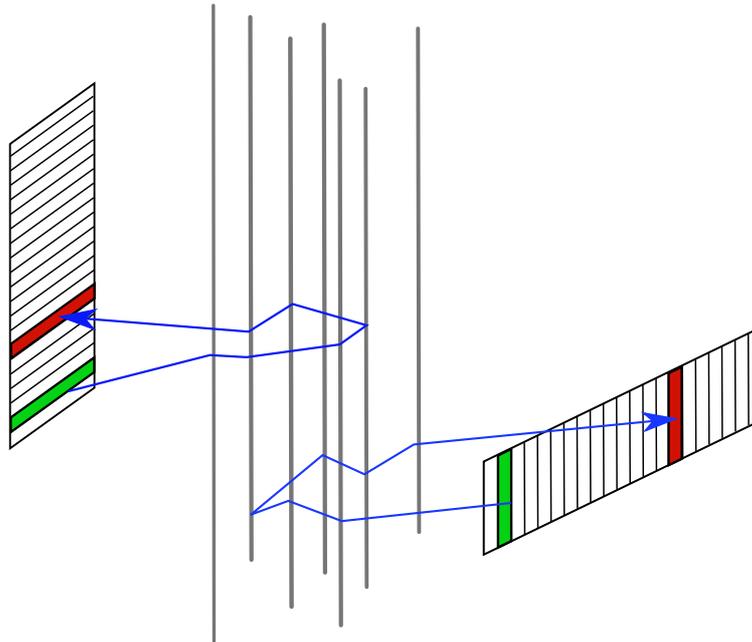


FIGURE 3.9: Schéma du développement de la diffusion multiple dans un milieu à diffuseurs allongés, et de l'orientation de la barrette.

échantillonnée sur son plan de développement privilégié, la proportion de diffusion simple mesurée est faible. Dans le cas où la sonde est parallèle aux tiges, les éléments sont horizontaux et alignés verticalement. Dans ce cas, ils échantillonnent le front cohérent "vertical" rétrodiffusé par les tiges. De plus, les éléments intègrent le front d'onde aléatoire associé à la diffusion multiple, conduisant à une amplitude moyenne plus faible que dans le premier cas. Ceci explique le minimum d'intensité rétrodiffusée observé et également la proportion de diffusion simple beaucoup plus importante observée dans cette configuration. Dans le cas du TA6V, les diffuseurs ne sont pas infiniment allongés mais le raisonnement reste valide si le champ ondulatoire est plus cohérent spatialement sur une direction.

3.1.6 Utilisation de la rétrodiffusion cohérente pour la détection de la diffusion multiple

Le but de cette partie est de confirmer les résultats obtenus dans la section précédente en mesurant le cône de rétrodiffusion cohérente dans les mêmes configurations expérimentales. Le cône de rétrodiffusion cohérente est un phénomène d'interférence uniquement présent dans un milieu réciproque et présentant de la diffusion multiple. C'est donc un marqueur de la diffusion multiple. Le cône de rétrodiffusion cohérente a été observé expérimentalement pour la première fois dans le domaine de l'optique par Kuga et Ishimaru [36] et les premières mesures dans le domaine de l'acoustique ont été réalisées par Tourin [72] ainsi que Bayer et Niederdrank [6] et Sakai [64]. La propagation dans les milieux désordonnés est souvent modélisée par l'équation du Transfert Radiatif. Le cône de rétrodiffusion cohérente n'est pas expliqué par cette équation, qui s'avère donc insuffisante pour décrire tous les aspects de

la propagation en milieu désordonné. C'est également une preuve que des effets d'interférences peuvent subsister même dans des conditions très fortes de diffusion, contrairement au raisonnement naïf fait en section 1.1.3 montrant que l'intensité cohérente moyenne s'annule en tout point. Dans le cas du cône, la cohérence des ondes est conservée au moins dans la direction d'incidence des ondes sur l'échantillon, c'est-à-dire en rétrodiffusion. Dans ce cas, les interférences constructives entre deux chemins réciproques, moyennées sur un grand nombre de réalisations du désordre, créent une surintensité d'un facteur deux par rapport aux autres directions de propagation. La présence ou non du cône, sa largeur et la vitesse de son développement sont fortement liées à la microstructure du matériau insonnifié.

Nos présentons rapidement l'origine physique du cône de rétrodiffusion cohérente en utilisant une démonstration proposée par Alexandre Aubry [4]. Lors de la propagation d'une onde dans un milieu désordonné, chaque rencontre avec un diffuseur donne naissance à une onde partielle dont l'évolution temporelle de l'amplitude est décrite par la fonction $A_p(t)$, avec p le chemin emprunté par cette ondelette jusqu'au détecteur. Ce chemin est constitué d'une série d'évènements de diffusion sur les diffuseurs du milieu. Soit $C(t)$ le champ ultrasonore enregistré par un récepteur, on peut l'exprimer comme la somme des ondelettes sur tous les chemins possibles :

$$C(t) = \sum_p A_p(t). \quad (3.28)$$

L'intensité moyenne reçue sur le détecteur s'exprime comme :

$$\langle I(t) \rangle = \langle |C(t)|^2 \rangle = \left\langle \left| \sum_p A_p(t) \right|^2 \right\rangle. \quad (3.29)$$

Soit en décomposant la somme :

$$\langle I(t) \rangle = \left\langle \sum_p |A_p(t)|^2 \right\rangle + \left\langle \sum_p \sum_{p \neq q} A_p^*(t) A_q(t) \right\rangle \quad (3.30)$$

$$= I_I + I_C \quad (3.31)$$

$$(3.32)$$

Le premier terme est appelé **intensité incohérente**. C'est l'intensité résistante à la moyenne sur un grand nombre de réalisations du désordre. Elle correspond à l'interférence entre chemins ayant suivi exactement la même séquence de diffuseurs. On constate ici une difficulté de vocabulaire car dans le cas de la fonction de Green, l'**amplitude** résistante à la moyenne est appelée **onde cohérente**. Le second terme correspond aux interférences entre ondes partielles et s'appelle **intensité cohérente**. Si l'on suppose que les phases des ondes partielles sont décorréélées, alors ce sont des variables aléatoires de moyenne nulle. Pour une réalisation du désordre, ce terme va donner un profil d'intensité aléatoire et très chahuté. Si on effectue une moyenne sur le désordre, ce terme s'annule. Ce raisonnement est valable dans

le cas de l'intensité transmise mais pas dans le cas de l'intensité rétrodiffusée : la moyenne n'est pas nulle dans la direction de la source. L'intensité cohérente I_c est alors égale à l'intensité incohérente dans la direction de la source. Un type supplémentaire de chemins est à l'origine de cette surintensité : les chemins réciproques, illustrés en figure 3.10(c).

Une décomposition plus pertinente du terme cohérent est :

$$I_C = \sum_p A_{p^+}^*(t)A_{p^-}(t) + \sum_p \sum_{p \neq (q \neq (p^+, p^-))} A_p^*(t)A_q(t) \quad (3.33)$$

$$= I_{cone} + I_{speckle} \quad (3.34)$$

avec p^+ et p^- les mêmes chemins mais parcourus dans des sens opposés. Chaque chemin possible p^+ dans le milieu possède un "petit frère" p^- , parcourant les mêmes diffuseurs dans le sens opposé. C'est l'interférence constructive de ces deux chemins qui est à l'origine de la surintensité appelée "cône de rétrodiffusion cohérente".

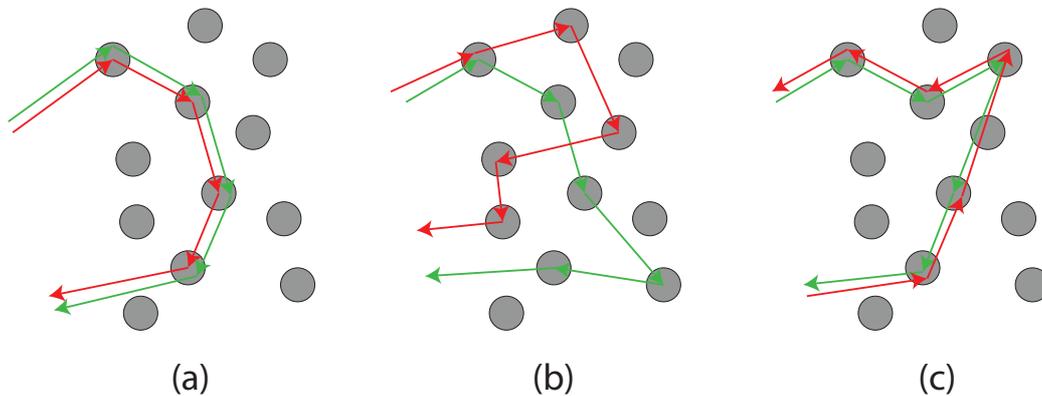


FIGURE 3.10: (a) Contribution des chemins incohérents, (b) Contribution des chemins cohérents (speckle), (c) Contribution des chemins réciproques.

Mesure du cône de rétrodiffusion dans les alliages de titane

Le montage expérimental est schématisé en 3.11. Nous utilisons un transducteur linéaire de 128 éléments, centrés à 3.5 MHz. La mesure la plus simple du cône consiste à émettre un signal avec la voie centrale de la barrette, à enregistrer l'onde rétrodiffusée avec toutes les voies et à calculer l'intensité des signaux reçus. Ce processus est itéré sur un grand nombre de réalisations du milieu et les intensités sont moyennées. On obtient donc la répartition spatiale moyenne de l'intensité rétrodiffusée. Cette technique de mesure est celle utilisée par Arnaud Tourin [72] et Victor Mamou [41]. Pour obtenir le grand nombre de réalisations du milieu nécessaires, une première méthode consiste à déplacer la barrette afin de mesurer une portion différente du milieu et ainsi obtenir une réalisation différente. Afin d'effectuer des mesures plus rapides et obtenir plus de réalisations, une matrice inter-élément est enregistrée pour chaque position du transducteur. Le cône est ensuite calculé sur un sous-ensemble des voies de mesures. Par exemple, le cône peut être calculé sur 64 voies, centrées sur la

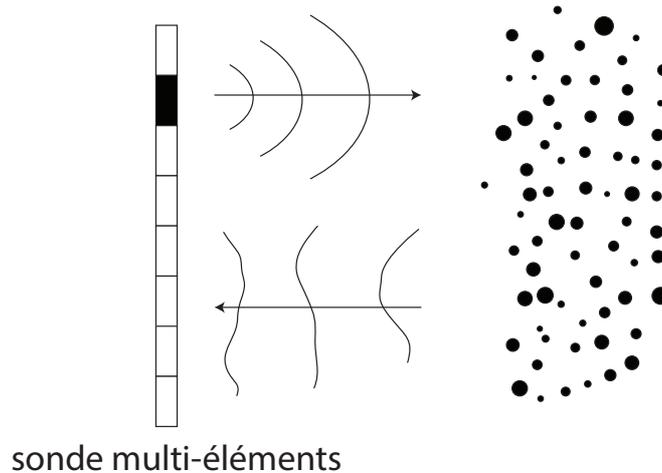


FIGURE 3.11: Schéma de la configuration expérimentale de mesure d'un cône de rétrodiffusion cohérente.

voie centrale, en utilisant donc 64 réalisations contenues dans la matrice inter-éléments. Soit $k_{ij}(t)$ un signal mesuré par le transducteur j lorsque l'élément i a émis une impulsion. Les signaux sont fenêtrés sur une durée Δt centrées sur T et sont notés $k_{ij}^T(t)$. Une transformée de Fourier est appliquée à ces signaux pour obtenir la matrice inter-éléments dans le domaine fréquentiel $k_{ij}^T(\omega)$. L'intensité associée à $k_{ij}^T(\omega)$ est :

$$I_{ij}^T(\omega) = |k_{ij}^T(\omega)|^2. \quad (3.35)$$

Soit d la distance entre la source et le récepteur. L'évolution temporelle du profil d'intensité est obtenue en moyennant sur les réalisations du milieu et la bande de fréquence [3, 4] MHz et s'écrit :

$$I_d^T(\omega) = \left\langle I_{ij}^T(\omega) \right\rangle_{j(i) \text{ tel que } i-j=d; \omega}. \quad (3.36)$$

Le cône de rétrodiffusion cohérente est mesuré dans les billettes de TA6V et du Ti17 pour deux orientations de la barrette : 0° (orientation perpendiculaire) et 90° (orientation parallèle). L'origine des temps correspond au début de l'écho d'interface eau-titane. La figure 3.12 représente l'intensité moyenne reçue sur le transducteur au cours du temps, ainsi que des coupes de cette intensité à divers temps. L'intensité maximale est normalisée sur chaque fenêtré. Le cône de rétrodiffusion cohérente est caractérisé par une décroissance de l'intensité autour de la voie émettrice, convergeant vers la valeur 0.5.

Un cône est observé dans le TA6V uniquement dans l'orientation perpendiculaire de la barrette. Ce n'est pas le cas pour l'orientation parallèle, où un cône large semble apparaître mais ne s'affine pas au cours du temps. Cela signifie que la surintensité n'atteint pas le facteur 2 : le cône reste relativement plat et donc la diffusion multiple s'installe beaucoup plus lentement. L'absorption par le milieu, l'interface ou diffraction du faisceau peuvent également être à l'origine de ce pseudo-cône. Le cône de rétrodiffusion cohérente est observé

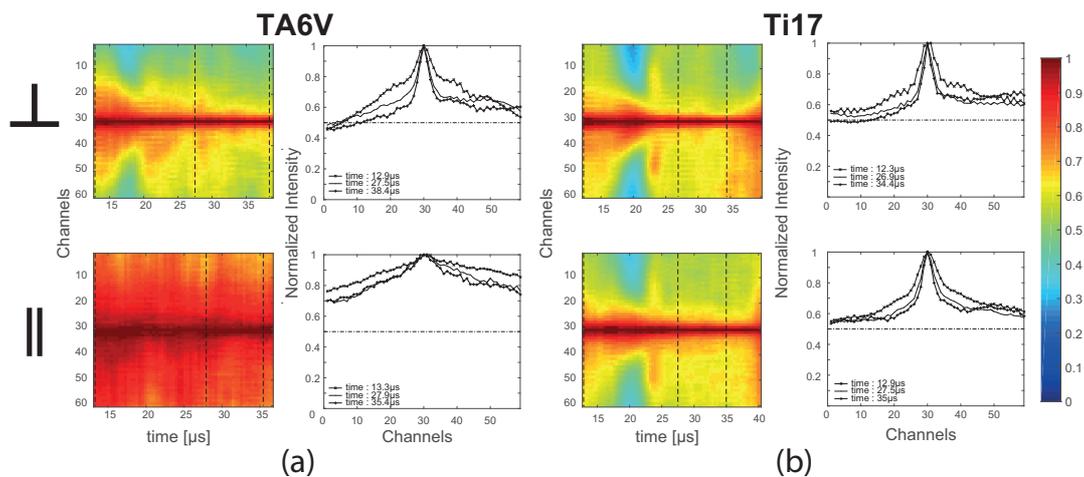


FIGURE 3.12: Cône de rétrodiffusion cohérente mesurée dans le TA6V (a) et le Ti17 (b) pour des configurations perpendiculaire (haut) et parallèle (bas). Un élargissement du cône est observé à $20 \mu\text{s}$ dans le TA6V et $23 \mu\text{s}$ dans le Ti17. Nous n'avons pas d'explication de phénomène.

pour les deux orientations de barrette sur l'échantillon de Ti17. La diffusion multiple est donc présente pour ces deux orientations. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus en employant l'estimateur de proportion de diffusion simple en partie 3.1.4. Dans le Ti17, l'intensité rétrodiffusée ne dépend pas de l'angle de la sonde : la présence de diffusion multiple non plus. Contrairement au TA6V, la structure interne du Ti17 n'est pas ou très peu allongée. La différence de mesure observée dans le TA6V s'explique de la même façon que pour l'estimateur de proportion de diffusion simple (section 3.1.5) : la barrette échantillonne spatialement le champ ultrasonore de deux manières différentes en fonction de son orientation.

Avantages et inconvénients du cône de rétrodiffusion et de la proportion de diffusion simple

Le cône de rétrodiffusion cohérente est un bon marqueur de la diffusion multiple. Il n'apparaît qu'en présence de chemins réciproques dans le milieu qui n'existent qu'en présence de diffusion multiple. Cependant, pour être visible, il faut effectuer des moyennes sur plusieurs zones de l'échantillon, ce qui implique un grand nombre de mesures. Les résultats ne sont pas locaux et nécessitent des échantillons dont la surface est nettement supérieure à celle de la barrette. L'estimateur de la proportion de diffusion simple permet de visualiser l'évolution du régime de diffusion à travers la loi de phase des anti-diagonales de la matrice inter-élément expérimentale. La partie aléatoire est interprétée comme de la diffusion multiple, mais peut aussi provenir de bruit électronique. En vertu du théorème de réciprocité, la matrice inter-éléments doit être symétrique : si la mesure conduit à une matrice non symétrique, alors le bruit est probablement d'origine électronique et non lié à la rétrodiffusion par la microstructure. L'avantage des matrices inter-éléments est de pouvoir déterminer le type de régime de diffusion à partir d'une mesure sur une seule position. Cependant, le champ

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

rayonné par les éléments de la barrette est relativement large : les résultats sont locaux à l'échelle de la barrette.

3.1.7 Conclusion

L'estimateur de la proportion de diffusion simple, dérivé des travaux d'Aubry et Derode, permet de mesurer à tout instant la proportion relative de diffusion simple et de diffusion multiple à partir des signaux rétrodiffusés par un échantillon. Ainsi, le TA6V et le Ti17 présentent des niveaux élevés de diffusion multiple. Ce résultat est important car il montre qu'il serait intéressant d'utiliser le filtre de diffusion multiple pour améliorer la détection des défauts dans ces alliages. De plus, une signature de l'élongation des macrozones est observable dans le cas du TA6V, en accord avec les caractérisations effectuées en chapitre 2. Toute technique basée sur l'hypothèse de diffusion simple est difficilement applicable dans le régime de diffusion multiple, qui apparaît dans ces échantillons après au mieux $20 \mu s$ soit 60 mm de profondeur. Enfin, alors que la forme des éléments piézoélectriques conditionne les mesures d'intensité rétrodiffusée réalisées au chapitre 2, c'est ici la répartition spatiale des éléments piézoélectriques (alignement le long d'une seule direction) qui assure l'efficacité de la méthode. Cette répartition assure l'échantillonnage spatial du champ et permet ainsi l'observation de l'anisotropie de sa corrélation spatiale.

3.2 Simulation de l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ

Le but de cette section est d'étudier la cohérence spatiale en présence de diffusion multiple. La cohérence spatiale en diffusion simple a été décrite en section 2 : la fonction de cohérence spatiale associée au signal rétrodiffusé par un faisceau focalisé dans un milieu composé de diffuseurs ponctuels est de forme triangulaire. Cependant, les fonctions de corrélation spatiale mesurées en section 2.3.3 ne sont pas de forme triangulaire et ne correspondent pas aux formes prévues par les relations de Derode et Fink. De plus, la première partie de ce chapitre a démontré que la diffusion multiple est présente dans les échantillons de titane étudiés. On peut donc se demander comment la diffusion multiple présente dans les alliages de TA6V et Ti17 modifie la fonction de corrélation. Pour étudier ce problème, des simulations ont été réalisées pour différentes valeurs de libre parcours moyen, passant d'un régime de diffusion simple à un régime de diffusion multiple.

3.2.1 Principe et configuration des simulations

Les simulations sont réalisées par le logiciel Simsonic, code de calcul Finite Difference Time Domain (FDTD) développé par Emmanuel Bossy [13]. Elles consistent à focaliser numériquement un faisceau ultrasonore à diverses profondeurs dans le milieu et à calculer la fonction de corrélation spatiale des signaux associés à la tache focale. Cette procédure est itérée pour des milieux de libres parcours moyens de diffusion de plus en plus faibles et est illustrée par la figure 3.13.

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

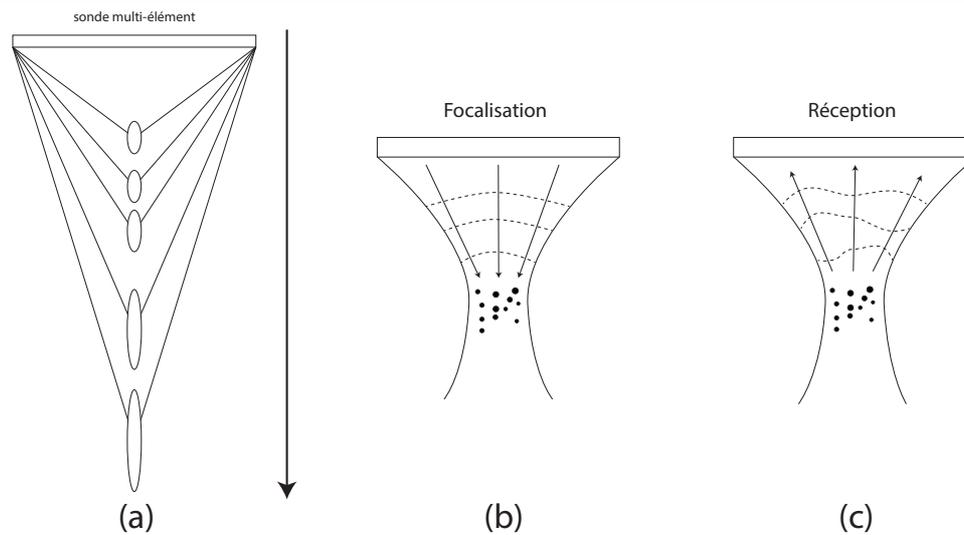


FIGURE 3.13: (a) Focalisation du faisceau à diverses profondeurs. (b) Émission du faisceau. (c) Réception de l'onde rétrodiffusée.

Les faisceaux focalisés sont émis par 64 sources séparées de 0.25 mm. Chaque source émet une impulsion de $0.71 \mu s$ centrée à 3.5 MHz. Les lois focales sont calculées en utilisant la vitesse de propagation effective du milieu, déterminée par une simulation indépendante. La taille de la grille est adaptée en fonction de la distance focale désirée afin d'optimiser le temps de calcul. Le pas spatial de la grille est de 0.02 mm. Le milieu diffusant est représenté comme une grille de pixel pouvant prendre aléatoirement deux valeurs 0 ou 1 correspondant aux deux matériaux utilisés. Pour simplifier, les deux matériaux sont l'eau et un milieu fluide adapté pour simuler divers libres parcours moyens de diffusion. Le libre parcours moyen de diffusion et la vitesse de propagation dans le matériau effectif sont déterminés au préalable par une simulation indépendante.

3.2.2 Détermination de la vitesse effective et du libre parcours moyen de diffusion

La détermination du libre parcours moyen et de la vitesse effective consiste à émettre une onde plane centrée à 3.5 MHz pendant $0.71 \mu s$, apodisée temporellement, par 64 sources alignées, séparées de 0.25 mm, situées à une extrémité de la grille de calcul. De l'autre côté de la grille, 64 récepteurs enregistrent les signaux reçus. Le libre parcours moyen de diffusion est déterminé en utilisant la méthode décrite en 1.4.3 et la vitesse en mesurant le temps de propagation de l'onde entre les deux ensembles de récepteurs. Pour limiter le temps de calcul et la taille de grille, la vitesse effective de l'onde est contrainte par un contrôle sur la masse volumique du second matériau. Si la vitesse des ondes dans le second matériau dépasse $4 \text{ mm}/\mu s$, alors la masse volumique est augmentée pour la limiter à $4 \text{ mm}/\mu s$. Un exemple de grille est donné en figure 3.14.

