



HAL
open science

Propagation des ultrasons en milieu hétérogène et anisotrope : application à l'évaluation des propriétés d'élasticité et d'atténuation d'aciers moules par centrifugation et de soudures en Inconel

Pape Arago Bodian

► **To cite this version:**

Pape Arago Bodian. Propagation des ultrasons en milieu hétérogène et anisotrope : application à l'évaluation des propriétés d'élasticité et d'atténuation d'aciers moules par centrifugation et de soudures en Inconel. Autre. INSA de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ISAL0024 . tel-00679694

HAL Id: tel-00679694

<https://theses.hal.science/tel-00679694>

Submitted on 16 Mar 2012

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

PROPAGATION DES ULTRASONS EN MILIEU HETEROGENE ET
ANISOTROPE :
APPLICATION A L'EVALUATION DES PROPRIETES D'ELASTI-
CITE ET D'ATTENUATION D'ACIERS MOULES PAR CENTRIFU-
GATION ET DE SOUDURES EN INCONEL

Présentée devant
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir
Le grade de docteur

École doctorale : École doctorale Matériaux de Lyon

Par
Pape Arago BODIAN

Soutenue le 23 Mars 2011 devant la Commission d'examen

Jury MM.

Rapporteurs	: Pr. R. ELGUERJOURA	Université du Maine (LAUM)
	Pr. J. MOYSAN	Université de la Méditerranée (LCND)
Président	: Pr. C. ARISTEGUI	Université de Bordeaux 1 (I2M)
Examineurs	: Dr. B. CHASSIGNOLE	EDF R&D
Directeurs	: Pr. J. COURBON	INSA de Lyon (MATEIS)
	Dr. P. GUY	INSA de Lyon (MATEIS)

Laboratoire de recherche MATEIS de l'INSA de Lyon

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quadriennal 2007-2010

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://sakura.cpe.fr/ED206 M. Jean Marc LANCELIN Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université Claude Bernard Lyon 1 Bât CPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 Fax : lancelin@hikari.cpe.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://www.insa-lyon.fr/eea M. Alain NICOLAS Insa : C. PLOSSU ede2a@insa-lyon.fr Secrétariat : M. LABOUNE AM. 64.43 – Fax : 64.54	M. Alain NICOLAS Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 eea@ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2 M. Jean-Pierre FLANDROIS Insa : H. CHARLES	M. Jean-Pierre FLANDROIS CNRS UMR 5558 Université Claude Bernard Lyon 1 Bât G. Mendel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49 06 07 53 89 13 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ Sec : Safia Boudjema M. Didier REVEL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Cardiologique de Lyon Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69500 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr M. Alain MILLE	M. Alain MILLE Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44 82 94 Fax 04 72 43 13 10 infomaths@bat710.univ-lyon1.fr - alain.mille@liris.cnrs.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON M. Jean Marc PELLETIER Secrétariat : C. BERNAVON 83.85	M. Jean Marc PELLETIER INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE M. Jean Louis GUYADER Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12	M. Jean Louis GUYADER INSA de Lyon Laboratoire de Vibrations et Acoustique Bâtiment Antoine de Saint Exupéry 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.18.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 mega@lva.insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* M. OBADIA Lionel Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.88 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

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

REMERCIEMENTS

Les résultats présentés dans ce manuscrit de thèse n'auraient jamais pu avoir lieu sans l'aide et le soutien très précieux de plusieurs personnes. Ce travail est réalisé au sein du groupe Durabilité, Ultrasons, Structures Intelligentes (DUSI) du laboratoire MATériaux Ingénierie et Science (MATEIS) de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon en collaboration avec le département MMC d'EDF R&D Les Renardières.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mes deux directeurs de thèse Philippe Guy, Joël Courbon, pour avoir dirigé ces travaux et pour m'avoir confié ce sujet de thèse très passionnant. J'exprime ma reconnaissance pour leurs aides si précieuses, leurs intérêts et leurs disponibilités. Toutes leurs compétences, leurs qualités humaines m'ont beaucoup servi au cours de ces trois courtes années.

Je tiens à remercier Mr. Rachid El Guerjouma, professeur à l'Université du Maine et Mr. Joseph Moysan, professeur à l'Université de la Méditerranée d'avoir accepté d'examiner en tant que rapporteurs ce travail.

Je remercie également Mr Christophe Aristegui professeur à université de Bordeaux 1, d'avoir accepté de faire partir de ce jury et surtout de le présider.

Je tiens à témoigner ma gratitude à Dr. Bertrand Chassignole, Loic Doudet, Olivier Dupond et à Fabienne Rupin. Je les remercie pour leurs disponibilités, leurs explications, et leurs conseils précieux qu'ils m'ont donnés pendant toute cette période de thèse.

Ma sympathie va à tous les Permanents et doctorants que j'ai côtoyés pendant ces trois années de thèse et plus particulièrement : Thomas Monnier, Lucien Deville, Vincent Carmona, Stéphanie Deschanel, Natalie Godin, Florent Philip, Wafa Ben Rhouma, Emmanuel Maillet, Elie Racle, Xiaodong Deng.

Je remercie également très chaleureusement tout le personnel du secrétariat (Viviane Chassergue, Concetta Contet, Sandrine Gonnet, Antonia Riccobene, Erika Sattler et Corinne Payen) pour leurs disponibilités et leurs gentillesse.