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

Les matrices d'élasticité des deux matériaux sont de la forme :

$$c_{ij}^1 = \begin{pmatrix} \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

$$c_{ij}^2 = \gamma \times \begin{pmatrix} \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \gamma \times c_{ij}^1 \quad (3.38)$$

avec $\lambda = 2.19$ GPa le coefficient élastique de l'eau. Le paramètre γ varie pour augmenter les coefficients élastiques du matériau 2 et ainsi augmenter le contraste d'impédance entre les deux matériaux.

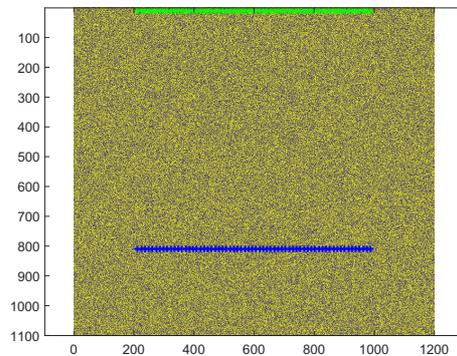


FIGURE 3.14: Exemple de grille de calcul du libre parcours moyen. Les émetteurs (verts) sont situés en haut de la grille, les récepteurs (bleus) sont situés à l'autre extrémité. La couleur des pixels indique le matériau.

Les caractérisations du libre parcours moyen de diffusion et de la vitesse de propagation effective sont visibles en figure 3.15 : le libre parcours moyen de diffusion diminue au fur et à mesure que le coefficient de Lamé du matériau 2 augmente, ce qui correspond à une augmentation du contraste d'impédance. La vitesse effective (Figure 3.15(b)) reste comprise entre $1.48 \text{ mm}/\mu\text{s}$ et $2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ grâce à la contrainte introduite sur la masse volumique du matériau 2. Cette contrainte implique la modification simultanée du coefficient de Lamé et de la masse volumique : les contrastes d'impédance du milieu sont donc liés à ces deux quantités.

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

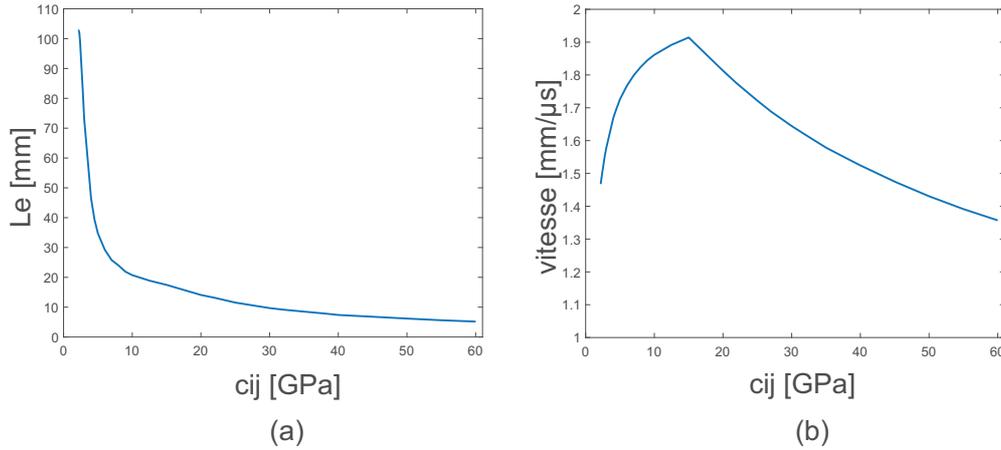


FIGURE 3.15: Relation entre les coefficients c_{ij} du second matériau et (a) le libre parcours moyen de diffusion et (b) la vitesse effective des ondes dans le milieu. Le pic correspond au démarrage du mécanisme de limitation de la vitesse des ondes dans le milieu 2.

3.2.3 Étude de l'influence du libre parcours moyen de diffusion sur la cohérence spatiale

Une fois les propriétés des milieux connues, les simulations de faisceaux focalisés sont réalisées pour 30 valeurs de libre parcours moyen comprises entre 100 mm et 5 mm et 16 distances de focalisation comprises entre 5 mm et 50 mm. Chaque couple de libre parcours moyen/distance focale est simulé sur 15 réalisations différentes du milieu. La figure 3.16 permet d'observer la forme des faisceaux pour différentes valeurs du libre parcours moyen de diffusion. Le faisceau est tracé comme l'amplitude du signal temporel maximal de l'onde en tout point de la grille.

Le libre parcours moyen est noté L_e et l'ouverture de la barrette O . Pour $\frac{L_e}{O} = 6.37$, le faisceau est peu perturbé : il focalise correctement. Si $\frac{L_e}{O} = 1.1$, alors l'énergie s'échappe sur les côtés du faisceau et la focalisation est de mauvaise qualité. Si $\frac{L_e}{O} = 0.38$, beaucoup d'énergie s'échappe sur les côtés du faisceau : la focalisation est mauvaise et la tache focale mal définie. Une forme résiduelle de faisceau est toutefois observée.

Une fois la simulation terminée, les signaux sont rephasés en utilisant la loi focale d'émission. Une fenêtre temporelle centrée sur le temps correspondant aux signaux générés par la microstructure située dans la tache focale et de longueur $1 \mu\text{s}$ est sélectionnée. La corrélation spatiale des signaux est calculée sur cette fenêtre. Pour rappel, la corrélation spatiale est calculée de la manière suivante :

$$R(m) = \frac{N}{N-m} \frac{\sum_{i=1}^{N-m} c(i, i+m)}{\sum_{i=1}^N c(i, i)} \quad (3.39)$$

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

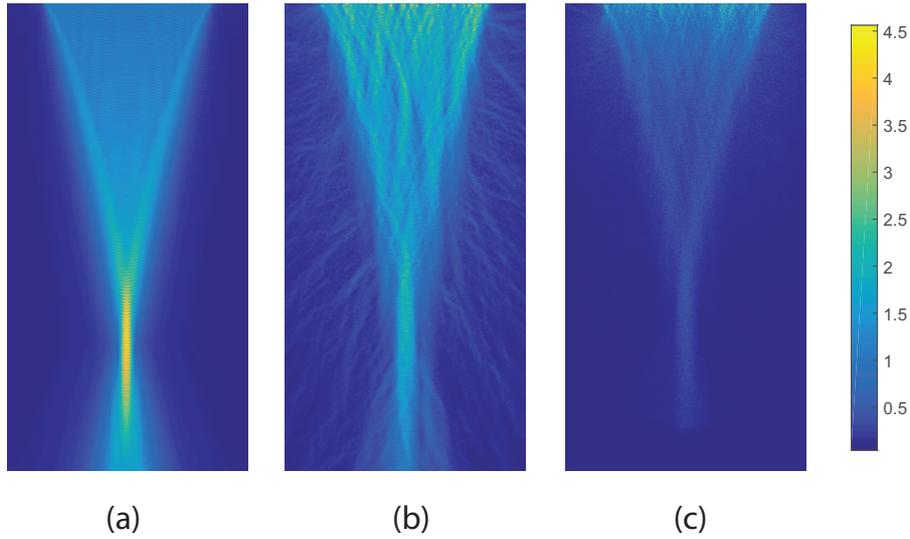


FIGURE 3.16: Faisceaux focalisés à 35 mm dans des matériaux caractérisés par des rapports L_e/O de (a) 6.37 (b) 1.1 (c) 0.38

avec N le nombre d'éléments de la barrette, m la distance et $c(i, j)$ la quantité :

$$c(i, j) = \sum_{T_1}^{T_2} (S_i(t) - \langle S_i(t) \rangle) (S_j(t) - \langle S_j(t) \rangle). \quad (3.40)$$

avec S_i le signal reçu sur le récepteur i et $\langle S_i(t) \rangle$ la moyenne temporelle de S_i . En diffusion simple et dans l'approximation paraxiale, la fonction de corrélation spatiale est triangulaire. Cependant, si la distance de focalisation est trop faible par rapport à l'ouverture émettrice, alors l'approximation paraxiale n'est plus valable, comme l'illustre la figure 3.17. Les fonctions de corrélation spatiale sont tracées à différentes profondeurs de focalisation pour un libre parcours moyen de 103 mm. Dans ces conditions, l'hypothèse de diffusion simple est vérifiée.

Lorsque $\frac{F}{O}$ (Distance de focalisation / Ouverture de la barrette) est inférieur à 1, la fonction de corrélation spatiale n'est pas triangulaire : l'approximation paraxiale n'est pas vérifiée et les fronts d'onde ne sont pas correctement rephasés. À l'inverse, si $\frac{F}{O}$ est supérieur à 1, le triangle est observé : l'approximation paraxiale est vérifiée. L'impact de la diffusion multiple peut être visualisé en diminuant le libre parcours moyen à profondeur et ouverture donnée. La figure 3.18(a) montre l'évolution de la fonction de corrélation au fur et à mesure que le libre parcours moyen diminue. La dérivée à l'origine du triangle est négative et plus forte que dans le cas de diffusion simple. Puis le triangle restant se stabilise pour atteindre approximativement 0 à la distance maximale. Si le libre parcours moyen est très petit (courbe rouge) alors la fonction de corrélation est quasi nulle sauf en 0. La diffusion multiple réduit donc fortement la cohérence spatiale de l'onde rétrodiffusée à courte distance. Les courbes d'une même couleur correspondent à toutes les profondeurs simulées : leur comportement est peu dépendant de la profondeur et suit globalement la même tendance.

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

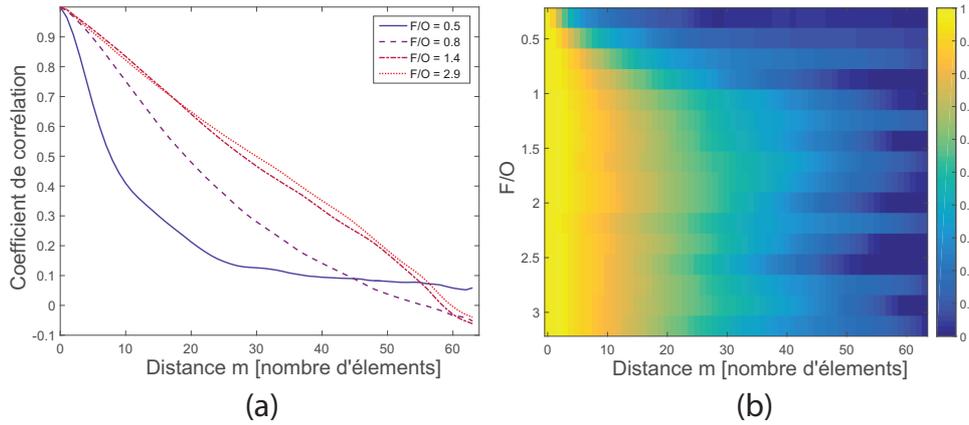


FIGURE 3.17: (a) Fonction de corrélation spatiale pour différentes valeurs du rapport F/O . (b) Fonction de corrélation spatiale pour toutes valeurs de F/O simulées.

La fonction de corrélation est caractérisée par l'aire sous sa courbe :

$$A = \frac{2}{N} \sum_m R(m) \quad (3.41)$$

L'aire de la fonction de corrélation en diffusion simple est de $A = 1$, et elle tend vers 0 en diffusion multiple. La figure 3.18(b) trace l'aire sous la fonction de corrélation en fonction du libre parcours moyen (sous la forme $\frac{O}{L_e}$) pour différentes valeurs de profondeur de focalisation. Si $\frac{F}{O}$ est inférieur à 1, alors l'aire sous la courbe est anormalement faible pour les grands libres parcours moyens : l'approximation paraxiale n'est pas respectée. Si le rapport $\frac{F}{O}$ est supérieur à 1, alors la courbe d'aire se stabilise sous la forme d'une fonction décroissante.

La fonction de corrélation spatiale se contracte pour deux raisons. Premièrement, la diffusion multiple perturbe la tache focale. Or, d'après le modèle de Derode et Fink, la fonction de corrélation est liée à la transformée de Fourier de la tache focale multipliée par le profil aléatoire du milieu. Si la tache focale est perturbée, alors sa transformée de Fourier n'est plus un triangle parfait. Deuxièmement, en situation de diffusion multiple, une partie de l'onde est rétrodiffusée vers les récepteurs par des chemins aléatoires différents des chemins de diffusion simple. Ces contributions supplémentaires aléatoires diminuent la cohérence spatiale du champ et contribuent également à la contraction de la fonction de corrélation. Les résultats de la figure 3.18 conduisent à une méthode de mesure du libre parcours moyen de diffusion. En focalisant successivement à des profondeurs de plus en plus grandes, l'aire du triangle doit se stabiliser autour d'une valeur caractéristique du libre parcours moyen de diffusion. Les résultats illustrant ce principe sont indiqués en figure 3.19.

Si le libre parcours moyen de diffusion est beaucoup plus grand que l'ouverture O et la profondeur de focalisation F , alors la fonction de corrélation est triangulaire à toute profondeur et son aire est proche de 1 (courbes bleues). Quelle que soit la profondeur de focalisation, l'hypothèse de diffusion simple est vérifiée. À l'inverse, si le libre parcours moyen est

3.2. SIMULATION DE L'IMPACT DE LA DIFFUSION MULTIPLE SUR LA COHÉRENCE SPATIALE DU CHAMP

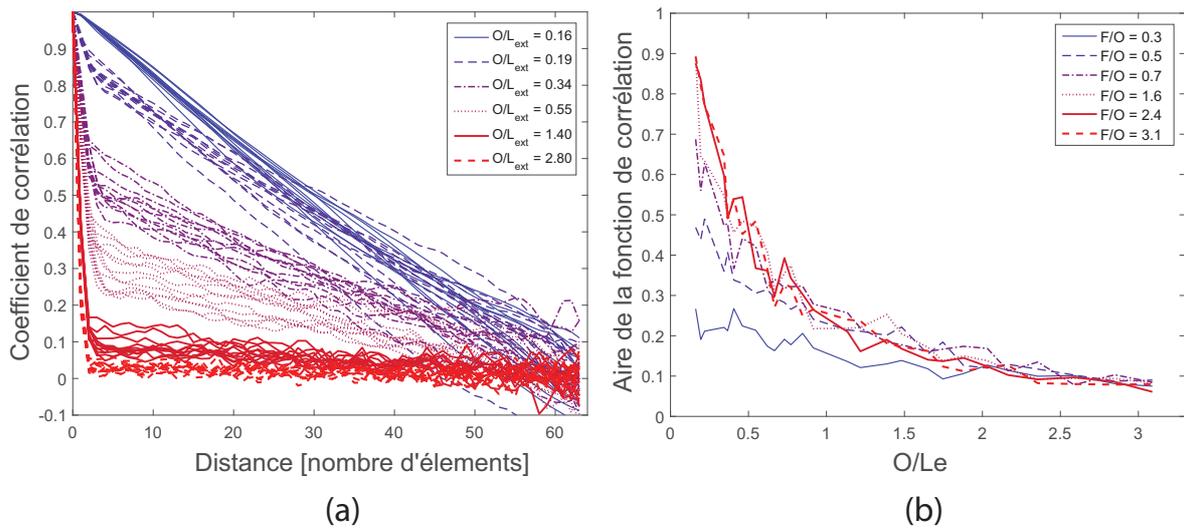


FIGURE 3.18: (a) Fonction de corrélation à différents libres parcours moyens de diffusion. Les courbes d'une même couleur correspondent à toutes les profondeurs simulées. (b) Aire de la fonction de corrélation en fonction du libre parcours moyen de diffusion pour différentes profondeurs de focalisation.

très petit par rapport à l'ouverture et les profondeurs de focalisation, alors la fonction est proche d'une fonction de Dirac et l'aire de cette fonction est faible (courbes rouges). Dans les cas intermédiaires où le libre parcours moyen de diffusion est proche de l'ouverture et des profondeurs de focalisation, alors l'aire du triangle décroît légèrement avec la profondeur et se stabilise à une valeur dépendant du libre parcours moyen de diffusion. La mesure expérimentale de l'aire de la fonction de corrélation et la comparaison à ces simulations permet d'effectuer une estimation du libre parcours moyen de diffusion.

3.2.4 Conclusion

Les simulations de l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence du champ rétrodiffusé montrent que la cohérence spatiale est réduite à courte distance par la diffusion multiple. En effet, la fonction de corrélation triangulaire, typique du régime de diffusion simple, se contracte vers une fonction de Dirac lors d'une réduction du libre parcours moyen. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que la diffusion multiple crée des chemins de propagation interférant avec les chemins de diffusion simple et par la dégradation de la qualité de focalisation de l'onde. Comme la phase de ces chemins de diffusion multiple est aléatoire, leur interférence mène à un front d'onde enregistré beaucoup plus incohérent que lorsque la diffusion simple domine. De plus, cette fonction de corrélation spatiale est peu dépendante de la profondeur de focalisation du faisceau. Cette propriété permet d'envisager d'utiliser cet outil pour déterminer le libre parcours moyen de diffusion d'un matériau. Les perspectives de ce travail sont de procéder à une vérification expérimentale de cette méthode sur des échantillons de libre parcours moyen contrôlé. De plus, l'élaboration d'un modèle prédisant la forme de la fonction de corrélation en diffusion multiple et l'évolution de l'aire de cette fonction de corrélation en fonction de la profondeur de focalisation permettrait de créer un

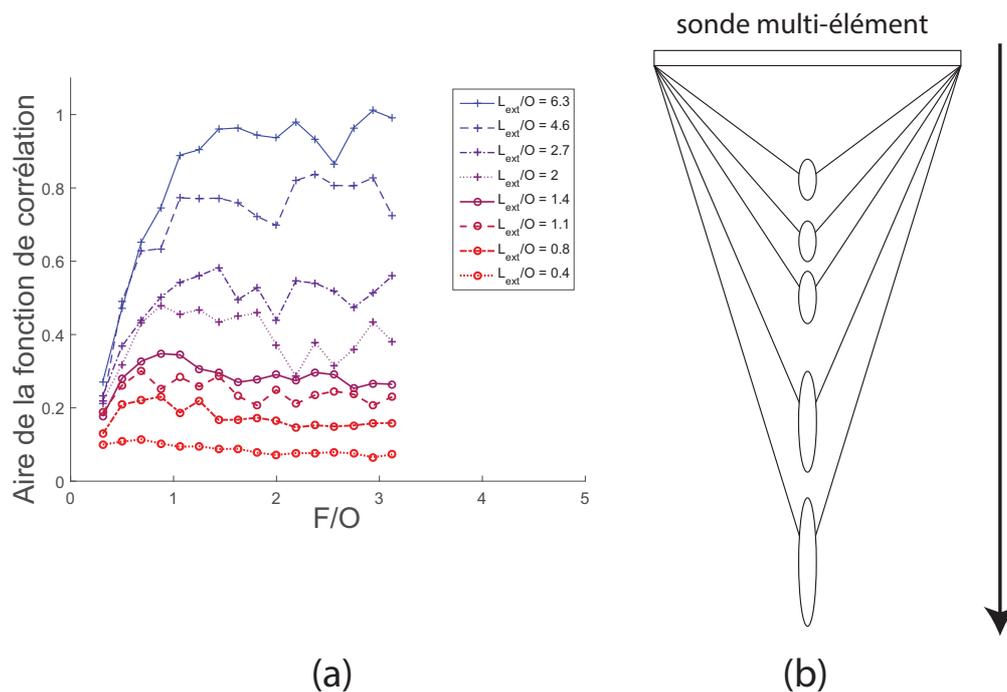


FIGURE 3.19: (a) Aire de la fonction de corrélation en fonction de la profondeur de focalisation pour différentes valeurs de libre parcours moyen. (b) Schéma de la procédure : plusieurs faisceaux sont focalisés successivement à des profondeurs de plus en plus grandes.

outil de caractérisation du régime de diffusion dans les matériaux.

3.3 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude de l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé. Nous avons proposé une méthode de caractérisation du régime de diffusion dans un échantillon : l'estimateur de la proportion de diffusion simple, basé sur les travaux de Derode et Aubry. Une nouvelle écriture de leur outil est proposée et nous avons appliqué l'estimateur au problème de la caractérisation du régime de diffusion des alliages de titane. Dans les conditions usuelles de contrôle, la diffusion multiple est prédominante avant que l'onde n'atteigne le fond de la pièce. De plus, une signature de l'élongation des macrozones des alliages de titane est visible par cette méthode. En perspective, l'application à d'autres milieux diffusants ou à des milieux composites dont l'orientation des fibres évolue avec la profondeur permettrait de mieux comprendre les limites de la méthode.

La seconde partie a étudié l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé par simulation. Nous avons montré que la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé est réduite, à courte distance, par la présence de diffusion multiple. Cette réduction de cohérence spatiale est liée à la présence de chemins supplémentaires causés par la diffusion multiple, dont la phase est indépendante de celle des chemins de diffusion simple. L'interférence de ces deux types de chemins conduit à un champ aléatoire non corrélé

3.3. CONCLUSION

spatialement. Ces résultats permettent de proposer une technique de caractérisation du libre parcours moyen d'un échantillon : focaliser un faisceau à plusieurs profondeurs successives et comparer l'évolution de la fonction de corrélation spatiale avec des fonctions tabulées correspondant à diverses valeurs du libre parcours moyen. En perspective, la création d'un modèle prédisant l'évolution de la fonction de corrélation en fonction du libre parcours moyen, ainsi qu'une validation expérimentale sur des matériaux de libre parcours moyen maîtrisé seraient très utiles.

Résumé du chapitre

- En régime de diffusion simple, Aubry a démontré que la matrice inter-éléments possède une cohérence sur les anti-diagonales et a développé un filtre de séparation de la diffusion simple et de la diffusion multiple.
- Nous avons défini un sous-espace matriciel de diffusion simple et proposé une nouvelle projection de la matrice inter-élément sur celui-ci, ce qui permet une écriture simple du filtre.
- Nous avons proposé un estimateur de la proportion de diffusion simple et l'avons utilisé pour démontrer le fort niveau de diffusion multiple dans les alliages de TA6V et de Ti17.
- La proportion de diffusion simple ne dépend pas de l'angle de la sonde dans le Ti17.
- La proportion de diffusion simple dans le TA6V est minimale si la sonde est perpendiculaire à la direction d'élongation des macrozones et minimale si elle est parallèle à cette direction. Il s'agit d'une signature de l'élongation des macrozones.
- Les résultats précédents sont confirmés par des mesures du cône de rétrodiffusion cohérente.
- La fonction de corrélation spatiale d'un champ ultrasonore focalisé rétrodiffusé en présence de diffusion multiple a été simulé à l'aide du logiciel Simsonic.
- La corrélation spatiale devient de plus en plus étroite à courte distance à mesure que le libre parcours moyen diminue.
- La mesure de la fonction de corrélation spatiale expérimentale et la comparaison à ces simulations permettraient d'estimer le libre parcours moyen de matériaux.

Chapitre 4

Approche de la propagation des ultrasons dans des pièces forgées réelles

Les chapitres précédents ont porté sur la propagation des ultrasons dans les billettes en alliage de titane. Deux aspects liés aux pièces industrielles réelles sont étudiés ici : la cartographie de direction d'élongation des macrozones (fibrage complexe) dans le volume de la pièce et la présence d'interfaces complexes. Les macrozones des billettes peuvent être allongées mais leur direction d'élongation est homogène dans le matériau : la direction d'élongation des macrozones est invariante par translation au sein de la billette. Les macrozones des pièces réelles (disques, arbres) peuvent être allongées dans des directions variables et présenter des facteurs d'élongation très différents en fonction de leur localisation dans la pièce : cela entraîne une complexité supplémentaire pour le contrôle par ultrasons. Cette inhomogénéité est liée à la déformation de la pièce de manière plastique lors du processus de forge. Ce problème est important car les procédures de contrôle utilisées dans l'industrie aéronautique sont conçues à partir du "plan de fibrage" des pièces. Une mauvaise connaissance du plan de fibrage peut accroître la probabilité qu'une indication ne soit pas détectée. D'autre part, l'interface des billettes est généralement cylindrique, et celle des pièces réelles est souvent beaucoup plus complexe et évolue au cours de la mise en forme de la pièce. Par exemple, les disques sont usinés à faces planes pour permettre leur contrôle, puis sont usinés une seconde fois pour obtenir leur forme définitive beaucoup plus complexe. Adapter les contrôles ultrasonores à ces interfaces réelles permettrait de supprimer l'étape d'usinage à faces planes et ainsi réaliser des économies considérables.

Le but de ce chapitre est de présenter les adaptations des méthodes étudiées dans les chapitres précédents à ces deux contraintes supplémentaires. Premièrement, une méthode de cartographie expérimentale de la direction d'élongation des macrozones de pièces forgées utilisant un **transducteur multi-éléments linéaire** est présentée. Cette méthode mesure la direction d'élongation projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde. Pour dépasser cette limite, nous proposons une approche utilisant deux faisceaux ultrasonores focalisés au même point. Deuxièmement, une autre méthode de cartographie de la direction d'élongation des macrozones en utilisant cette fois-ci un **transducteur multi-éléments matriciel**, est présentée. Troisièmement, l'impact d'une interface complexe est étudié sur l'intensité rétrodiffusée et l'estimateur de diffusion simple. Une adaptation de l'estimateur

de la proportion de diffusion simple à ce cas est développée et appliquée sur une interface cylindrique. Enfin, une nouvelle représentation du fibrage est présentée. Celle-ci est proche de la microstructure réelle des pièces forgées et permettrait donc de mieux concevoir les contrôles par ultrasons.

4.1 Cartographie de la direction d'élongation à l'aide d'ondes focalisées

Actuellement, la seule méthode de mesure de la direction d'élongation des macrozones est destructive : il s'agit de découper la pièce et l'exposer à une attaque acide. Le plan de fibrage est alors observé sur la pièce attaquée, et les macrozones ne sont observées que dans le plan de la découpe. Disposer d'une méthode non destructive de mesure du plan de fibrage de la pièce forgée permettrait de déterminer avant forgeage si la pièce présente les bonnes caractéristiques de fibrage pour le contrôle final. Nous proposons une méthode de détermination en tout point de la direction d'élongation des macrozones en utilisant un transducteur multi-éléments linéaire en rotation autour de son axe. Il s'agit de l'extension des résultats obtenus en chapitre 2, où ceux-ci sont utilisés pour déterminer la direction d'élongation des macrozones dans le volume de la pièce. Cependant, seule la direction projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde est mesurée. Pour dépasser cette limitation, nous proposons une approche à deux faisceaux focalisants au même point à partir de deux directions d'incidence différentes. Elle suppose qu'il est possible de focaliser dans la pièce à travers une interface : les méthodes de focalisation sont considérées connues et n'interviennent pas dans l'algorithme de la méthode proposée ici.

4.1.1 Cartographie des macrozones du TA6V et Ti17

La section 2.1.3 a montré que l'orientation des macrozones peut être déterminée en effectuant une rotation de la sonde multi-éléments tout en focalisant un faisceau en profondeur dans la pièce. La direction d'élongation est déterminée comme la direction parallèle à celle de la barrette dans la configuration de bruit minimal. Afin d'améliorer la détection de la direction d'élongation et la confiance sur l'existence de cette élongation, les courbes intensité-angle sont normalisées par leur maximum et ajustées par un modèle gaussien d'équation :

$$f(x) = E \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Omega} \right)^2 \right] + d. \quad (4.1)$$

La quantité θ_0 correspond à l'angle associé au maximum d'intensité rétrodiffusée. La direction d'élongation est perpendiculaire à cet angle. La quantité E correspond à la confiance sur l'existence de l'élongation. Si aucune élongation n'existe, la courbe intensité-angle est plate et $E = 0$ (et $d = 1$). Inversement, si l'élongation est forte, le contraste de la courbe est très important et E tend vers 1 (et $d = 0$).

La détermination de la direction d'élongation souffre d'une limitation : elle permet de mesurer la direction d'élongation projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde,

4.1. CARTOGRAPHIE DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION À L'AIDE D'ONDES FOCALISÉES

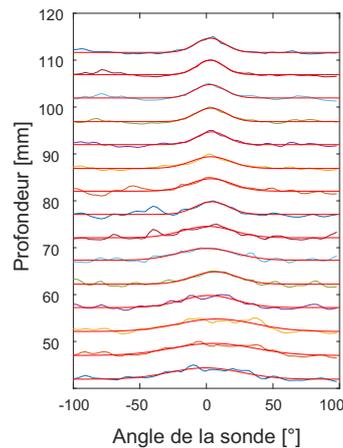


FIGURE 4.1: Ajustement des courbes intensité-angle dans le TA6V à l'aide du modèle gaussien 4.1 (rouge).

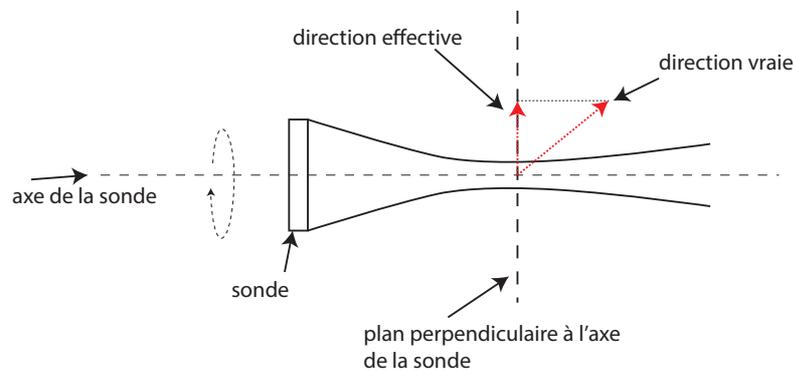


FIGURE 4.2: Illustration de la mesure de direction effective. Cette direction effective correspond à la projection de la direction vraie sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde.

et non la direction d'élongation vraie (Figure 4.2). Afin d'effectuer une cartographie de la direction d'élongation des macrozones du TA6V et du Ti17, nous avons supposé que celles-ci sont alignées dans la direction de l'axe de la billette : elles ne présentent pas de composantes dans les directions radiales ou circonférentielles. En utilisant une sonde dont l'axe est perpendiculaire à la face plane de la billette, la direction d'élongation projetée est déterminée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde. La figure 4.3 illustre cette configuration expérimentale. Des faisceaux ultrasonores ont été focalisés à 15 profondeurs différentes dans la pièce, pour divers angles de la sonde et sur 25 positions consécutives le long de l'axe de la billette. En chaque point, une tranche de signal est sélectionnée, correspondant aux signaux associés à la tache focale créée dans le matériau. L'intensité en fonction de l'angle est calculée et ajustée par une fonction gaussienne. Sur la figure 4.4, la direction d'élongation des macrozones est représentée par une flèche dont la longueur est proportionnelle au degré de confiance (paramètre E de l'ajustement par la fonction gaussienne) sur la présence d'une élongation. En cas de confiance très forte, les flèches sont de la taille de leur espacement spatial et doivent donc presque se toucher. Quand on ne décèle pas d'anisotropie, elles sont

4.1. CARTOGRAPHIE DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION À L'AIDE D'ONDES FOCALISÉES

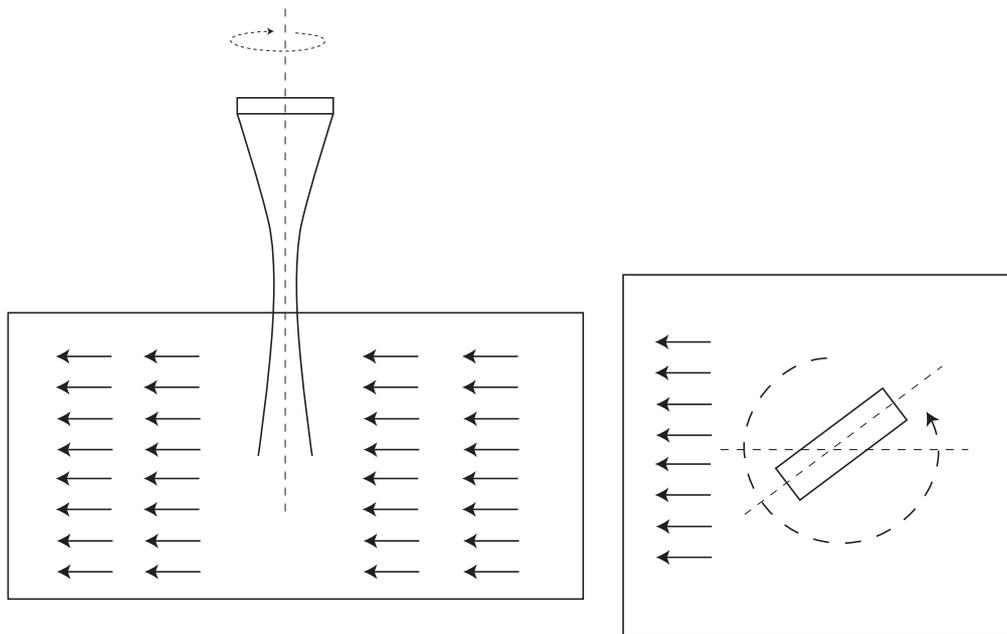


FIGURE 4.3: Configuration expérimentale de cartographie de la direction d'élongation dans les billettes. L'élongation est orientée parallèlement à l'axe de la billette.

de longueur nulle.

La présence d'une direction d'élongation privilégiée est très claire dans le TA6V (Figure 4.4). Les flèches sont de grande taille, signe que le contraste des courbes intensité-angle est très fort. De plus, elles sont toutes orientées dans la même direction, qui est celle de l'axe de la billette, ce qui correspond bien à la direction connue des macrozones du TA6V. On note une petite déviation au centre de la carte d'élongation, pouvant être provoquée soit par un problème expérimental ou par une déviation locale de la direction des macrozones. La structure équiaxe du Ti17 est immédiatement visible sur la Figure 4.5. Les flèches sont de petite taille : la structure ne présente pas d'élongation, ou celle-ci est très faible. De plus, leur direction change rapidement d'une profondeur à l'autre, signe qu'il s'agit probablement de l'incertitude de mesure.

Ces deux exemples démontrent bien la capacité de la méthode à détecter une éventuelle direction d'élongation des macrozones. Cependant, la diffusion multiple est présente dans ces matériaux et il faut être très prudent avec l'interprétation de ces résultats à grandes profondeurs d'inspection. En effet, le chapitre 3 a démontré l'existence de diffusion multiple dans le TA6V et Ti17. Ce régime est atteint après au moins $20 \mu\text{s}$ de propagation soit une profondeur de 60 mm. La direction déterminée en présence de diffusion multiple peut être liée à un effet cumulatif des interactions de l'onde avec les macrozones situées à de faibles profondeurs et non à l'orientation réelle à la profondeur étudiée. Néanmoins, cette expérience a été réalisée sur les alliages de titane car nous ne disposons pas d'échantillons constitués de macrozones allongées et ne présentant pas de diffusion multiple aux fréquences utilisées. Par ailleurs, au lieu d'utiliser l'intensité, le calcul de la corrélation spatiale du champ rétro-diffusé peut être envisagé pour la détermination de la direction effective des macrozones. Cependant, cet indicateur s'est révélé peu fiable en section 2.3.3.

4.1. CARTOGRAPHIE DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION À L'AIDE D'ONDES FOCALISÉES

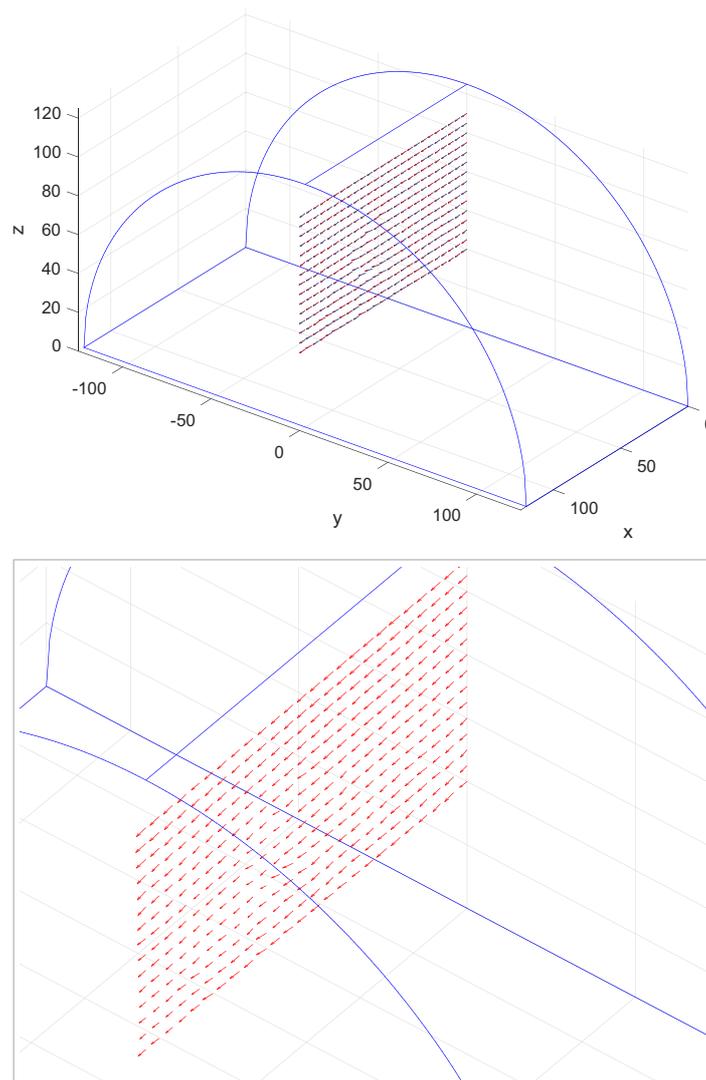


FIGURE 4.4: Cartographie de la direction d'élongation dans le TA6V.

4.1.2 Méthode de détermination de l'orientation réelle des macrozones

Pour dépasser le problème de la mesure de la direction projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde, et ainsi déterminer la direction d'élongation vraie en un point, il suffit de mesurer la direction d'élongation effective en ce point à l'aide d'au moins deux faisceaux provenant de deux directions d'incidence distinctes (Figure 4.6). Cette approche à deux faisceaux apporte suffisamment d'informations pour déterminer la direction réelle d'élongation des macrozones. Il est bien sûr possible d'utiliser plus de deux faisceaux, la précision de la mesure n'en sera que plus grande. Cette méthode suppose de savoir correctement focaliser le faisceau à travers une interface et de connaître la position de la tache focale. Le principe de reconstruction de la direction d'élongation vraie est le suivant.

4.1. CARTOGRAPHIE DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION À L'AIDE D'ONDES FOCALISÉES

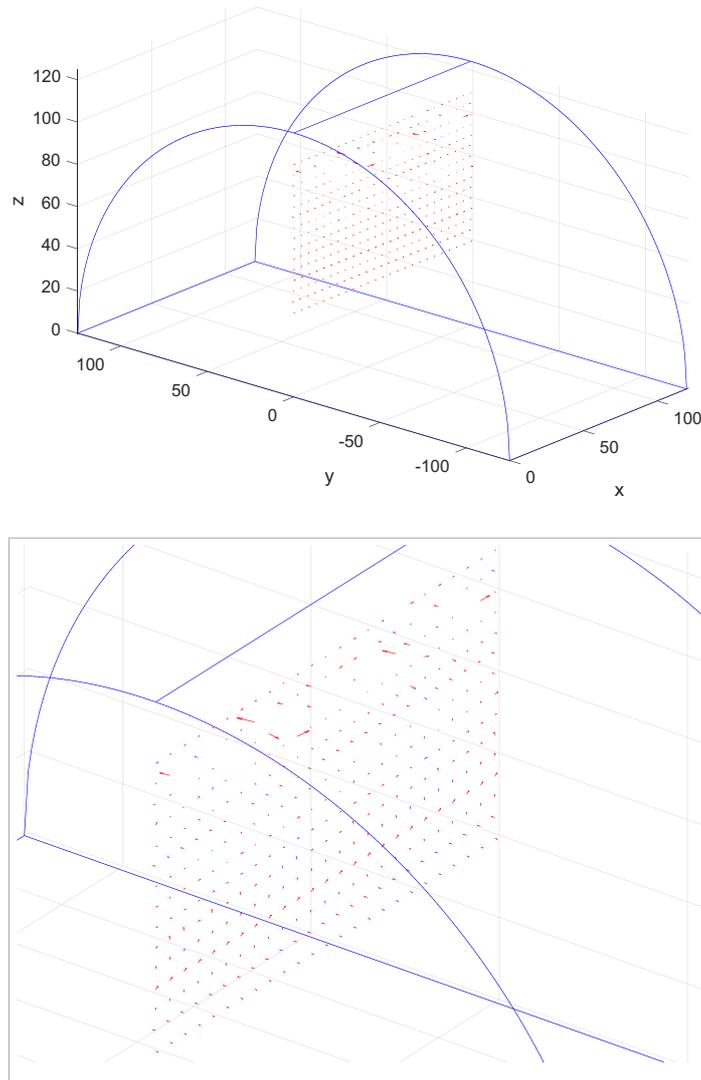


FIGURE 4.5: Cartographie de la direction d'élongation dans le Ti17.

Soit $\vec{V} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}$ le vecteur caractérisant la direction d'élongation vraie, et \vec{n}_3 et \vec{m}_3 les vecteurs caractérisant les deux directions de l'axe de rotation de la sonde correspondant aux deux faisceaux utilisés pour illuminer le point. La base canonique est constituée des vecteurs \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} .

Soit P_1 et P_2 les deux plans de vecteurs normaux \vec{n}_3 et \vec{m}_3 . Soit $\vec{c} = \vec{n}_3 \wedge \vec{m}_3$ le vecteur commun aux plans P_1 et P_2 . Chaque plan est associé respectivement aux bases suivantes :

$$P_1 = \begin{pmatrix} \vec{c} \\ \vec{n}_1 = \vec{n}_3 \wedge \vec{c} \\ \vec{n}_3 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

4.1. CARTOGRAPHIE DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION À L'AIDE D'ONDES FOCALISÉES

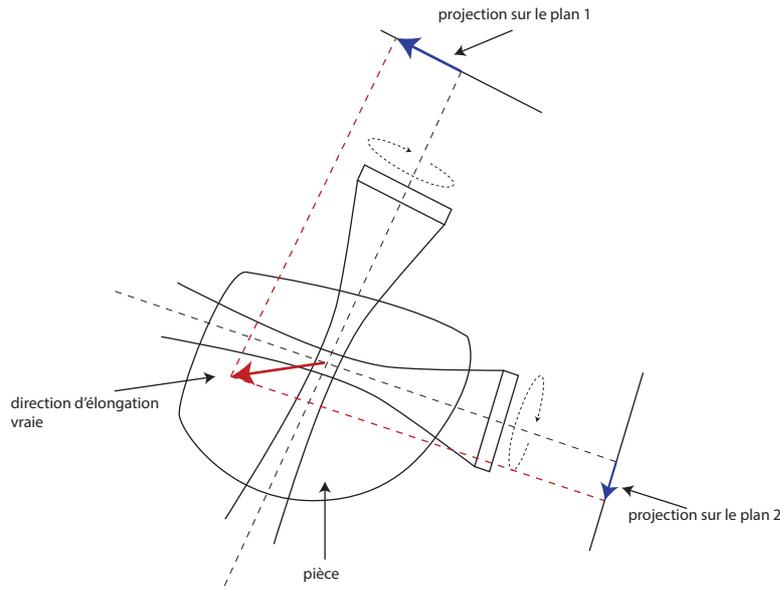


FIGURE 4.6: Principe de la détermination de la direction d'élongation vraie (flèche rouge) des macrozones par l'utilisation de deux faisceaux distincts se recouvrant au niveau du point d'intérêt. Les flèches bleues correspondent aux directions d'élongation projetées.

$$P_2 = \left(\begin{array}{c} \vec{c} \\ \vec{m}_1 = \vec{m}_3 \wedge \vec{c} \\ \vec{m}_3 \end{array} \right). \quad (4.3)$$

Les vecteurs \vec{n}_3 et \vec{m}_3 sont normaux respectivement aux plans P_1 et P_2 , \vec{n}_1 appartient à P_1 , \vec{n}_2 à P_2 et \vec{c} est contenu à la fois dans P_1 et P_2 . Ces ensembles de vecteurs constituent des bases dans lesquelles les vecteurs représentatifs des directions effectives mesurées expérimentalement peuvent être exprimés. Soit \vec{V}_1 et \vec{V}_2 les vecteurs représentatifs des directions d'élongation des macrozones projetées sur les plans P_1 et P_2 . Ces vecteurs s'écrivent théoriquement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{V}_1 = \vec{V} - (\vec{V} \cdot \vec{n}_3)\vec{n}_3 \\ \vec{V}_2 = \vec{V} - (\vec{V} \cdot \vec{m}_3)\vec{m}_3 \end{array} \right. \quad (4.4)$$

Les projections de \vec{V}_1 et \vec{V}_2 sur \vec{c} , \vec{n}_1 et \vec{m}_1 sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{V}_1 \cdot \vec{c} = \vec{V} \cdot \vec{c} \\ \vec{V}_1 \cdot \vec{n}_1 = \vec{V} \cdot \vec{n}_1 \\ \vec{V}_2 \cdot \vec{m}_1 = \vec{V} \cdot \vec{m}_1 \end{array} \right. \quad (4.5)$$

4.2. DÉTERMINATION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES À L'AIDE D'UNE SONDE MATRICIELLE

On en déduit un système d'équations linéaires inversible si les deux plans ne sont pas confondus. La solution de ce système d'équation est le vecteur représentatif de l'élongation

$$\text{vraie } \vec{V} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}.$$

$$\begin{pmatrix} \vec{V}_1 \cdot \vec{c} \\ \vec{V}_1 \cdot \vec{n}_1 \\ \vec{V}_2 \cdot \vec{m}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{x} \cdot \vec{c} & \vec{y} \cdot \vec{c} & \vec{z} \cdot \vec{c} \\ \vec{x} \cdot \vec{n}_1 & \vec{y} \cdot \vec{n}_1 & \vec{z} \cdot \vec{n}_1 \\ \vec{x} \cdot \vec{m}_1 & \vec{y} \cdot \vec{m}_1 & \vec{z} \cdot \vec{m}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}. \quad (4.6)$$

En pratique, les vecteurs de base des plans P_1 et P_2 sont connus à partir de la direction de l'axe de rotation de la sonde. Les vecteurs \vec{V}_1 et \vec{V}_2 sont déterminés expérimentalement par rotation de la sonde et détermination de l'angle de bruit minimal. Ils s'expriment comme :

$$\begin{cases} \vec{v}_1 = A(\cos(\theta) \vec{c} + \sin(\theta) \vec{n}_1) \\ \vec{v}_2 = B(\cos(\phi) \vec{c} + \sin(\phi) \vec{m}_1) \end{cases} \quad (4.7)$$

Les angles θ et ϕ sont déterminés à partir du minimum de la courbe d'intensité en fonction de l'angle. Les coefficients A et B sont calculés à partir du contraste des courbes gaussienne par $A = E_1$ et $B = E_2$.

Ce principe peut être utilisé pour effectuer une cartographie en tout point d'une pièce en itérant la méthode. En choisissant habilement les orientations des faisceaux, il est possible d'optimiser le nombre de tirs pour cartographier un nombre fixé de points du milieu. Comme les méthodes d'imagerie classique, cette méthode est limitée par l'hypothèse de diffusion simple. En effet, les points du milieu inspectés sont les centres des taches focales. En diffusion multiple, la qualité de focalisation est fortement dégradée et les signaux reçus ne proviennent plus uniquement de la tache focale. Par ailleurs, bien que mathématiquement deux directions distinctes suffisent à déterminer la direction d'élongation vraie, en pratique il faut que ces deux directions soient suffisamment différentes pour apporter deux informations indépendantes compte tenu des incertitudes expérimentales. Enfin, il est possible d'utiliser plus de deux directions d'attaque avec la sonde. Dans ce cas, les erreurs expérimentales vont conduire à un système d'équations sur contraint. Il pourra être résolu en utilisant une optimisation des moindres carrés. Cette méthode n'a pas été testée expérimentalement faute de matériel, mais une demande de brevet a été déposée.

4.2 Détermination de la direction d'élongation des macrozones à l'aide d'une sonde matricielle

La méthode de détection de la direction des macrozones à l'aide d'une barrette linéaire (section 4.1) est intéressante mais relativement complexe à mettre en œuvre. De plus, l'acquisition des signaux doit être réalisée pour plusieurs profondeurs, pour tous les angles, puis toutes les positions de la sonde, et au moins à partir de deux directions d'incidence

4.2. DÉTERMINATION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES À L'AIDE D'UNE SONDE MATRICIELLE

différentes, ce qui peut se traduire par une durée de mesure rédhibitoire. Une technique permettant une acquisition rapide et un post-traitement sur ordinateur est donc désirable d'un point de vue industriel pour réduire le temps d'acquisition.

Une option est de s'inspirer des travaux de Derode et Fink, qui ont utilisé une barrette linéaire (section 2.3.3) et de les adapter à une approche volumique. Cela a été réalisé pour les applications médicales par l'équipe de Mathieu Pernot à l'Institut Langevin [57, 56, 61, 62]. Papadacci, Pernot et Fink ont proposé une extension à un capteur multi-éléments à deux dimensions. La fonction de corrélation est alors déterminée en deux dimensions et la rotation du capteur est inutile. L'intérêt de ce type de dispositif est de réduire très fortement le temps d'acquisition des signaux et de déporter la focalisation, le traitement des signaux et le calcul de la fonction de corrélation spatiale sur des machines de calcul rapide. La focalisation étant virtuelle, il est possible de focaliser en un grand nombre de points et donc d'effectuer une évaluation de la direction d'élongation projetée des macrozones sur un grand volume à partir d'une seule position de la sonde.

4.2.1 Principe

La méthode consiste à enregistrer la matrice inter-élément du milieu à étudier à l'aide d'une sonde multi-éléments matricielle et à calculer la fonction de cohérence spatiale du champ rétrodiffusé pour en déduire la direction d'élongation des diffuseurs. La sonde comporte 1024 éléments répartis sur un quadrillage de 32×32 points. Les éléments ont une taille de $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ et sont centrés à 3 MHz. Cette sonde est pilotée par 4 échographes Aixplorer de marque SuperSonic Imagine synchronisés entre eux. La figure 4.7 montre ce dispositif.

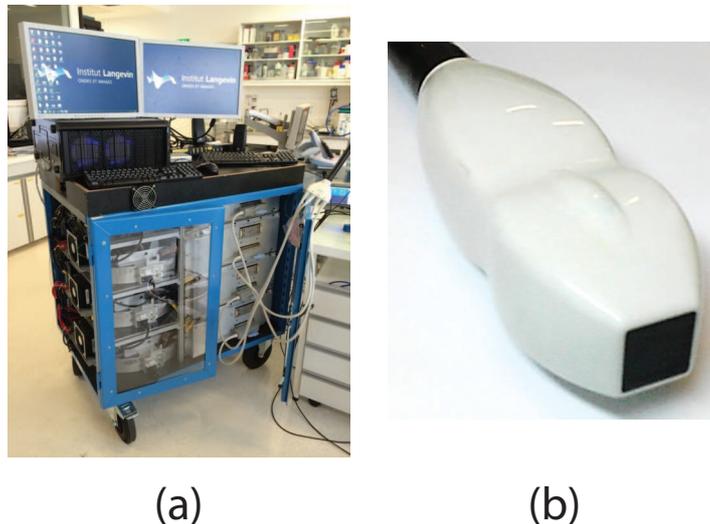


FIGURE 4.7: (a) Aixplorers synchronisés pour piloter la sonde à 32×32 éléments. (b) Sonde matricielle 32×32 .

Après enregistrement de la matrice inter-élément, les signaux sont déphasés numériquement pour simuler une focalisation en un point du matériau. Une fois la focalisation calculée,

4.2. DÉTERMINATION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES À L'AIDE D'UNE SONDE MATRICIELLE

la fenêtre temporelle de $1.6 \mu\text{s}$ centrée sur la tache focale est sélectionnée et la fonction de corrélation spatiale à deux dimensions est calculée à partir de ces signaux par la formule :

$$R(\Delta x, \Delta y) = \frac{1}{N_x - |\Delta x|} \frac{1}{N_y - |\Delta y|} \sum_i \sum_j \frac{\sum_{t=T_1}^{T_2} S_i(x_i, y_i, t) S_j(x_j, y_j, t)}{\sqrt{\sum_{t=T_1}^{T_2} S_i(x_i, y_i, t)^2 S_j(x_j, y_j, t)^2}} \quad (4.8)$$

avec Δx et Δy les distances entre l'élément source i et l'élément récepteur j , N_x et N_y le nombre d'éléments sur les dimensions x et y , T_1 et T_2 les temps délimitant la fenêtre centrée sur la tache focale et S_i et S_j les signaux rephasés pour simuler la focalisation, reçus sur les éléments i et j . Cette procédure est itérée pour différents points de focalisation dans le matériau.

Comme le montre la figure 4.9(a), l'échantillonnage spatial réalisé permet de calculer la fonction de corrélation en deux dimensions. Si les macrozones de la pièce sont allongées, alors la cohérence du champ est plus grande dans la direction d'élongation. Une fonction de corrélation circulaire ou carrée indique que les macrozones sont équiaxes. Au contraire, une fonction de corrélation "elliptique" indique que les macrozones sont allongées et leur direction d'allongement est confondue avec le grand axe de l'ellipse. Contrairement à la méthode 4.1, l'utilisation de la sonde matricielle ne donne accès qu'à la direction d'élongation projetée sur le plan orthogonal à l'axe de la sonde. Le principe de la détermination de la fonction de cohérence spatiale est illustré dans la figure 4.8 tirée de la thèse de Clément Papadacci [58]. La direction de l'ellipse est déterminée avec un algorithme basé sur la transformée de Radon détaillé dans un article de Papadacci [57].

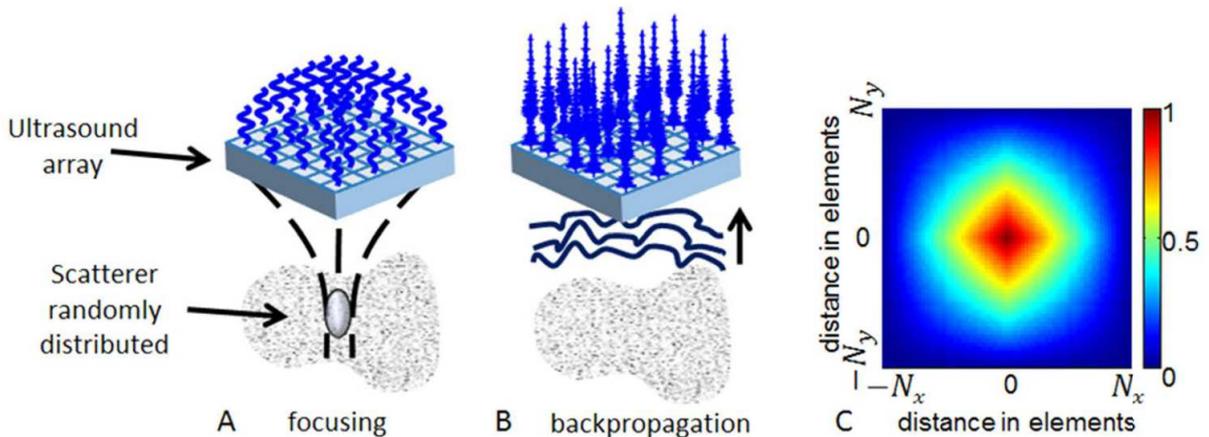


FIGURE 4.8: (A) Focalisation de l'onde dans le milieu. En pratique, cette focalisation est calculée à partir de la matrice inter-éléments. (B) Enregistrement des signaux rétrodiffusés par le milieu. (C) Fonction de corrélation 2D calculée à partir des signaux rétrodiffusés (tiré de la thèse de Papadacci [57]).

4.2. DÉTERMINATION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES À L'AIDE D'UNE SONDE MATRICIELLE

4.2.2 Application à une forêt de tiges et aux alliages de titane

Les expériences suivantes ont été réalisées avec l'aide de Victor Finel, doctorant de l'équipe de Mathieu Pernot à l'Institut Langevin. La méthode a tout d'abord été appliquée à une **forêt de tiges**, afin de la tester sur un milieu très anisotrope. La surface active de la sonde est placée en immersion dans de l'eau. La détermination de la direction d'élongation effective est réalisée à plusieurs profondeurs, et les résultats sont visibles sur la figure 4.9(b). Au temps courts (inférieurs à $30 \mu s$), la détermination de l'angle est mauvaise et bruitée car aucun signal n'a encore été rétrodiffusé par la forêt de tiges. Après $30 \mu s$, la direction mesurée se stabilise à 90° , la direction d'élongation des tiges. Une visualisation sous forme de flèches est proposée en figure 4.9(c). Il faut faire très attention à ce résultat : la notion de profondeur n'a pas de sens dans une forêt de tiges car la diffusion multiple y est très importante. Par contre, une signature de l'élongation existe dans les signaux rétrodiffusés.

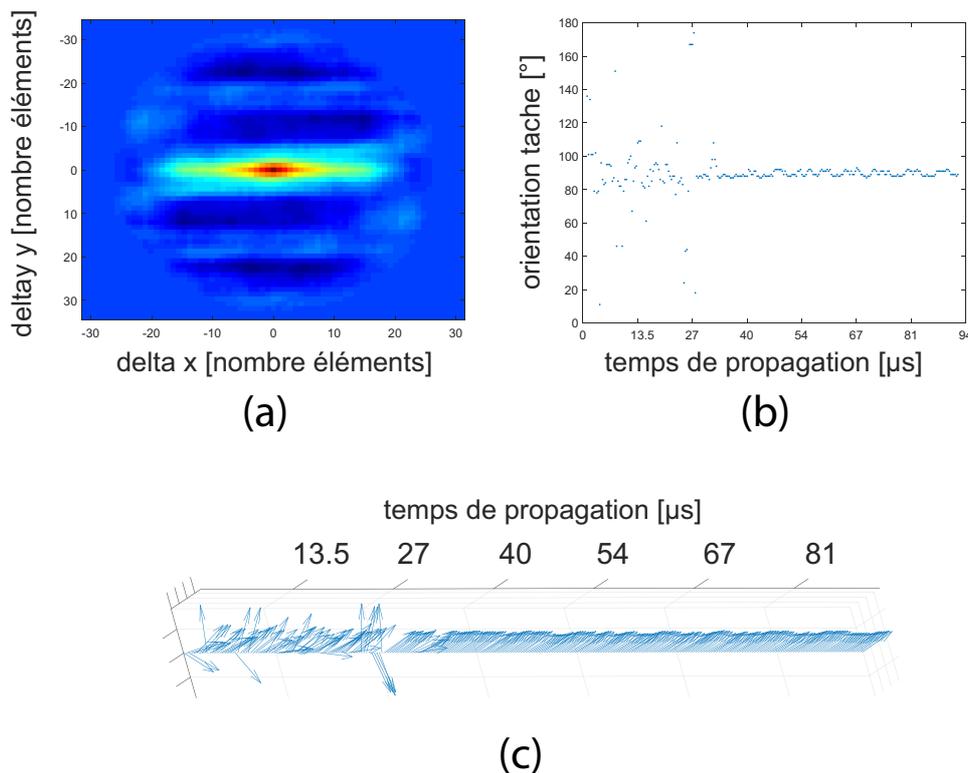


FIGURE 4.9: (a) Fonction de corrélation spatiale après propagation de l'onde pendant $47\mu s$, enregistrée dans une **forêt de tiges**. (b) Angle du grand axe de l'ellipse en fonction de la profondeur. (c) Représentation de la direction du grand axe de l'ellipse sous forme de flèches en fonction de la profondeur.

4.2. DÉTERMINATION DE LA DIRECTION D'ÉLONGATION DES MACROZONES À L'AIDE D'UNE SONDE MATRICIELLE

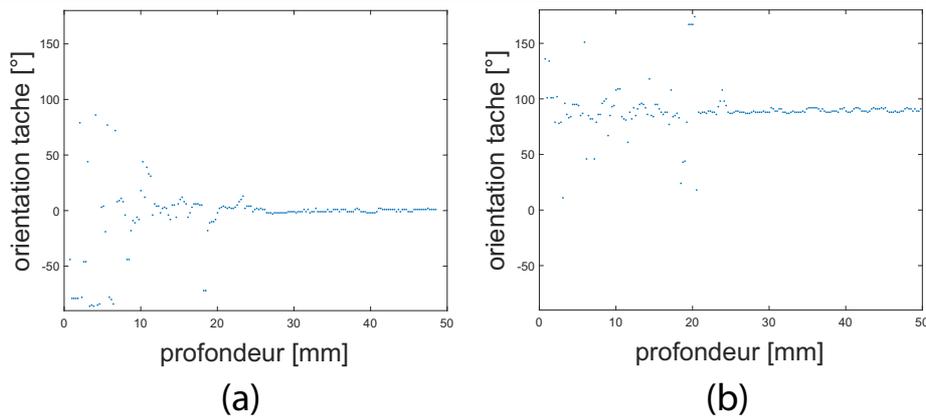


FIGURE 4.10: (a) Angle de l'ellipse en fonction de la profondeur dans une forêt de tiges. (b) Même mesure après avoir tourné la sonde matricielle de 90° autour de son axe.

Pour vérifier que la mesure de la direction des **tiges** n'est pas un artefact lié au positionnement de la sonde, celle-ci a été tournée de 90° autour de son axe (Figure 4.10). L'angle sélectionné est décalé de 90° , ce qui prouve qu'il correspond bien à une caractéristique du milieu et n'est pas un artefact de mesure.

La même procédure a été appliquée au TA6V (Figure 4.11(a)). L'angle des macrozones est stable à une profondeur supérieure à 15 mm, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus en section 4.1. Attention cependant, la diffusion multiple devient prédominante au plus tard après $20 \mu s$ soit 60 mm de profondeur. Au même titre que la forêt de tiges, après un temps de propagation suffisant l'angle mesuré correspond à une signature de l'élongation et non plus à l'élongation réelle au point étudié.

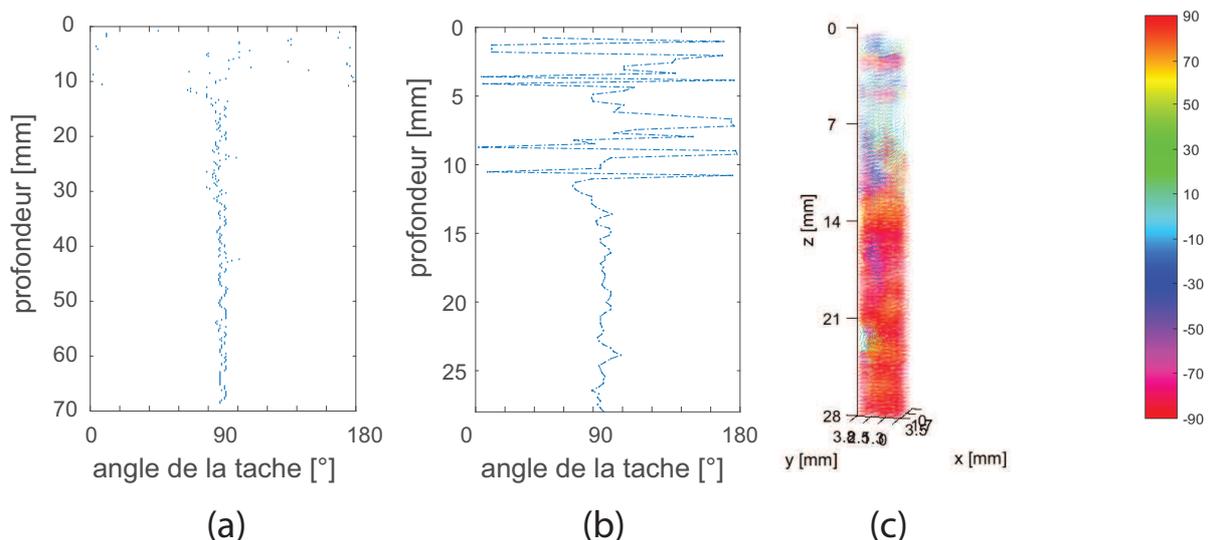


FIGURE 4.11: (a) Angle de l'ellipse dans le TA6V en fonction de la profondeur. (b) Angle de l'ellipse dans le TA6V pour des profondeurs variant entre 0 et 28 mm. (c) Représentation volumique de la direction d'orientation des macrozones en fonction de la profondeur. La couleur représente la direction d'élongation.

La direction d'élongation a été déterminée sur une grille de points à profondeur donnée. En itérant la procédure sur plusieurs profondeurs, on obtient une cartographie volumique de la direction d'élongation des macrozones. Le volume considéré est un parallélépipède de 4 mm × 4 mm × 28 mm. Les directions déterminées servent à tracer des lignes dont la dérivée locale correspond à l'orientation des macrozones. La cartographie est visible en figure 4.11(c). La détection d'orientation est bruitée aux profondeurs inférieures à 14 mm, puis se stabilise après. La direction d'élongation des macrozones est très uniforme dans le volume, à quelques déviations près. La ligne centrale de la cartographie est visible en figure 4.11(b). Cette méthode est donc technologiquement très avantageuse pour la cartographie de la direction d'élongation des macrozones dans les alliages de titane. Elle permet de limiter le nombre d'acquisitions et est compatible avec l'algorithme présenté en section 4.1 pourvu que la sonde soit correctement positionnée. Cependant, elle ne permet pas de s'affranchir de la diffusion multiple, et les résultats obtenus devront être interprétés avec la plus grande précaution. Pour déterminer la zone d'utilisation de cette méthode, il peut être intéressant de la coupler avec une évaluation des propriétés de diffusion de la pièce à inspecter en utilisant une version de l'estimateur de la proportion de diffusion simple adaptée à la sonde matricielle.

4.3 Impact d'une interface courbe

Les méthodes proposées précédemment supposent soit l'absence d'interface soit la présence d'une interface plane. En réalité, les pièces industrielles présentent souvent des interfaces plus complexes. La question se pose de savoir si les méthodes proposées peuvent encore être utilisées. Nous examinons le cas simple d'une interface cylindrique et commençons par une mesure d'intensité rétrodiffusée réalisée dans le cas d'une interface cylindrique, puis nous proposons d'adapter l'estimateur de la proportion de diffusion simple au cas d'une interface complexe et de le tester expérimentalement sur une interface cylindrique.

4.3.1 Impact sur la détermination de la direction d'élongation des macrozones

Nous étudions ici l'impact du passage d'une interface non plane sur la mesure de la direction d'élongation des macrozones par intensité rétrodiffusée. Pour cela, la mesure de matrice inter-élément et le calcul d'intensité rétrodiffusée ont été répliqués en positionnant la sonde en face de l'interface courbe des billettes de TA6V et Ti17. La sonde peut tourner autour de son axe de la même manière que dans les expériences précédentes. La situation expérimentale est illustrée par la figure 4.12. Pour rappel, la sonde dispose de 128 éléments, centrés à 3.5 MHz, d'un pitch de 0.417 mm et est située à 31 mm du point le plus proche de l'interface. La matrice inter-élément est mesurée et le calcul de l'intensité est réalisé avec les mêmes paramètres que dans les chapitres 2 et 3.

Les courbes d'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de la sonde de la figure 4.13 sont très proches de celles mesurées à travers une interface plane. Cela indique que l'élongation est toujours visible dans les signaux rétrodiffusés même à travers une interface non

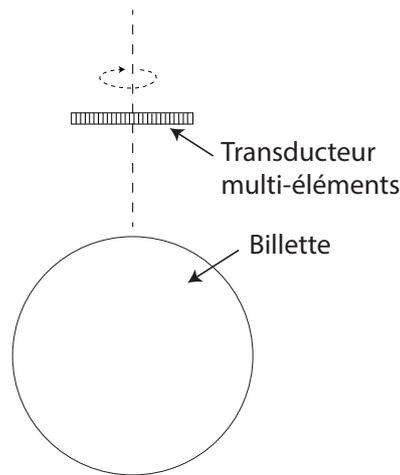


FIGURE 4.12: Configuration expérimentale lors de l'acquisition d'une matrice inter-élément avec passage de l'interface de la billette.

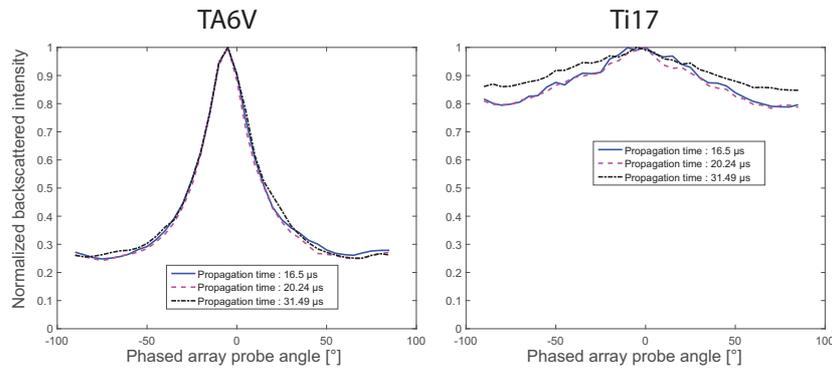


FIGURE 4.13: Intensité rétrodiffusée par le (gauche) TA6V et (droite) Ti17 à travers l'interface arrondie de la billette.

plane. Il est donc envisageable d'effectuer une détermination globale de la direction d'élongation des macrozones dans les billettes industrielles ne présentant qu'une interface courbe. La problématique sera de focaliser à travers une interface complexe. Pour cela, un algorithme applicable pour des interfaces suffisamment régulières est proposé en annexe A.7.

4.3.2 Impact sur la détermination de la proportion de diffusion simple

Cette section a pour but d'étudier l'impact du passage d'une interface non plane sur la mesure de la proportion de diffusion simple. Cette technique repose sur l'existence d'une loi de phase entre les éléments de la barrette en régime de diffusion simple : le régime de diffusion multiple est détecté expérimentalement comme une déviation de cette relation de phase. Il faut donc vérifier que cette relation de phase existe toujours en présence d'une interface courbe. Intuitivement, la réponse est oui car l'interface modifie les chemins parcourus par l'onde et donc la relation de phase, mais n'annule pas le phénomène. Pour illustrer ce point, la matrice inter-éléments a été mesurée dans dans la même configuration que la

section 4.3.1 et possède bien une cohérence le long des anti-diagonales comme on peut le voir sur la figure 4.14.

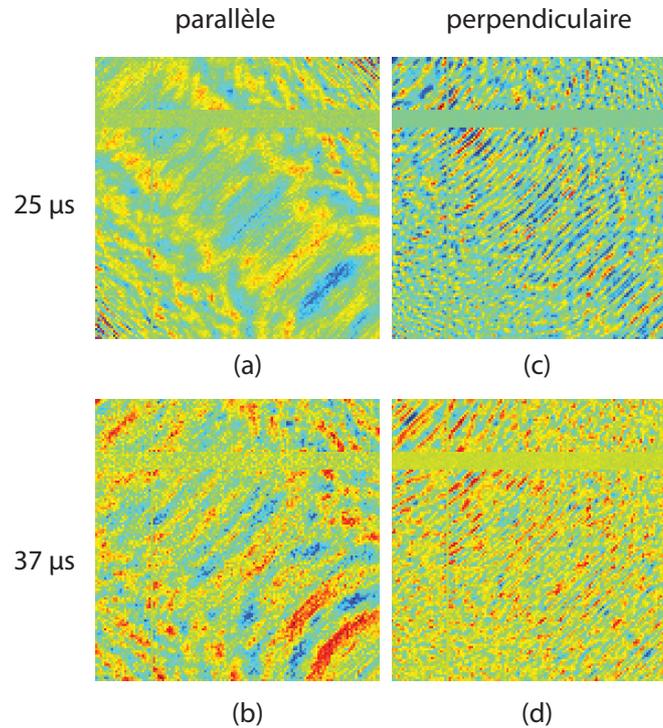


FIGURE 4.14: Partie réelle des matrices expérimentales à 3.5 MHz dans l'échantillon de TA6V dans les configurations (gauche) parallèle et (droite) perpendiculaire. Le fenêtrage temporelle est centrée sur (a, c) 25 μs et (b, d) 37 μs .

En configuration parallèle, une relation de phase (cohérence sur les anti-diagonales) est clairement visible aux deux temps de propagation. À l'inverse, cette relation est plus ténue en configuration perpendiculaire. La zone sans signal comprise entre les voies 25 à 32 est liée à un problème d'enregistrement des signaux par la baie Lecoœur.

Méthode de simulation de la matrice inter-élément

Si l'interface est de forme cylindrique ou plus complexe, un calcul analytique de la matrice de diffusion simple comme utilisé au chapitre 3 est plus difficile à mener. Pour adapter l'estimateur de la proportion de diffusion simple à des interfaces complexes, nous proposons dans la suite de simuler et non plus calculer analytiquement la matrice de diffusion simple. La réponse inter-élément se calcule à partir des chemins de diffusion simple entre un émetteur i , un diffuseur d et un récepteur j . Soit t_{ij}^d le temps associé au chemin de l'émetteur i au récepteur j passant par le diffuseur d , la matrice inter-élément en diffusion simple s'exprime comme :

$$k_{ij}^T(\omega) = \sum_d^{N_d} A_d \exp(j2\pi f t_{ij}^d). \quad (4.9)$$

La forme de l'interface modifie les temps t_{ij}^d mais pas le reste du calcul. Ces chemins sont calculés numériquement en utilisant le principe de Fermat : l'onde se propage dans un milieu en suivant une trajectoire telle que le temps de parcours est localement minimal. Ce principe se traduit par les équations :

$$t_{ij}^d = \min_x t(x) \quad (4.10)$$

et

$$t(x) = \frac{\sqrt{(x - X_e)^2 + s(x)^2}}{c_1} + \frac{\sqrt{(X_p - x)^2 + (Z_p - s(x))^2}}{c_2} \quad (4.11)$$

avec $s(x)$ la hauteur de l'interface au point d'abscisse x , X_e la position de l'émetteur, c_1 et c_2 les vitesses des milieux 1 et 2 et (X_p, Z_p) la position du diffuseur. Pour cette méthode, la première hypothèse est l'hypothèse paraxiale, la seconde est l'absence d'angle critique lors du passage d'interface : il est nécessaire que l'interface soit suffisamment régulière. Nous supposons que cette condition est vérifiée dans la suite du calcul. Le temps de parcours du chemin physiquement réalisé t_{ij}^d est calculé numériquement pour tous les couples émetteurs-récepteurs. Enfin, la matrice inter-éléments est calculée en injectant les chemins réels dans la relation 4.9.

La loi de phase peut être déterminée à partir de la matrice inter-éléments par deux méthodes. La première consiste à ne simuler qu'un seul diffuseur aligné en face du centre de la sonde et à extraire l'anti-diagonale de la matrice inter-éléments. La seconde consiste à générer la matrice inter-éléments à partir de N_d diffuseurs répartis aléatoirement devant la barrette et à extraire son anti-diagonale. La seconde méthode représente bien la situation expérimentale, cependant, elle conduit à des lois de phase d'amplitude variable en fonction de la réalisation des positions des diffuseurs. Ces oscillations restent fortes même si la matrice est générée avec un grand nombre de diffuseurs (voir annexe A.8). La première méthode conduit à des lois de phase d'amplitude constante plus simples à utiliser et dont la forme est extrêmement proche des lois générées par la seconde approche. Nous avons donc sélectionné la première approche pour le calcul des lois de phase et la seconde pour l'affichage des matrices inter-éléments.

Pour valider cette méthode de simulation de la matrice inter-éléments, la loi de phase associée à une interface plane a été calculée à partir du modèle théorique présenté en annexe A.6 et simulée avec la méthode présentée ci-dessus. Le transducteur dispose de 501 éléments, séparés d'un pitch de 0.1 mm. Il est situé à une distance de 100 mm de l'interface et la profondeur étudiée dans le titane est de 100 mm également. La fréquence du signal est de 3.5 MHz, le milieu 1 est constitué d'eau de vitesse $c_1 = 1.48$ mm et le milieu 2 de titane de vitesse longitudinale $c_2 = 6$ mm/ μ s. La figure 4.16 compare les lois de phase des anti-diagonales issues des deux types de calcul : ils sont en excellent accord. La méthode de simulation proposée est donc valide dans le cas particulier d'une interface plane.

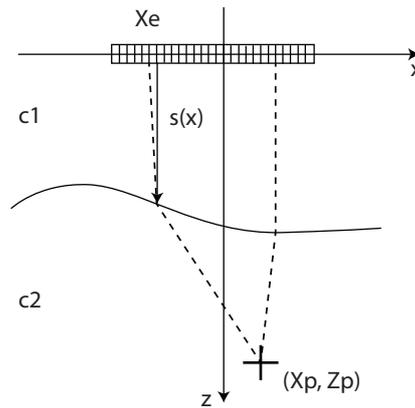


FIGURE 4.15: Chemins de diffusion simple à travers une interface complexe.

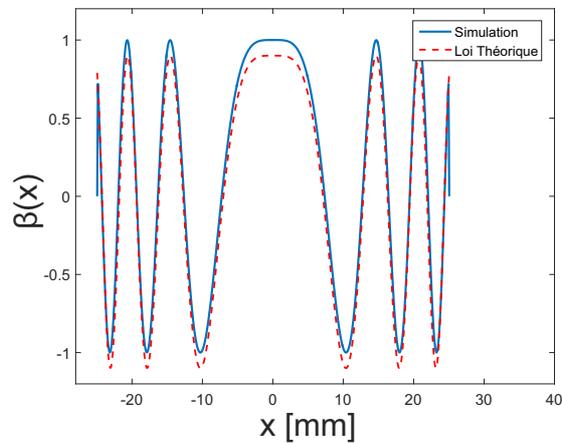


FIGURE 4.16: Loi de phase de la matrice inter-éléments en diffusion simple à travers une interface plane, simulée (trait plein) et calculée à partir du modèle théorique (pointillé). Les deux courbes sont volontairement décalées pour pouvoir observer leur excellent accord.

Application à une interface cylindrique

La matrice inter-éléments associée à une interface circulaire de 130 mm de rayon a été calculée et est présentée en figure 4.17. Le transducteur est situé à 50 mm du point le plus proche de l'interface. La profondeur étudiée est de 50 mm par rapport au point d'entrée de l'onde. La loi de phase est bien conservée en présence de l'interface courbe. Ce résultat est attendu : l'interface modifie mais n'annule pas les chemins émetteur - diffuseur - récepteur. De plus, la loi est la même que dans le cas d'un milieu homogène ou d'une interface plane, seul le vecteur d'onde équivalent est modifié.

La loi de phase simulée dans le cas d'une billette de 130 mm de rayon a été comparée aux résultats des expériences menées sur une billette de TA6V de même diamètre en section 4.3.1. Le transducteur est positionné soit parallèlement aux macrozones, dont l'interface est localement plane, ou perpendiculairement aux macrozones, dont l'interface est circulaire dans ce cas. La sonde est distante de 30 mm de l'interface et la profondeur inspectée est de 93 mm. La fréquence du signal est de 3.5 MHz.

4.3. IMPACT D'UNE INTERFACE COURBE

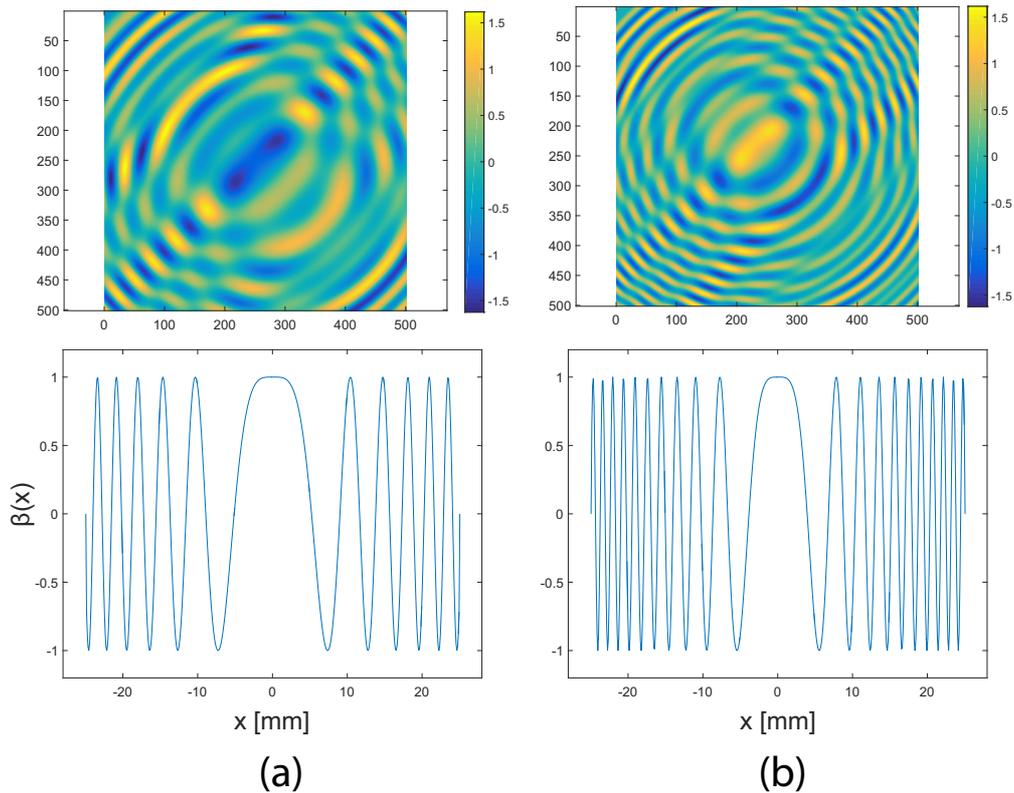


FIGURE 4.17: Matrice inter-éléments simulée (haut) et loi de phase des anti-diagonales associée (bas), dans le cas d'une interface plane (a) et circulaire (b) de rayon de courbure de 130 mm. Ces matrices sont générées en utilisant 500 diffuseurs.

Les courbes expérimentales représentées en figure 4.18 sont bruitées car le niveau de diffusion multiple est non négligeable. Cependant, un résidu de diffusion simple subsiste et est visible sur ces courbes. L'ajustement entre la simulation et la loi de phase résiduelle est très bon : la simulation prédit correctement la loi de phase quelle que soit la courbure de l'interface. La simulation de la loi de phase suppose que les diffuseurs sont alignés à une même profondeur Z_p , inclus dans un volume isochrone correspondant à une tranche rectiligne de milieu. Or le passage de l'interface modifie le front d'onde et le volume isochrone n'a pas nécessairement la forme d'une tranche rectiligne. Cependant, les conditions expérimentales respectent l'approximation paraxiale et l'hypothèse de régularité de la forme de l'interface : le front d'onde est peu perturbé par le passage de l'interface et le volume isochrone diffère peu d'une tranche rectiligne de milieu.

L'estimateur de la proportion de diffusion simple a été calculé sur des billettes de TA6V et Ti17 à travers l'interface circulaire, dans les mêmes conditions que précédemment et les résultats sont présentés en figure 4.19. Ils sont proches de ceux obtenus sur les mêmes échantillons mais en insonnifiant par la face plane. On observe pour les deux échantillons que la proportion de diffusion diminue avec le temps, et que celle-ci dépend de l'angle de la sonde dans le TA6V mais pas le Ti17. Ces résultats, en très bon accord avec ceux présentés en section 3.1.4 montrent que la forme de l'interface est correctement prise en compte par l'algorithme de calcul de la loi de phase de diffusion simple. Cette démonstration ouvre

4.4. PRÉDICTION DE L'ÉLONGATION DES GRAINS

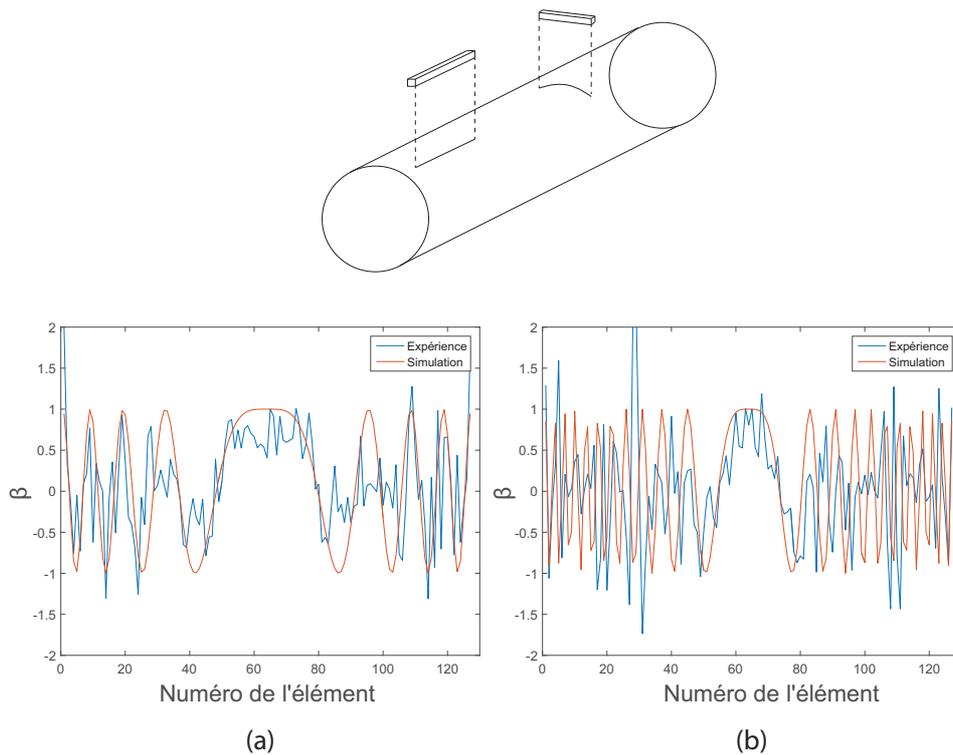


FIGURE 4.18: Lois de phase mesurées et simulées sur une billette de TA6V dans la configuration (a) parallèle (interface plane) et (b) perpendiculaire (interface circulaire).

donc des perspectives pour le contrôle non destructif de pièces à interface complexe immergées car la simulation de la loi de phase peut s'appliquer au filtre de séparation diffusion simple/diffusion multiple proposé par Aubry.

4.4 Prédiction de l'élongation des grains

Les sections précédentes ont porté sur la détermination expérimentale de la direction d'élongation des macrozones (section 4.1, 4.2 et 4.3.1). Or, prévoir et simuler la direction d'élongation des macrozones en tout point permettrait de mieux concevoir les plans de contrôle des pièces réelles. Il existe de nombreux outils de simulation de forge, notamment FORGE2. Ces simulations fournissent le champ de contraintes et la déformation des pièces forgées, mais la visualisation de la déformation des macrozones doit être calculée à partir de ces données simulées. Or, plusieurs techniques de visualisation existent, chacune servant un processus de conception ou de décision différent. Cette partie est donc dédiée à la présentation d'un nouveau mode de visualisation de la déformation de la microstructure des pièces forgées, dont le but est de représenter le plus fidèlement possible la direction d'élongation et le rapport d'aspect des macrozones. La simulation présentée ici a été conduite par les équipes de Safran Aircraft Engines à partir de nos indications.

4.4. PRÉDICTION DE L'ÉLONGATION DES GRAINS

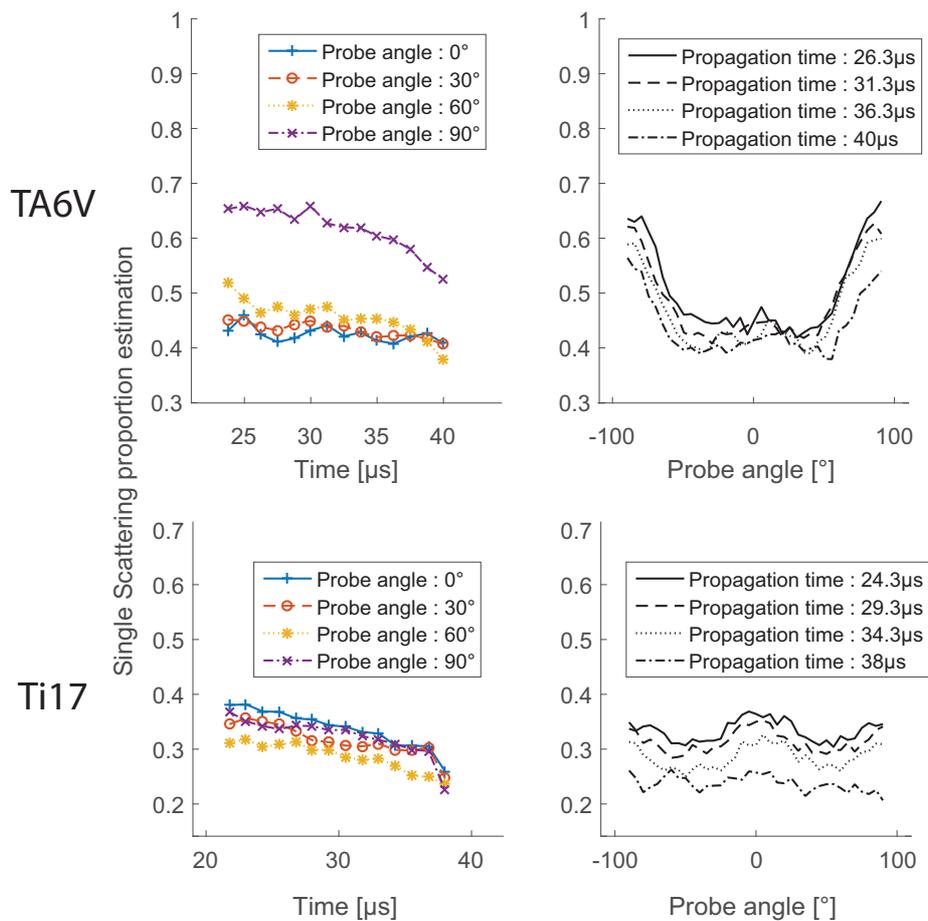


FIGURE 4.19: Proportion de diffusion simple dans des billettes de TA6V (haut) et le Ti17 (bas) à travers leur **interface circulaire** en fonction du temps (gauche) et de l'angle de la sonde (droite).

4.4.1 Représentations actuelles du fibrage

Dans l'industrie aéronautique, deux types de représentations du fibrage sont actuellement utilisées : le fibrage ligne et le fibrage cercle. Le fibrage ligne (Figure 4.20(a)) consiste à tracer des lignes parallèles à l'axe de la billette reliant ses deux extrémités. Lors de la simulation de forge, les lignes se déforment suivant les contraintes appliquées à la pièce. La ligne représente un diffuseur filaire, infiniment fin, reliant les extrémités de la billette, et dirigé parallèlement à l'axe de la billette. Le fibrage ligne permet de représenter le déplacement du centre des diffuseurs lors de la forge mais ne donne aucune information sur l'orientation ou la forme des diffuseurs finaux. Avec le fibrage cercle (Figure 4.20(b)), des sphères (ou cercles) sont positionnées sur une grille régulière dans le volume de la billette. Ces derniers sont déformés lors de la forge et leur forme finale représente le taux de déformation d'un diffuseur initialement équiaxe. Cependant, cette représentation ne peut être utilisée que si le champ de déformation est uniforme sur la zone correspondant à la taille du cercle. Dans le cas contraire, la déformation du diffuseur ne consiste pas en une simple modification de son rapport d'aspect mais en une déformation complexe. Dans le cas de pièces axisymétriques

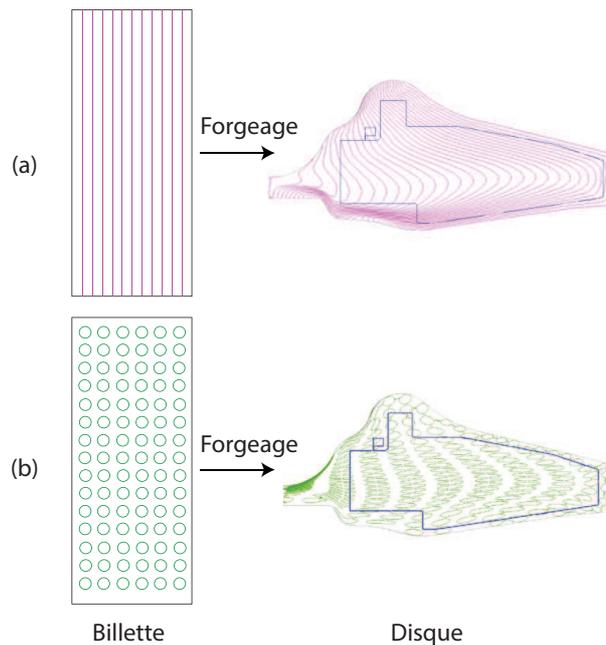


FIGURE 4.20: Représentation du fibrage sous forme de (a) lignes et (b) cercles.

(disques, arbres), des simulations sont réalisées en deux dimensions sur une section de la pièce pour réduire le temps de calcul. Si le fibrage initial ou la pièce ne sont pas axisymétriques, alors la simulation est réalisée en trois dimensions, au prix de ressources en calcul plus importantes.

4.4.2 Nouvelle représentation : le fibrage elliptique

Le but du "fibrage elliptique" est de représenter le plus fidèlement possible la direction d'élongation des macrozones dans la pièce finale. Nous avons montré dans le chapitre 1 que les macrozones de la billette de TA6V ont une forme similaire à des polygones allongés de 10 mm de long sur 1 mm de large. Si la forge des disques en TA6V ne comprend pas d'étape de recristallisation, la simulation la plus pertinente pour prédire la forme et l'orientation des macrozones est de calculer la déformation d'ellipses de mêmes dimensions que les macrozones observées expérimentalement. Le forgeage d'un disque FAN à partir d'une billette en TA6V a été simulée. Dans le cas d'un autre matériau, il suffira de choisir des ellipses de la taille caractéristique des grains de celui-ci. Premièrement, le champ de contraintes et la déformation de la billette vers le disque sont simulés. Les paramètres de cette simulation, liés au savoir-faire de SAFRAN, sont donc confidentiels. Ensuite, cette déformation est appliquée à un champ d'ellipses de taille 10 mm × 1 mm, de grand axe orienté parallèlement à l'axe de la billette. Les ellipses sont placées sur une grille de 21 éléments radiaux espacés de 6 mm et 31 éléments axiaux séparés de 30 mm afin de couvrir l'intégralité de la billette. Les résultats de ces simulations sont visibles sur les figures 4.21 et 4.22. La simulation est réalisée en 3D pour calculer l'écrasement des ellipses sur le plan circonférentiel.

La figure 4.21 permet de comparer la billette initiale et le disque forgé résultant. La déformation de la billette est très importante et les ellipses initiales sont fortement déformées.

4.4. PRÉDICTION DE L'ÉLONGATION DES GRAINS

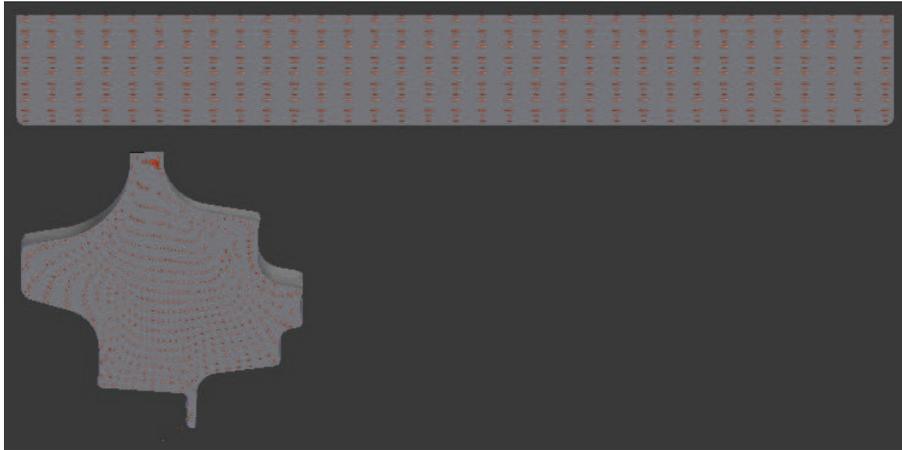


FIGURE 4.21: Forme initiale de la billette (haut) et du disque forgé final (bas). Les ellipses sont représentées en rouge.

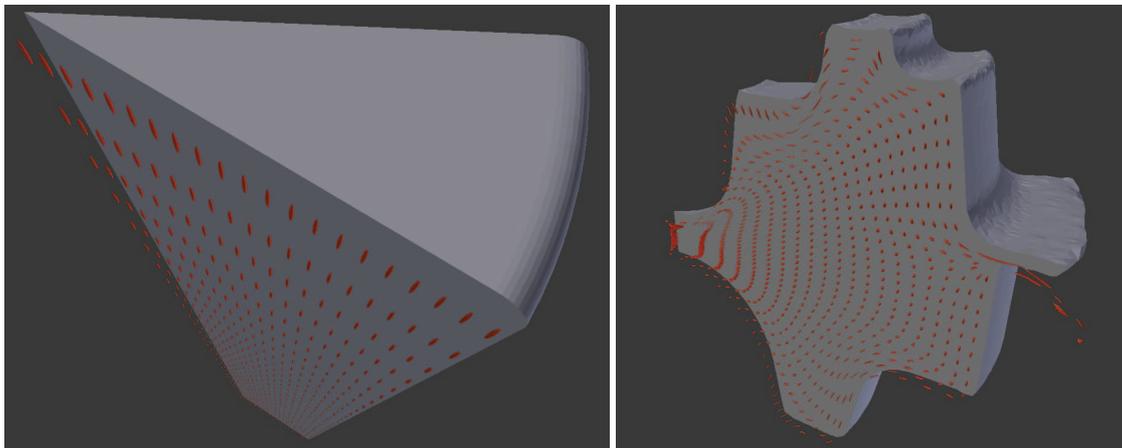


FIGURE 4.22: (gauche) Billette et ellipses initiales. (droite) Disque brut de forge et ellipses déformées.

La figure 4.22 permet de mieux observer la déformation des ellipses. Les ellipses situées au centre de la billette deviennent pratiquement sphériques. Par contre, les ellipses situées sur les bords sont déformées d'une manière plus complexe et fortement désorientées pour se conformer aux contours du brut de forge. Leur forme finale peut être non ellipsoïdales. De plus, la simulation 3D indique que la déformation des ellipses dans le plan circonférentiel respecte la conservation du volume : une ellipse écrasée verticalement se dilate dans tout le plan circonférentiel.

Les résultats de ces simulations sont comparés avec une macrographie expérimentale d'un disque FAN forgé dans les mêmes conditions que celles utilisées dans la simulation (figure 4.23). La simulation et la macrographie sont en bon accord. La zone centrale de la pièce ne présente pas de direction d'élongation particulière, en accord avec la présence de sphères simulées dans cette même zone. Le fibrage est important en périphérie, ce qui est cohérent avec les importantes déformations observées sur les bords du disque simulé mais

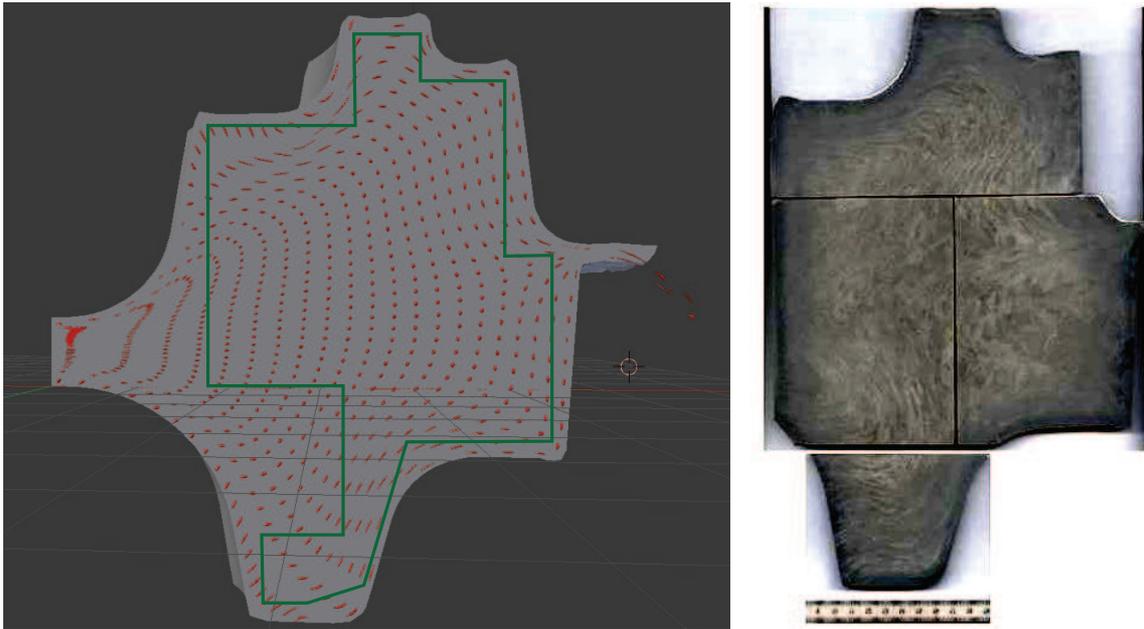


FIGURE 4.23: (gauche) Disque forgé. Les limites du disque à faces planes usiné pour le contrôle par ultrasons sont indiquées en vert. (droite) Macrographie expérimentale correspondant à la forge simulée.

l'orientation des macrozones dans ces zones ne correspond pas exactement à la simulation.

Après forgeage, le disque brut est usiné à faces planes pour permettre le contrôle ultrasonore. La partie externe du disque est enlevée et la partie restante est essentiellement constituée de sphères : la forge a annulé l'élongation initiale des macrozones. Sous les hypothèses mentionnées plus haut, le résultat de simulation de la figure 4.23 permet de réaliser des conjectures sur le niveau de bruit et l'atténuation entre différentes zones du disque. En effet, la forme des ellipses est représentative de la forme des macrozones du disque réel. Cependant, dans les cas de pièces ayant subi un forgeage β , cette méthode peut être utilisée mais le problème est de déterminer la taille des ellipsoïdes à inclure dans la simulation : avec ce type de forgeage, la pièce a partiellement recristallisé et la microstructure initiale n'a pas nécessairement été conservée.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a abordé divers points concernant la manière d'adapter les méthodes étudiées dans les chapitres précédents aux contraintes spécifiques des pièces réelles. Premièrement, nous avons proposé une méthode de cartographie de la direction d'orientation des macrozones d'une pièce forgée à l'aide d'un réseau linéaire de transducteurs. La principale limitation de cette méthode est l'hypothèse de diffusion simple, qui n'est pas toujours vérifiée dans les pièces forgées industrielles et les résultats doivent être considérés avec la plus grande prudence. Cette méthode pourrait être couplée à l'estimateur de diffusion simple proposé au chapitre 3 afin de mesurer simultanément la direction d'élongation et la pro-

portion de diffusion simple, et ainsi disposer d'un indice de confiance sur la validité de la direction mesurée. De plus, cette méthode ne peut mesurer que la direction d'élongation projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la barrette. Pour dépasser cette limite, nous avons proposé une approche à deux faisceaux focalisés au même point mais provenant de directions d'incidence différentes. Cette amélioration a fait l'objet d'une demande de brevet. Ensuite, la détermination de la direction effective de macrozones a été réalisée à l'aide d'une sonde matricielle de 1024 éléments et d'un algorithme développé pour l'imagerie médicale. Bien que cette technologie requiert également l'hypothèse de diffusion simple et ne mesure qu'une direction d'élongation projetée, elle permet de déporter une grande partie du temps d'acquisition vers du temps de calcul sur ordinateur. L'impact de la diffusion multiple sur cette méthode devra être étudié dans le futur. L'influence d'une interface complexe a également été étudiée. Nous avons montré que les méthodes proposées dans les chapitres 2 et 3 sont compatibles avec la présence d'une interface courbe, et développé une adaptation de l'estimateur de la proportion de diffusion simple dans ce cas. Enfin, nous avons proposé une nouvelle représentation du fibrage mettant en jeu des ellipses de taille similaire à celle des macrozones réelles. Cette méthode permet de prédire correctement le fibrage observé par macrographie. Ce résultat est loin d'être anodin car il fournit des informations très intéressantes pour le développement de nouveaux contrôles par ultrasons. Des tests sur d'autres pièces forgées serait appréciables pour vérifier la répétabilité et la fiabilité de cette représentation.

Résumé du chapitre

- En focalisant une onde avec une barrette linéaire en un point d'une pièce en alliage de titane, la courbe d'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de la sonde permet de déterminer la direction d'élongation des macrozones, projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la sonde.
- Il est possible de cartographier la direction d'élongation projetée des macrozones en focalisant en divers points de la pièce à inspecter.
- Pour mesurer la direction d'élongation vraie et non la direction projetée, nous avons proposé d'utiliser deux faisceaux focalisés au même point et provenant de deux directions d'incidence différentes.
- Au lieu d'utiliser une barrette multi-éléments en rotation autour de son axe pour déterminer la direction d'élongation des macrozones, une sonde matricielle peut être utilisée. Celle-ci, couplée à un algorithme de détermination de la direction de cohérence spatiale maximale issue d'applications en imagerie médicale, permet de déterminer la direction d'élongation des macrozones en un grand nombre de points du volume de la pièce en un temps d'acquisition réduit.
- Nous avons proposé une adaptation de l'estimateur de proportion de diffusion simple à une interface complexe suffisamment régulière. Celle-ci consiste à simuler et non plus calculer théoriquement les chemins de diffusion simples entre la matrice inter-éléments et les diffuseurs du milieu. Cette adaptation a été validée expérimentalement sur l'interface cylindrique des billettes de TA6V et Ti17.
- Nous avons proposé une représentation du fibrage sous forme d'ellipses déformées par le processus de forge. Elle permet de correctement représenter la forme des macrozones des alliages de titane.

4.5. CONCLUSION

Conclusions et Perspectives

L'objectif de cette thèse était de comprendre la propagation des ondes ultrasonores dans les alliages de titane à fort fibrage. Plusieurs aspects de cette thématique ont été abordés.

Premièrement, nous avons étudié et caractérisé la microstructure des alliages de titane à "fort fibrage" et précisé la signification de ce terme. Le fibrage correspond à l'élongation de la forme des grains d'un polycristal. Dans le titane, la notion de grain est complexe à définir mais les éléments interagissant avec les ultrasons sont les macrozones : des zones d'orientation cristallographique donnée et dont la forme est dépendante de l'histoire thermomécanique de l'alliage. Nous avons montré expérimentalement que les macrozones des billettes de TA6V sont allongées et celles du Ti17 sont équiaxes, en accord avec les mécanismes généraux de la métallurgie des alliages de titane.

Connaissant la microstructure des alliages étudiés, nous avons démontré expérimentalement au chapitre 2 que l'intensité rétrodiffusée par un échantillon modèle (forêt de tiges) ou de titane présentant une microstructure allongée dépend de l'angle respectif entre le transducteur multi-éléments linéaire et la direction du fibrage. Cette dépendance a conduit à proposer trois applications distinctes. Premièrement, elle indique qu'il existe une position de la sonde linéaire permettant de maximiser le rapport signal à bruit lors de la détection d'un trou à fond plat (TFP) dans un échantillon de titane présentant des macrozones allongées. Lorsque la sonde multi-éléments est parallèle à la direction du fibrage, le rapport signal à bruit associé au TFP est maximal. Ce résultat a été breveté. Deuxièmement, la dépendance de l'intensité rétrodiffusée avec l'angle de la sonde a été modélisée et nous avons montré que cette intensité est liée à la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé ainsi qu'à la forme du capteur. Le modèle proposé par Fink et Derode a été enrichi afin de prévoir l'impact de la forme du capteur et de la microstructure sur l'évolution de la courbe d'intensité rétrodiffusée. Troisièmement, nous avons utilisé cette dépendance pour créer une méthode de cartographie de la direction d'élongation des macrozones. Cette méthode consiste à focaliser une onde en différents points de la pièce pour déterminer la direction d'élongation des macrozones par la courbe intensité-angle. Cependant, elle ne permet que la mesure de la direction projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de la barrette. Pour dépasser cette limite et déterminer la direction d'élongation vraie des macrozones, nous avons proposé une approche par faisceaux focalisés croisés qui fait l'objet d'une demande de brevet.

La première partie du chapitre 3 s'appuie sur les travaux de thèse d'Alexandre Aubry, pour proposer une méthode de mesure du niveau de diffusion multiple existant dans un échantillon et notamment dans les pièces de titane. Cet indicateur, l'estimateur de la proportion de diffusion simple, a été testé sur des milieux modèles (forêt de tiges, billes de verre) et les alliages de titane, et a permis de montrer que la diffusion multiple est forte dans

ces alliages. De plus, la dépendance de la proportion de diffusion simple avec l'angle de la sonde est une signature de l'allongement des macrozones du titane : la diffusion multiple se développe de manière anisotrope dans le cas de milieux à diffuseurs allongés. Au chapitre 4, l'estimateur de diffusion simple a été adapté à des interfaces courbes relativement régulières et validé expérimentalement sur l'interface cylindriques des billettes de TA6V et Ti17. La seconde partie du chapitre 3 a étudié, par simulation, l'impact de la diffusion multiple sur la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé. Nous avons montré que plus le libre parcours moyen de diffusion diminue, plus la cohérence spatiale à courte distance du champ rétrodiffusé diminue également.

D'autre part, nous avons appliqué à la détermination de la direction d'élongation des macrozones une méthode utilisant une sonde matricielle 2D et un algorithme développé pour l'imagerie médicale. Bien que sujette aux problèmes de diffusion multiple, cette méthode est technologiquement très intéressante car elle permet de limiter fortement le temps d'acquisition des signaux, comparée à celle par barrette multi-éléments linéaire rotative, en effectuant les focalisations numériquement et non plus physiquement. Par ailleurs, afin de correctement prévoir le fibrage résultant de la forge des pièces en alliage de titane, nous avons proposé une nouvelle visualisation de celui-ci : le fibrage elliptique. L'intérêt de cette visualisation est de représenter le fibrage sous la forme réelle des macrozones.

Nous avons donc couvert divers aspects de la propagation des ondes dans les milieux à diffuseurs allongés : certains fondamentaux (diffusion multiple, cohérence spatiale des ondes), d'autres appliqués (détermination de la direction de fibrage, visualisation, caractérisation des alliages).

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Une validation de la méthode de détermination de la direction d'élongation vraie des macrozones sur des matériaux ne présentant pas de diffusion multiple (contrairement aux alliages de titane) et dont le fibrage n'est pas homogène sur le volume de la pièce est nécessaire et permettrait de promouvoir son usage industriel. De plus, le modèle reliant l'intensité rétrodiffusée à l'angle de la sonde et aux paramètres des macrozones devra également être testé sur des matériaux différents des alliages de titane. Il faudra que la diffusion simple soit prédominante dans ces matériaux, qui est une hypothèse de ce modèle, et qu'ils présentent une grande variété de tailles de diffuseurs pour mettre à l'épreuve le modèle sur des cas divers. Une fois validé, il pourrait permettre de mesurer expérimentalement la taille des macrozones par ajustement de la courbe intensité / angle de la sonde. Par ailleurs, l'adaptation de l'estimateur de la proportion de diffusion simple au cas d'interfaces complexes suffisamment régulières peut s'appliquer directement au filtre de diffusion simple / diffusion multiple proposé par Aubry et Derode. Dans son implémentation actuelle, ce filtre est utilisé avec une sonde en contact sur des surfaces planes. Son adaptation à des contrôles en immersion sur des pièces à interfaces complexes serait un pas utile pour son utilisation à l'échelle industrielle.

Trois développements associés aux simulations de la cohérence spatiale du champ rétrodiffusé en présence de diffusion multiple nous semblent intéressants. Le premier est de réaliser les mêmes simulations mais en introduisant des diffuseurs de taille réelle. Cela permettrait de comprendre l'impact de la taille des grains sur la fonction de corrélation et ainsi d'obtenir des résultats de simulation pour des cas plus réalistes. Le second est de développer un modèle théorique reliant la fonction de corrélation spatiale et le libre parcours moyen

4.5. CONCLUSION

de diffusion. Le troisième est de réaliser des mesures expérimentales de fonctions de corrélation spatiale et d'en déduire le libre parcours moyen de diffusion du milieu étudié par comparaison aux simulations ou à un modèle théorique. Cet outil permettrait de réaliser des mesures de libre parcours moyen à partir du bruit rétrodiffusé par l'échantillon, ce qui représente un avantage considérable si on ne dispose pas d'échantillons découpés à faces planes parallèles. Enfin, la méthode du "fibrage elliptique" permet de prévoir l'orientation et la forme des macrozones dans une pièce forgée. Pour concevoir des plans de contrôle sur ce type de pièces complexes, on peut envisager de réaliser des simulations de propagation du champ ultrasonore dans leur volume. Contrairement aux algorithmes utilisés dans des logiciels commerciaux de type CIVA, l'équation du transfert radiatif serait un excellent point de départ car elle prend en compte la diffusion multiple présente dans les alliages réels. Sa résolution nécessite la connaissance de la fonction de phase des diffuseurs, dépendante, entre autres, de la forme des diffuseurs justement simulée par la méthode du fibrage elliptique.

4.5. CONCLUSION

Bibliographie

- [1] S. Ahmed and M.T. Anderson. Theoretical / mathematical modeling of ultrasonic wave propagation in anisotropic polycrystalline stainless steels. Technical Report April, US Department of Energy, 2009.
- [2] E. Akkermans. *Physique mésoscopique des électrons et des photons*. EDP Science, 2012.
- [3] E. Alerstam. Anisotropic diffusive transport : Connecting microscopic scattering and macroscopic transport properties. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 89(6) :1–12, 2014.
- [4] A. Aubry. *Approche matricielle de l'opérateur de propagation des ondes ultrasonores en milieu diffusant aléatoire*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 2008.
- [5] A. Aubry and A. Derode. Random matrix theory applied to acoustic backscattering and imaging in complex media. *Physical Review Letters*, 102(8) :1–4, 2009.
- [6] G. Bayer and T. Niederdränk. Weak localization of acoustic waves in strongly scattering media. *Physical Review Letters*, 70(25) :3884–3887, 1993.
- [7] T. Bedetti. *Etude 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*. PhD thesis, Université Paris Diderot (Paris 7), 2012.
- [8] T. Bedetti, V. Dorval, L. Ducouso-Ganjehi, F. Jenson, and A. Derode. Characterization and Modeling of Ultrasonic Scattering in the Diffusive Regime using Phased Arrays. In *13th International Symposium on nondestructive Characterization of Material*, 2013.
- [9] T. Bedetti, V. Dorval, F. Jenson, and A. Derode. Characterization and modeling of ultrasonic structural noise in the multiple scattering regime. *11th Anglo-French Physical Acoustics Conference (AFPAC 2012)*, 457 :1158–1165, 2013.
- [10] A.B. Bhatia. Scattering of high frequency sound waves in polycrystalline material. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 31(1) :16–23, 1959.
- [11] A.B. Bhatia and R.A. Moore. Scattering of high frequency sound waves in polycrystalline materials II. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 31(1) :1140–1141, 1959.
- [12] A. Bhattacharjee, A. L. Pilchak, O. I. Lobkis, J. W. Foltz, S.I. Rokhlin, and J.C. Williams. Correlating ultrasonic attenuation and microtexture in a near-alpha titanium alloy. *Metallurgical and Materials Transactions A : Physical Metallurgy and Materials Science*, 42(8) :2358–2372, 2011.

- [13] E. Bossy and Q. Grimal. Numerical methods for ultrasonic bone characterization. In Pascal Laugier and Guillaume Haiat, editors, *Bone Quantitative Ultrasound*, pages 181–228. Springer, 2011.
- [14] R. Brenner, R.A. Lebensohn, and O. Castelnau. Elastic anisotropy and yield surface estimates of polycrystals. *International Journal of Solids and Structures*, 46(16) :3018–3026, 2009.
- [15] B.P.J. Bret. *Multiple light scattering in porous gallium phosphide*. PhD thesis, Universiteit Twente, 2005.
- [16] W.G. Burgers. On the process of transition of the cubic-body-centered modification into the hexagonal-close-packed modification of zirconium. *Physica*, 1(7-12) :561–586, 1934.
- [17] S. Chandrasekhar. *Radiative Transfer*. Dover Publications, New York, 1960.
- [18] J. Da Costa Teixeira. *Etude expérimentale et modélisation des évolutions microstructurales au cours des traitements thermiques post forgeage dans l’alliage de titane Ti17*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2005.
- [19] A. Derode and M. Fink. Spatial coherence of ultrasonic speckle in composites. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 40(6) :666–675, 1993.
- [20] A. Derode and M. Fink. Partial coherence of transient ultrasonic fields in anisotropic random media : Application to coherent echo detection. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101(2) :690–704, 1997.
- [21] V. Dorval. *Modélisation de la propagation ultrasonore dans une structure métallurgique diffusante, application au CND*. PhD thesis, Université de la Méditerranée, 2009.
- [22] V. Dorval, L. Ducouso-Ganjehi, S. Chatillon, and F. Jenson. Properties of Metals in the Context of Non Destructive Evaluation. In *13th International Symposium on nondestructive Characterization of Material*, 2013.
- [23] V. Dorval, F. Jenson, G. Corneloup, and J. Moysan. Accounting for structural noise and attenuation in the modeling of the ultrasonic testing of polycrystalline materials. *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, 1211 :1309–1316, 2010.
- [24] I. Freiherr von Thungen. *Effet dwell : relation microstructure-microtexture-propriétés mécaniques de l’alliage de titane Ti6242*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aéronautique, 2016.
- [25] L. Ganjehi, V. Dorval, F. Jenson, G. Corneloup, and J. Moysan. Etude théorique et expérimentale de l’effet de la structure des métaux sur la propagation d’une onde acoustique. In *10ème Congrès Français d’Acoustique*, pages 2–7, 2010.
- [26] Y.K. Han and R.B. Thompson. Ultrasonic backscattering in duplex microstructures : theory and application to titanium alloys. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 28(1) :91–104, 1997.
- [27] S. Hirsekorn. The scattering of ultrasonic waves by polycrystals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(3) :1021–1031, 1982.

- [28] S. Hirsekorn. The scattering of ultrasonic waves by polycrystals. II. Shear Waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 73(4) :1160–1163, 1983.
- [29] S. Hirsekorn. The scattering of ultrasonic waves in polycrystalline materials with texture. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 77(3) :832–843, 1984.
- [30] S. Hirsekorn. Directionnal dependance of ultrasonic propagation in textured polycrystals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 79(5) :1269–1279, 1985.
- [31] S. Hirsekorn. The scattering of ultrasonic waves by multiphase polycrystals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(4) :1231–1242, 1987.
- [32] M. Humbert, A. Moreau, E. Uta, N. Gey, P. Bocher, and C. Bescond. Analysis of backscattered ultrasound amplitude of Ti-5.8Al-4Sn-3.5Zr-0.7Nb-0.5Mo-0.3Si samples in terms of their microstructures and local textures. *Acta Materialia*, 57(3) :708–714, 2009.
- [33] A. Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering in Random Media (Volume 1)*. Academic Press, New York, 1978.
- [34] A. Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering in Random Media (Volume 2)*. Academic Press, New York, 1979.
- [35] J. Krautkramer and H. Krautkramer. *Ultrasonic Testing of Materials*. Springer, 1983.
- [36] Y. Kuga, L. Tsang, and A. Ishimaru. Retroreflectance from a dense distribution of spherical particles. *Journal of the Optical Society of America A*, 1(8) :831–835, 1984.
- [37] B. Lan, M. Lowe, and F.P.E. Dunne. Experimental and computational studies of ultrasound wave propagation in hexagonal close-packed polycrystals for texture detection. *Acta Materialia*, 63 :107–122, 2014.
- [38] K. Le Biavant. *Etude de l'amorçage de fissure de fatigue dans le TI-6AL-4V*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2000.
- [39] J. Li, L. Yang, and S.I. Rokhlin. Effect of texture and grain shape on ultrasonic backscattering in polycrystals. *Ultrasonics*, 54(7) :1789–1803, 2014.
- [40] I.M. Lifshits and G.D. Parkhomovskii. Theory of propagation of ultrasonic waves in polycrystals. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 20(2) :175–182, 1950.
- [41] V. Mamou. *Caractérisation ultrasonore d'échantillons hétérogènes multiplement diffuseurs*. PhD thesis, Université Paris Diderot (Paris 7), 2005.
- [42] L. Margerin, M. Campillo, and B.A. van Tiggelen. Monte Carlo simulation of multiple scattering of elastic waves. *Journal of Geophysical Research*, 105(B4) :7873–7892, 2000.
- [43] F.J. Margetan, M.F.X. Gigliotti, L. Brashe, and W. Leach. Fundamental studies : inspection properties for engine titanium alloys. Technical Report December, Federal Aviation Agency, 2002.
- [44] F.J. Margetan, P. Haldipur, L. Yu, and R.B. Thompson. Looking for multiple scattering effects in backscattered ultrasonic grain noise from jet-engine nickel alloys. *AIP Conference Proceedings*, 760(2005) :75–82, 2005.

- [45] F.J. Margetan, P.D. Panetta, and R.B. Thompson. Ultrasonic signal attenuation in engine grade titanium alloy. In *Review of Progress In Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume 17, pages 1469–1476, 1998.
- [46] F.J. Margetan, L. Yu, and R.B. Thompson. Computation of grain-noise scattering coefficients for ultrasonic pitch/catch inspections of metals. *AIP Conference Proceedings*, 760(2005) :1300–1307, 2005.
- [47] G. Martin. *Simulation numérique multi-échelles du comportement mécanique des alliages de titane bêta-metastable Ti5553 et Ti17*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2012.
- [48] W.P. Mason and H.J. Mcskimin. Attenuation and scattering of high frequency sound waves in metals and glasses. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 19(3) :464–474, 1947.
- [49] L.G. Merkulov. Investigation of ultrasonic scattering in metals. *Soviet Physics-Technical Physics*, 1(1) :59–69, 1956.
- [50] A. Moreau, L. Toubal, P. Bocher, M. Humbert, E. Uta, and N. Gey. Evaluation of macrozone dimensions by ultrasound and EBSD techniques. *Materials Characterization*, 75 :115–128, 2013.
- [51] E.J. Nieters, R.S. Gilmore, D.C. Copley, P.J. Howard, M. Keller, and W. Leach. A multi-zone technique for billet inspection. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume 14, pages 2137–2144, 1995.
- [52] P.D. Panetta. *Backscattering and Attenuation during the propagation of ultrasonic waves in duplex titanium alloys*. PhD thesis, Iowa State University, 1999.
- [53] P.D. Panetta, F.J. Margetan, I. Yalda-Mooshabad, and R.B. Thompson. Ultrasonic attenuation measurements in jet-engine titanium alloys. In *Review of Progress In Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume 15, pages 1525–1532, 1996.
- [54] P.D. Panetta, F.J. Margetan, I. Yalda-Mooshabad, and R.B. Thompson. Observation and interpretation of microstructurally induced fluctuations of back-surface signals and ultrasonic attenuation in titanium alloys. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume 16, pages 1547–1554, 1997.
- [55] P.D. Panetta, R.B. Thompson, and F.J. Margetan. Use of electron back scatter diffraction in understanding texture and the mechanism of backscattered noise generation in titanium alloys. In *Review of Progress In Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume 17, pages 89–96, 1998.
- [56] C. Papadacci. *Imagerie échographique ultrarapide du cœur et des artères chez l'homme : Vers l'imagerie ultrarapide 3D et l'imagerie du tenseur de rétrodiffusion ultrasonore*. PhD thesis, Université Paris Diderot (Paris 7), 2014.
- [57] C. Papadacci, V. Finel, J. Provost, O. Villemain, P. Bruneval, J.L. Gennisson, M. Tanter, M. Fink, and M. Pernot. Imaging the dynamics of cardiac fiber orientation in vivo using 3D Ultrasound Backscatter Tensor Imaging. *Scientific Reports*, 7(1) :830, 2017.
- [58] C. Papadacci, M. Tanter, M. Pernot, and M. Fink. Ultrasound backscatter tensor imaging (BTI) : Analysis of the spatial coherence of ultrasonic speckle in anisotropic soft tissues.

- IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 61(6) :986–996, 2014.
- [59] E.P Papadakis. Grain-size distribution in metals and its influence on ultrasonic attenuation measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 33(11) :1616, 1961.
- [60] E.P Papadakis. Absolute measurements of ultrasonic attenuation using damped non-destructive testing transducers. *J. Test. Eval*, 12(5) :273–279, 1984.
- [61] J. Provost, C. Papadacci, J.E. Arango, M. Imbault, M. Fink, JL. Gennisson, M. Tanter, and M. Pernot. 3D ultrafast ultrasound imaging in vivo. *Physics in Medicine and Biology*, 59(19) :L1–L13, 2014.
- [62] J. Provost, C. Papadacci, C. Demene, JL. Gennisson, M. Tanter, and M. Pernot. 3-D ultrafast doppler imaging applied to the noninvasive mapping of blood vessels in Vivo. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 62(8) :1467–1472, 2015.
- [63] D. Royer and E. Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides (Tome 1)*. Masson, Paris, 1996.
- [64] K. Sakai, K. Yamamoto, and K. Takagi. Observation of acoustic coherent backscattering. *Physical Review B*, 56(17) :930–933, 1997.
- [65] S. Shahjahan, A. Aubry, F. Rupin, B. Chassignole, and A. Derode. Improvement of flaw detection with ultrasonic array probes in multiple scattering polycrystalline materials by means of a random matrix approach. In *13th International Symposium on nondestructive Characterization of Material*, number May, pages 20–24, Le Mans, 2013.
- [66] S. Shahjahan, A. Aubry, F. Rupin, B. Chassignole, and A. Derode. Reduction of ultrasonic multiple scattering applied to flaw detection with array probes in polycrystalline materials. *Proceedings of Meetings on Acoustics*, 19(May 2015) :1–6, 2013.
- [67] S. Shahjahan, A. Aubry, F. Rupin, B. Chassignole, and A. Derode. A random matrix approach to detect defects in a strongly scattering polycrystal : How the memory effect can help overcome multiple scattering. *Applied Physics Letters*, 104(23), 2014.
- [68] S. Shahjahan, F. Rupin, A. Aubry, B. Chassignole, T. Fouquet, and A. Derode. Comparison between experimental and 2-D numerical studies of multiple scattering in Inconel600 by means of array probes. *Ultrasonics*, 54(1) :358–367, 2014.
- [69] R. L. Smith. The effect of grain size distribution on the frequency dependence of the ultrasonic attenuation in polycrystalline materials. *Ultrasonics*, 20(5) :211–214, 1982.
- [70] F.E. Stanke and G.S. Kino. A unified theory for elastic wave propagation in polycrystalline materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(3) :665–681, 1984.
- [71] R.B. Thompson, F.J. Margetan, P. Haldipur, L. Yu, A. Li, P.D. Panetta, and H. Wasan. Scattering of elastic waves in simple and complex polycrystals. *Wave Motion*, 45(5) :655–674, 2008.
- [72] A. Tourin. *Diffusion multiple et renversement du temps des ondes ultrasonores*. PhD thesis, Université Paris Diderot (Paris 7), 1999.

- [73] C. Trottier, S. Shahjahan, A. Schumm, A. Aubry, and A. Derode. Multiple scattering filter : Application to the plane defect detection in a nickel alloy. *Physics Procedia*, 70 :795–798, 2015.
- [74] J.A. Turner and R.L. Weaver. Radiative Transfer of Ultrasound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96(May) :3654–3674, 1994.
- [75] J.A. Turner and R.L. Weaver. Radiative transfer and multiple scattering of diffuse ultrasound in polycrystalline media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96(6) :3675–3683, 1994.
- [76] J.A. Turner and R.L. Weaver. Time dependence of multiply scattered diffuse ultrasound in polycrystalline media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(5) :2639–2644, 1995.
- [77] G.F.V. Voort. *Metallography : Principles and practice*. McGraw-Hill, 1984.
- [78] G.F.V. Voort. *Applied Metallography*. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1989.
- [79] R.L. Weaver. Diffusivity of ultrasound in polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 38(1) :55–86, 1990.
- [80] L. Yang, J. Li, O. I. Lobkis, and S.I. Rokhlin. Ultrasonic propagation and scattering in duplex microstructures with application to titanium alloys. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 31(3) :270–283, 2012.
- [81] L. Yang, J. Li, and S.I. Rokhlin. Ultrasonic scattering in polycrystals with orientation clusters of orthorhombic crystallites. *Wave Motion*, 50(8) :1283–1302, 2013.
- [82] L. Yang, O. I. Lobkis, and S.I. Rokhlin. Explicit model for ultrasonic attenuation in equiaxial hexagonal polycrystalline materials. *Ultrasonics*, 51(3) :303–309, 2011.
- [83] L. Yang, O. I. Lobkis, and S.I. Rokhlin. Shape effect of elongated grains on ultrasonic attenuation in polycrystalline materials. *Ultrasonics*, 51(6) :697–708, 2011.
- [84] L. Yang and S.I. Rokhlin. On comparison of experiment and theory for ultrasonic attenuation in polycrystalline niobium. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 31(1) :77–79, 2012.

Annexe A

Annexes

A.1 Image en Microscopie électronique du Ti17 et observation des lamelles

La figure A.1 illustre la microstructure complexe du Ti17 et met en évidence un joint entre deux ex-grains β sous la forme d'une courbe épaisse en travers de l'image.

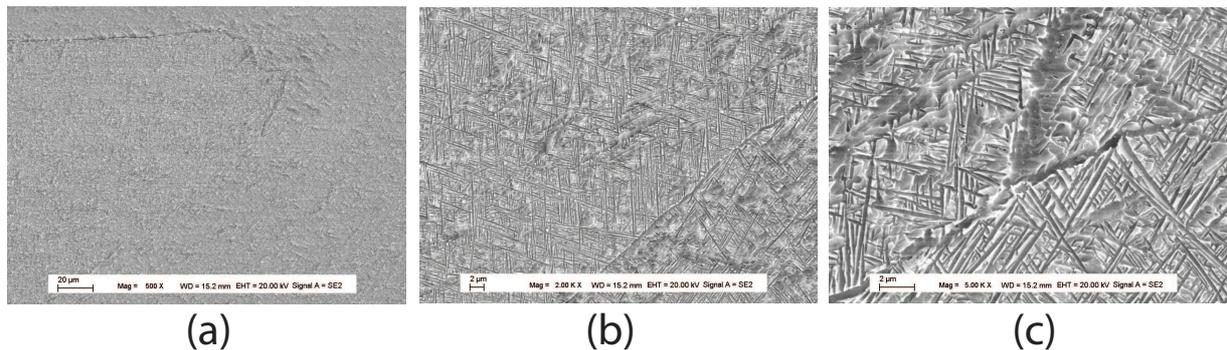


FIGURE A.1: Images en microscopie électronique à balayage de la surface d'un échantillon de Ti17 après attaque chimique. Les images (a), (b) et (c) correspondent à trois niveaux de grandissement de plus en plus fort. Ces images ont été réalisées avec l'aide de Sun Fan au laboratoire de métallurgie de Chimie Paris.

La microstructure est composée de lamelles de phase α allongées sur quelques micromètres. Sur l'image A.1, elles sont géométriquement orientées suivant deux directions, différentes d'un grain à l'autre. Des zones d'aspect rugueux sont également observées. Elles sont probablement dues à une attaque chimique trop forte. Ces clichés par microscopie électronique indiquent que la surface de l'échantillon de Ti17 est microstructurée. Les lamelles observées jouent un rôle de réseaux, responsable du contraste inter-macrozones très fort observé en microscopie optique. Ceci pourrait être vérifié en mesurant la réponse optique du matériau sous différents angles et polarisations de la lumière incidente. Par ailleurs, l'orientation géométrique des lamelles est liée à l'orientation initiale du grain β lors du processus

de forge. Cela indique que le joint observé, correspondant à deux macrozones distinctes, est lié aux ex-grains β .

A.2 Calcul de l'ouverture effective dans le cas d'un transducteur plan

L'ouverture effective $\widehat{O}(x, y)$ dans l'expression 2.25 s'exprime à partir de l'ouverture réelle $O(u, v)$ du transducteur sous la forme :

$$\widehat{O}^E(x, y) = \left(O(x, y) \exp\left(\mathbf{j} \frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}\right) \right) \otimes \otimes \exp\left(-\mathbf{j} \frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}\right) \quad (\text{A.1})$$

$$\widehat{O}^E(x, y) = \iint O(x, y) \exp\left(\mathbf{j} \frac{\pi(u^2 + v^2)}{\lambda z}\right) \exp\left(-\mathbf{j} \frac{\pi((x-u)^2 + (y-v)^2)}{\lambda z}\right) dudv \quad (\text{A.2})$$

Soit :

$$\widehat{O}(x, y) = \exp\left(-\mathbf{j} \frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}\right) \iint O(u, v) \exp\left(\mathbf{j} \frac{2\pi(xu + yv)}{\lambda z}\right) dudv \quad (\text{A.3})$$

L'ouverture est le produit de deux fonctions "Porte" représentant un transducteur de forme rectangulaire de taille $2a$ et $2b$.

$$O(x, y) = \Pi^a(x) \Pi^b(y) \quad (\text{A.4})$$

$$\int \Pi^a(x) \exp\left(\mathbf{j} \frac{2\pi xu}{\lambda z}\right) dx = \int_{-a}^a \exp\left(\mathbf{j} \frac{2\pi xu}{\lambda z}\right) dx = 2a \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi ua}{\lambda z}\right) \quad (\text{A.5})$$

D'où l'expression de l'ouverture effective $\widehat{O}(x, y)$:

$$\widehat{O}(x, y) = \exp\left(-\mathbf{j} \frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}\right) 2a \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi xa}{\lambda z}\right) 2b \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi yb}{\lambda z}\right) \quad (\text{A.6})$$

A.3 Résolution de l'intégrale d'intensité rétrodiffusée par méthode Monte Carlo

La détermination de l'intensité par l'équation 2.14 nécessite de calculer une intégrale d'ordre 6. À notre connaissance, aucune solution exacte simple de cette intégrale n'existe.

A.3. RÉSOLUTION DE L'INTÉGRALE D'INTENSITÉ RÉTRODIFFUSÉE PAR MÉTHODE MONTE CARLO

Le logiciel Mathematica n'a pas été en mesure de proposer une expression utilisable de cette intégrale. Le temps de calcul des méthodes de résolution d'intégrale sur une grille de N points évoluent en N^k , avec k l'ordre de l'intégrale. À l'ordre 6, le temps de calcul devient très prohibitif si on souhaite calculer l'intégrale avec une précision raisonnable. Ainsi, nous avons choisi une résolution par méthode Monte Carlo. Cette méthode permet de calculer une intégrale par calcul d'une moyenne. Soit I l'intégrale à calculer, exprimée sous la forme :

$$I = \int g(x)f_X(x)dx \quad (\text{A.7})$$

avec g une fonction et f_X la densité de probabilité de la variable aléatoire X . I correspond à l'espérance de $g(X)$ et peut être calculée par :

$$I = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M g(X_i) \quad (\text{A.8})$$

Avec M un nombre de points fixés et X_i la i ème réalisation de X . Le calcul d'intégrale est donc transformé en calcul de moyenne.

L'intégrale d'intensité rétrodiffusée est constituée de 4 intégrales sur un domaine fini, et de deux intégrales impropres. Les distributions de probabilité des intégrales impropres sont des lois gaussiennes, correspondant à la fonction de corrélation du milieu. Celles des intégrales sur un support fini sont des lois uniformes correspondant à l'ouverture de la barrette ou la taille des éléments. Dans le cas d'un transducteur focalisé dans sa grande dimension mais plan sur la hauteur des éléments, les deux intégrales impropres s'écrivent sous la forme :

$$i_2 = \iint f(u)g(v)e^{-\frac{(u \cos(\theta) + v \sin(\theta))^2 L_x^2}{2}} e^{-\frac{(-u \sin(\theta) + v \cos(\theta))^2 L_y^2}{2}} dudv \quad (\text{A.9})$$

Avec :

$$f^{x_1, x_2}(u) = \Pi^a(x_1 - u) \Pi^a(x_2 - u) \quad (\text{A.10})$$

$$g^{y_1, y_2}(v) = \exp\left(-\frac{j\pi}{\lambda z}(y_1 - v)^2\right) \text{sinC}\left(\frac{2\pi}{\lambda z}(y_1 - v)b\right) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda z}(y_2 - v)^2\right) \text{sinC}\left(\frac{2\pi}{\lambda z}(y_2 - v)b\right) \quad (\text{A.11})$$

$$L_x = \frac{2\pi l_x}{\lambda z} \quad (\text{A.12})$$

A.3. RÉSOLUTION DE L'INTÉGRALE D'INTENSITÉ RÉTRODIFFUSÉE PAR MÉTHODE MONTE CARLO

$$L_y = \frac{2\pi l_y}{\lambda z} \quad (\text{A.13})$$

Pour appliquer la méthode de Monte-Carlo, il faut simplifier les fonctions gaussiennes pour les ramener à une loi normale centrée réduite. Par changement de variable on trouve :

$$i_2 = \frac{2\pi}{L_x L_y} \iint f\left(\frac{A}{L_x} \cos(\theta) - \frac{B}{L_y} \sin(\theta)\right) g\left(\frac{A}{L_x} \sin(\theta) + \frac{B}{L_y} \cos(\theta)\right) e^{-\frac{A^2}{2}} e^{-\frac{B^2}{2}} \frac{1}{2\pi} dA dB \quad (\text{A.14})$$

Cette intégrale s'exprime sous la forme :

$$i_2 = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_i \frac{2\pi}{L_x L_y} f\left(\frac{A_i}{L_x} \cos(\theta) - \frac{B_i}{L_y} \sin(\theta)\right) g\left(\frac{A_i}{L_x} \sin(\theta) + \frac{B_i}{L_y} \cos(\theta)\right) \quad (\text{A.15})$$

Avec A_i et B_i tirés dans une distribution normale centrée réduite. Dans l'expression finale constituée de 6 intégrales, i_2 est considérée comme une fonction de x_1, x_2, y_1, y_2 , car les fonction f et g sont paramétrées par ces quantités.

Il s'agit alors de résoudre :

$$I = \iiint_{-a}^a \iiint_{-b}^b i_2(x_1, x_2, y_1, y_2) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \quad (\text{A.16})$$

Soit :

$$I = (2a)^2 (2b)^2 \iiint_{-\infty}^{\infty} \iiint_{-\infty}^{\infty} i_2(x_1, x_2, y_1, y_2) \Pi^a(x_1) \Pi^a(x_2) \Pi^b(y_1) \Pi^b(y_2) \frac{1}{(2a)^2 (2b)^2} dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \quad (\text{A.17})$$

Les fonctions portes représentent des distributions de probabilité uniformes sur le domaine $[-a, a]$ ou $[-b, b]$;

L'expression de l'intégrale sous forme de somme est :

$$I = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_i (2a)^2 (2b)^2 i_2(x_1^i, x_2^i, y_1^i, y_2^i) \quad (\text{A.18})$$

L'intégrale globale s'exprime alors sous la forme :

$$I = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_i \frac{2\pi (2a)^2 (2b)^2}{L_x L_y} f^{x_1^i, x_2^i} \left(\frac{A_i}{L_x} \cos(\theta) - \frac{B_i}{L_y} \sin(\theta) \right) g^{y_1^i, y_2^i} \left(\frac{A_i}{L_x} \sin(\theta) + \frac{B_i}{L_y} \cos(\theta) \right)$$

L'avantage de cette méthode est l'indépendance du temps de calcul avec le nombre d'intégrales successives. Cependant, la vitesse de convergence de l'algorithme est plus faible $O(\frac{1}{\sqrt{N}})$ que celle des algorithmes déterministes classiques (Trapèzes, Simpsons) en $O(\frac{1}{N})$.

A.4 Impact de la taille des fenêtres pour le calcul de la proportion de diffusion simple

L'étude de l'impact de la taille de fenêtre sélectionnée pour calculer la proportion de diffusion simple est présentée ici. Les données ont été enregistrées sur une forêt de tiges, à l'aide d'un transducteur de 128 éléments, centrés à 3.5 MHz, de 0.417 mm de pas. La proportion de diffusion simple a été calculée dans la bande de fréquence [3,4] MHz et pour une distance sonde-échantillon de 90 mm.

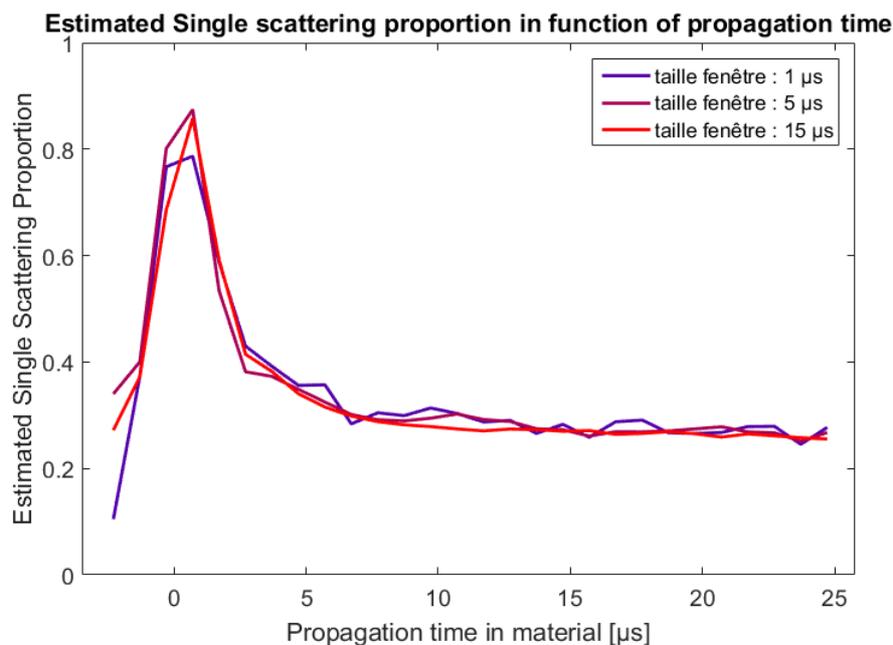


FIGURE A.2: Proportion de diffusion simple enregistrée dans une forêt de tiges dans la bande de fréquence [3,4] MHz. La distance sonde-échantillon est de 90 mm.

Quelque soit la taille de la fenêtre considérée, l'allure des courbes est similaire. Au temps long, c'est à dire après 10 μs dans cet exemple, la diffusion multiple est prédominante. Les matrices évaluées sont aléatoires donc la taille de fenêtre n'a pas d'influence sur le résultat. Au temps courts, la proportion de diffusion simple est inférieure dans le cas de petites fenêtres. En effet, si la fenêtre est trop courte, elle ne prend pas en compte tous les chemins de diffusion simple existant. La proportion de diffusion simple est sous-estimée. Pour une fenêtre très longue, ici 15 μs , la courbe est beaucoup plus lisse que pour les autres

fenêtres : la proportion de diffusion simple a été calculée dans la bande [3,4] MHz, il y a donc beaucoup plus de points permettant de moyennner la courbe si la fenêtre est longue.

A.5 Filtre de diffusion multiple développé initialement par Alexandre Aubry

Pour effectuer le filtrage proposé par Aubry, il est commode d'effectuer une rotation de la matrice K_{ij} . On parle ici d'une rotation physique de la matrice, c'est à dire le fait de tourner la matrice, et pas d'une rotation dans l'espace vectoriel dans lequel elle est exprimée. En pratique, cette rotation s'effectue en définissant les sous matrices carrées A_1 et A_2 de taille respective $2M - 1$ et $2M - 2$:

$$A_1 = a_1[u, v] = k[u + v - 1, v - u + 2M - 1] \quad (\text{A.20})$$

$$A_2 = a_1[u, v] = k[u + v, v - u + 2M - 1] \quad (\text{A.21})$$

avec $M = (N + 3)/4$. Soit A l'une des deux matrices obtenues précédemment, A est la somme d'une contribution de diffusion simple A^S et d'une contribution de diffusion multiple A^M , soit :

$$A = A^S + A^M \quad (\text{A.22})$$

Le changement de coordonnées associé à la rotation à 45° de la matrice $K(x_i, x_j) \rightarrow (y_u, y_v)$ est :

$$y_u = \frac{x_i - x_j}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.23})$$

$$y_v = \frac{x_i + x_j}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.24})$$

Dans cette base, la contribution de diffusion simple de A s'écrit comme :

$$\alpha_{uv}^S(T, f) = \Pi_v \times \frac{\exp(j2kR)}{R} \exp\left[jk \frac{y_u^2}{2R}\right] \quad (\text{A.25})$$

avec

$$\Pi_v = \sum_{d=1}^{Nd} A_d \exp\left[jk \frac{(y_v - \sqrt{2}X_d)^2}{2R}\right] \quad (\text{A.26})$$

A.5. FILTRE DE DIFFUSION MULTIPLE DÉVELOPPÉ INITIALEMENT PAR ALEXANDRE AUBRY

La matrice A présente une cohérence complètement déterminée suivant l'indice des lignes u . Chaque colonne est multipliée par un nombre complexe aléatoire. La matrice A est donc de rang 1.

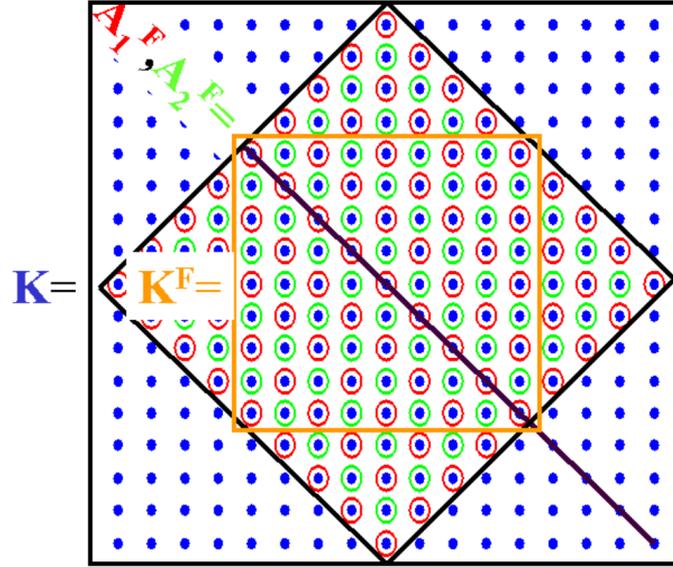


FIGURE A.3: Principe de rotation de la matrice inter-élément et définition des matrices A_1 et A_2 . (Extrait de [4])

Pour séparer la contribution de diffusion simple du reste de la matrice, le filtrage consiste à projeter les colonnes de la matrice A sur l'espace caractéristique de la diffusion simple, engendré par le vecteur S défini par :

$$s_u = \frac{1}{\sqrt{L}} \exp \left[jk \frac{y_u^2}{2R} \right] \quad (\text{A.27})$$

Ce vecteur correspond à l'expression de la matrice A dans une hypothèse de diffusion simple. La présence du terme \sqrt{L} au dénominateur assure la normalisation de S . Le vecteur ligne résultant de cette projection est :

$$P = S^\dagger A \quad (\text{A.28})$$

de coordonnées :

$$p_v = \sum_{u=1}^L s_u^* a_{uv}^S + \sum_{u=1}^L s_u^* a_{uv}^M = \sqrt{L} \frac{\exp(j2kR)}{R} \Pi_v + \sum_{u=1}^L s_u^* a_{uv}^M \quad (\text{A.29})$$

La matrice filtrée s'exprime comme :

$$A^F = SP = SS^\dagger A = A^S + SS^\dagger A^M \quad (\text{A.30})$$

A.6. IMPACT DE LA PRÉSENCE D'UNE INTERFACE PLANE SUR LA LOI DE PHASE DE L'ESTIMATEUR DE DIFFUSION SIMPLE

La matrice filtrée est la somme de la matrice associée au phénomènes de diffusion simple et à un résidu de diffusion multiple non orthogonal à l'espace de projection.

A.6 Impact de la présence d'une interface plane sur la loi de phase de l'estimateur de diffusion simple

Cette annexe établit l'expression de la loi diffusion simple utilisée en présence d'un échantillon comportant une interface plane. Les calculs sont réalisés dans l'approximation paraxiale.

Formalisation du problème

Le but est de calculer la contribution de diffusion simple d'un ensemble de diffuseurs à la réponse inter éléments. Le calcul est subdivisé en deux étapes :

- Le calcul des distances parcourues par l'onde lors de chemins de diffusion simple
- La factorisation du terme déterministe et du terme aléatoire

À la différence de la situation en milieu homogène, l'interface change les chemins mis en jeu et donc le calcul de leurs distances, et rend ainsi plus difficile la factorisation. Il s'agit dans un premier temps de calculer la position des points x' et x'' afin d'en déduire la longueur des chemins parcourus par les ondes.

La figure A.4 montre l'impact de l'interface sur la réfraction des rayons acoustiques.

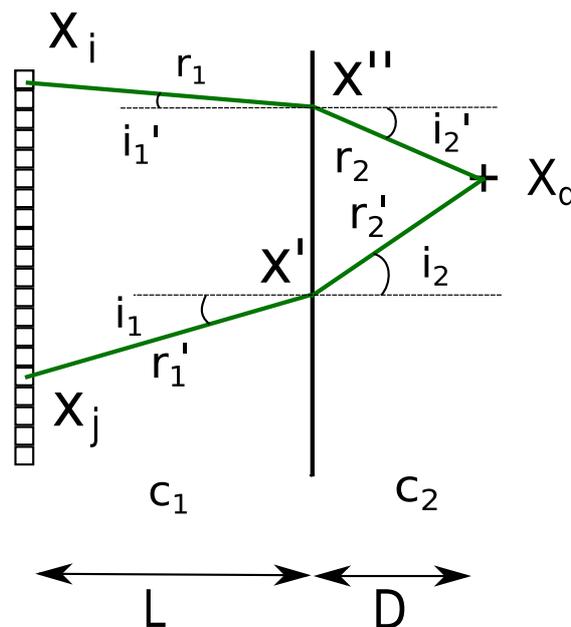


FIGURE A.4: Impact de la présence d'une interface sur la réfraction des rayons acoustiques

A.6. IMPACT DE LA PRÉSENCE D'UNE INTERFACE PLANE SUR LA LOI DE PHASE DE L'ESTIMATEUR DE DIFFUSION SIMPLE

Dans l'hypothèse paraxiale, les angles sont supposés petits et les fonctions sinus peuvent être remplacées par des fonctions tangente permettant d'approximer la loi de Descartes par :

$$\frac{\sin(i_1)}{c_1} = \frac{\sin(i_2)}{c_2} \iff \frac{i_1}{c_1} = \frac{i_2}{c_2} \iff \frac{\tan(i_1)}{c_1} = \frac{\tan(i_2)}{c_2} \quad (\text{A.31})$$

D'où :

$$\tan(i_1) = \frac{x' - x_i}{L} \quad \tan(i_2) = \frac{X_d - x'}{D} \quad (\text{A.32})$$

avec L la distance source-interface et D la distance interface-diffuseur. La loi de Descartes après simplification s'exprime :

$$\frac{x' - x_i}{c_1 L} = \frac{X_d - x'}{c_2 D} \quad (\text{A.33})$$

D'où :

$$x' - x_i = \frac{c_1 L (X_d - x_i)}{c_1 L + c_2 D} \quad (\text{A.34})$$

$$x' - X_d = \frac{c_2 D (x_i - X_d)}{c_1 L + c_2 D} \quad (\text{A.35})$$

Une fois la quantité x' déterminée, les distances s'expriment par :

$$r_1 = L \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{c_1 L + c_2 D} (x_i - X_d) \right)^2 \right) \quad (\text{A.36})$$

$$r_2 = D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_2}{c_1 L + c_2 D} (x_i - X_d) \right)^2 \right) \quad (\text{A.37})$$

De même pour le deuxième chemin :

$$r'_1 = L \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{c_1 L + c_2 D} (x_j - X_d) \right)^2 \right) \quad (\text{A.38})$$

$$r'_2 = D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_2}{c_1 L + c_2 D} (x_j - X_d) \right)^2 \right) \quad (\text{A.39})$$

Expression de la contribution de diffusion simple

La matrice inter-élément prend en compte les quatre chemins entre l'émetteur i et le récepteur j . Elle s'écrit sous la forme :

$$k_{ij}^S \propto \sum_{d=1}^{N_d} A_d \exp \left[j2\pi \frac{f}{c_1} r_1 \right] \exp \left[j2\pi \frac{f}{c_2} r_1' \right] \exp \left[j2\pi \frac{f}{c_1} r_2 \right] \exp \left[j2\pi \frac{f}{c_2} r_2' \right] \quad (\text{A.40})$$

Par injection des expressions des distances, on obtient :

$$k_{ij}^S \propto \exp \left[j2\pi f \left(\frac{2L}{c_1} + \frac{2D}{c_2} \right) \right] \sum_{d=1}^{N_d} A_d \exp \left[j2\pi f \frac{(x_i - X_d)^2}{2(c_1 L + c_2 D)} \right] \exp \left[j2\pi f \frac{(x_j - X_d)^2}{2(c_1 L + c_2 D)} \right] \quad (\text{A.41})$$

L'équation précédente se sépare en un terme déterministe et un terme gaussien :

$$k_{ij}^S \propto \underbrace{\exp \left[j2\pi f \left(\frac{2L}{c_1} + \frac{2D}{c_2} \right) \right] \exp \left[j2\pi f \frac{(x_i - x_j)^2}{4(c_1 L + c_2 D)} \right]}_{\text{Terme déterministe}} \underbrace{\sum_{d=1}^{N_d} A_d \exp \left[j2\pi f \frac{(x_i + x_j - 2X_d)^2}{4(c_1 L + c_2 D)} \right]}_{\text{Terme aléatoire}} \quad (\text{A.42})$$

Cette expression est de la même forme que dans le cas homogène. L'interface introduit simplement une différence de distance effective du terme déterministe en modifiant la vitesse du milieu et la trajectoire du rayon. Ce modèle a été appliqué pour calculer la proportion de diffusion simple dans le cas des billettes de titane.

A.7 Algorithme numérique de focalisation à travers une interface courbe

La calcul de la loi de focalisation dans un milieu de vitesse homogène consiste en l'application du théorème de Pythagore. En présence d'une interface, le calcul est plus complexe. La situation est présentée en figure A.5.

Le but est de calculer le chemin parcouru par l'onde entre l'élément émetteur et le point focal. Le temps de parcours de ce chemin est la somme des chemins dans le milieu 1 et dans le milieu 2, et s'écrit :

$$t = \frac{\sqrt{(x - x')^2 + D^2}}{c_1} + \frac{\sqrt{(x')^2 + L^2}}{c_2} \quad (\text{A.43})$$

A.7. ALGORITHME NUMÉRIQUE DE FOCALISATION À TRAVERS UNE INTERFACE COURBE

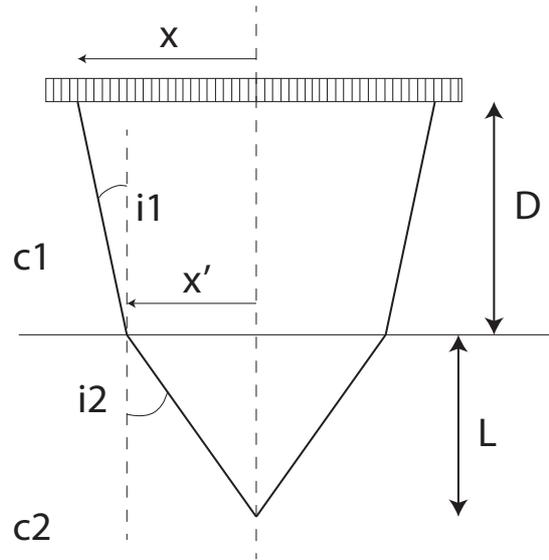


FIGURE A.5: Focalisation d'une onde émise par un transducteur multi-éléments dans un milieu de vitesse c_1 et focalisée dans un milieu de vitesse c_2 .

Le principe de Fermat impose que le chemin suivi physiquement par l'onde minimise le temps de propagation, ce qui revient à utiliser les lois de Snell-Descartes :

$$\frac{x - x'}{c_1 \sqrt{(x - x')^2 + D^2}} = \frac{x'}{c_2 \sqrt{(x')^2 + L^2}} \quad (\text{A.44})$$

Cette équation en x' est résolue par un algorithme numérique fournissant une solution approchée x'_{min} . Cette solution est ensuite injectée dans l'équation A.43 pour obtenir :

$$t_{min} = \frac{\sqrt{(x - x'_{min})^2 + D^2}}{c_1} + \frac{\sqrt{(x'_{min})^2 + L^2}}{c_2} \quad (\text{A.45})$$

Le cas plus complexe d'une interface de forme quelconque est traité en section 4.3.2. Le calcul des chemins physiquement réalisés donne directement la loi de retard à utiliser pour focaliser dans le milieu. Cet algorithme a été appliqué dans les cas d'interfaces planes, elliptiques et circulaires. La figure A.6 illustre les lois de retard utilisées pour ces diverses formes d'interface.

A.8. DÉTERMINATION DE LA LOI DE PHASE NUMÉRIQUE DES MATRICES INTER-ÉLÉMENTS

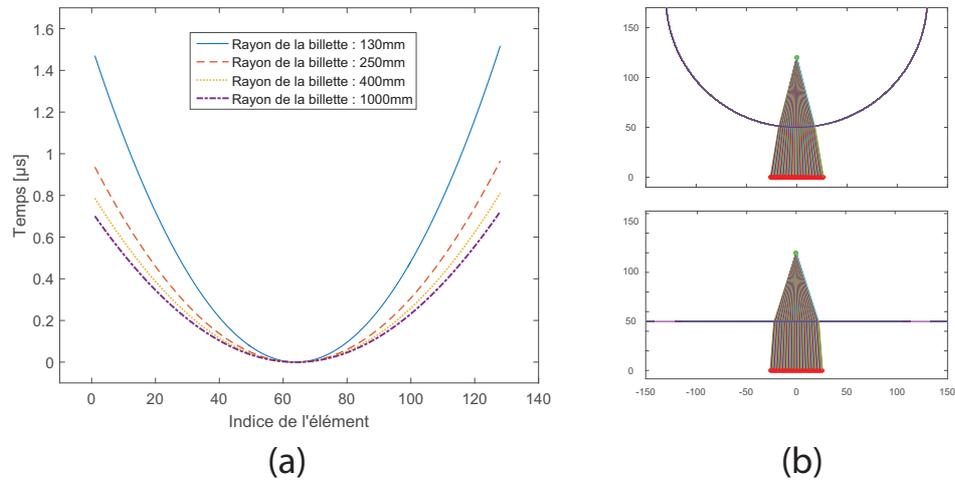


FIGURE A.6: (a) Loi de retard utilisée pour focaliser à travers des interfaces courbées. (b) Exemple de faisceaux focalisés à travers une interface plane et une interface circulaire.

A.8 Détermination de la loi de phase numérique des matrices inter-éléments

Dix réalisations de la loi de phase calculée par la méthode générant la matrice inter-élément à partir de plusieurs diffuseurs sont visibles en figure A.7 : les courbes présentent une oscillation d'amplitude modérée mais l'une d'elles est fortement décroissante.

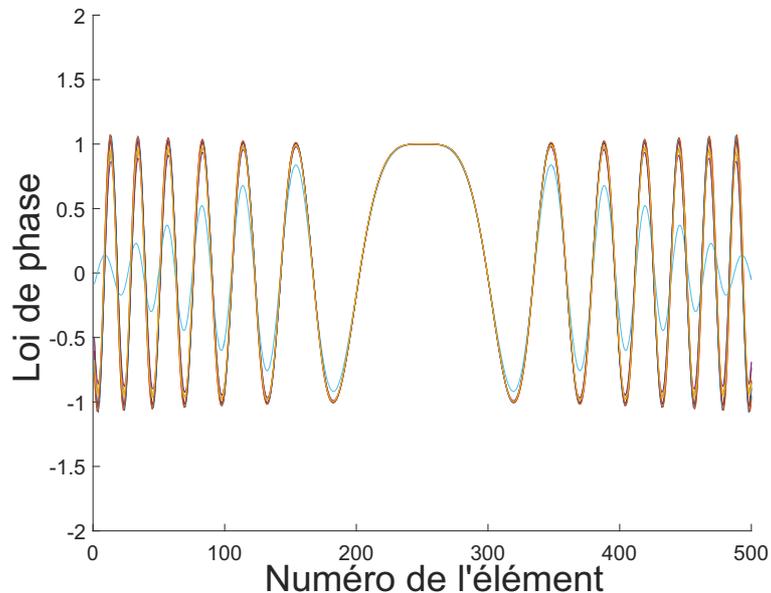


FIGURE A.7: Dix réalisations de la loi de phase calculées à partir de matrices inter-élément générées avec 500 diffuseurs.

A.8. DÉTERMINATION DE LA LOI DE PHASE NUMÉRIQUE DES MATRICES
INTER-ÉLÉMENTS

Résumé

Le but de cette thèse est d'étudier la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux présentant des diffuseurs allongés, et plus particulièrement les alliages de titane comportant des macrozones. Cette étude est menée à l'aide d'un dispositif expérimental constitué d'un transducteur multi-éléments linéaire en rotation autour de son axe, piloté par une électronique multivoie programmable. Le champ rétrodiffusé par un milieu à diffuseurs allongés présente une cohérence spatiale anisotrope et nous montrons que l'intensité rétrodiffusée par un tel milieu dépend de l'orientation du transducteur dans le plan perpendiculaire à la direction d'insonification. Cette dépendance permet de déterminer la direction d'élongation des macrozones, leur taille caractéristique, et de réduire le bruit de structure lors d'un contrôle ultrasonore. Une cartographie en trois dimensions de la direction locale des macrozones est ainsi réalisable en employant deux faisceaux ultrasonores focalisés en un même point selon deux directions différentes. Afin de déterminer le régime de diffusion aux fréquences usuelles de contrôle, nous avons développé, à partir des travaux de thèse d'Alexandre Aubry (UPMC 2008), un indicateur du niveau de diffusion multiple : l'estimateur de la proportion de diffusion simple. Il permet de démontrer que la diffusion multiple est importante dans les alliages de TA6V et Ti17. Nous avons de plus étendu cette méthode au cas d'interfaces eau/solide complexes suffisamment régulières. Enfin, nous proposons une nouvelle visualisation des résultats de simulations de forge permettant d'observer la direction réelle des macrozones et de mieux concevoir les plans de contrôle.

Abstract

This manuscript is devoted to the study of ultrasonic wave propagation in complex media composed of elongated scatterers, and specifically titanium alloys comprising macrozones. This study is carried out using a linear phased array probe rotating around its axis and driven by a multi-channel programmable amplifier. The ultrasonic field backscattered by elongated scatterers presents an anisotropic spatial coherence and we show that the intensity backscattered by such a medium depends on the angle between scatterers elongation direction and the orientation of the probe in the plane perpendicular to the insonified direction. This dependence allows to determine the macrozones elongation direction and size, and to reduce the structural noise during a non-destructive evaluation. A three dimensional cartography of local elongation direction of macrozones is achievable by using two beams focused at the same point but with different directions of incidence. In order to assess the scattering regime at conventional testing frequencies, we developed a multiple scattering measure : the single scattering proportion estimator, based on Alexandre Aubry's PhD thesis (UPMC 2008). Applied on TA6V and Ti17 alloys, it showed strong multiple scattering. We further extended this estimator to the case of water/solid complex interfaces. Lastly, we proposed a new visualization of forging simulation results, allowing to directly observe the real macrozones elongation direction and to better design inspection procedures.