Mes dernières pensées vont à toute ma famille au sens large (Mes parents- Mes frères et ma sœur, Mes oncles et Mes tantes, Mes grands Parents), mes ami(e)s et surtout ma femme Maïmouna N'Diaye Bodian pour leurs encouragements et leurs soutiens.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	13
PARTIE 1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	17
1 PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES DANS LES MATERIAUX ANISOTROPES ET HETEROGENES	19
<i>Introduction</i>	19
1.1 <i>Comportement des ultrasons dans les matériaux anisotropes</i>	19
1.2 <i>Equation de propagation</i>	20
1.3 <i>Résolution du problème direct</i>	27
1.4 <i>Contrôlabilité ultrasonore des soudures à structures polycristallines anisotropes et hétérogènes : état de l'art</i>	28
<i>Conclusion</i>	31
2 DETERMINATION ULTRASONORE DES CONSTANTES D'ELASTICITE.....	33
<i>Introduction</i>	33
2.1 <i>Détermination des constantes d'élasticité par contact direct</i>	33
2.2 <i>Détermination des constantes d'élasticité par immersion</i>	35
2.2.1 Principe de la méthode d'optimisation	36
2.2.2 Optimisation globale.....	38
2.2.3 Les différentes classes d'algorithmes d'optimisation	39
2.2.4 Les algorithmes génétiques	41
2.2.5 Comparaison des performances de deux algorithmes.....	44
<i>Conclusion</i>	47
3 ATTENUATION ULTRASONORE : ETAT DE L'ART	49
<i>Introduction</i>	49
3.1 <i>Définition de l'atténuation ultrasonore</i>	49
3.2 <i>Évaluation de l'atténuation par une méthode dite « classique »</i>	51
3.2.1 Mesure de l'atténuation au contact.....	51
3.2.2 Mesures de l'atténuation sans contact en immersion	52
3.3 <i>Méthode par décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes</i>	54
3.4 <i>Synthèse</i>	58
PARTIE 2 MONTAGE EXPERIMENTAL ET MATERIAUX ETUDIES	61
4 MONTAGE EXPERIMENTAL	63
<i>Introduction</i>	63
4.1 <i>Dispositif expérimental de mesure des vitesses en incidence variable</i>	63
4.1.1 Dispositif expérimental.....	63
4.1.2 Repère de travail	65
4.1.3 Mesure de vitesse en incidence oblique.....	66
4.1.4 Géométrie des éprouvettes	73
4.1.5 Validation sur un échantillon connu.....	73
4.2 <i>Dispositif expérimental de mesure d'atténuation et traitement</i>	74
4.2.1 Dispositif expérimental.....	74
4.2.2 Séparation des ondes et traitements numériques	78
<i>Conclusion</i>	79
5 MATERIAUX ETUDIES : PRESENTATION DES MAQUETTES	81
<i>Introduction</i>	81
5.1 <i>Echantillons en Inconel 600®</i>	81
5.2 <i>Echantillons de soudure en Inconel 182®</i>	82
5.3 <i>Aciers austéno-ferritiques moulés par centrifugation</i>	86
5.3.1 Matériau TMV	87
5.3.2 Matériau U746	87
5.3.3 Prélèvements des échantillons	88
<i>Conclusion</i>	89
PARTIE 3 VALIDATION DES MODELES ET RESULTATS	91
6 METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION DU PROBLEME INVERSE	93
<i>Introduction</i>	93
6.1 <i>Modèle de la fonction vitesse</i>	93
6.2 <i>Validation du processus d'optimisation</i>	97

<i>Conclusion</i>	100
7 VALIDATIONS VITESSES ET CIJ	101
<i>Introduction</i>	101
7.1 <i>Résultats pour un échantillon en Inconel 600®</i>	101
7.2 <i>Résultats pour les échantillons prélevés dans une soudure en Inconel 182</i>	105
7.3 <i>Résultats pour les échantillons en acier austénoferritique moulé par centrifugation</i>	112
7.3.1 <i>Matériau TMV</i>	112
7.3.2 <i>Matériau U746</i>	117
<i>Conclusion</i>	121
8 ATTENUATION	123
<i>Introduction</i>	123
8.1 <i>Calcul du coefficient de transmission en incidence quelconque</i>	123
8.2 <i>Méthode de mesure de l'atténuation des ondes longitudinales et des ondes transversales</i>	125
8.3 <i>Vérification du code de calcul</i>	128
8.4 <i>Résultats de mesure d'atténuation des ondes longitudinales</i>	130
8.4.1 <i>Atténuation des ondes longitudinales dans l'échantillon d'Inconel 600®</i>	130
8.4.2 <i>Atténuation des ondes longitudinales dans les échantillons d'Inconel 182</i>	131
8.4.3 <i>Atténuation des ondes longitudinales dans les échantillons en acier austénoferritique moulé par centrifugation</i>	133
8.5 <i>Résultats de mesure d'atténuation des ondes transversales</i>	136
8.5.1 <i>Atténuation des ondes transversales dans l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600®</i>	137
8.5.2 <i>Atténuation des ondes transversales dans des échantillons anisotropes en Inconel 182</i>	138
8.5.3 <i>Atténuation des ondes transversales dans les échantillons en acier austénoferritique moulé par centrifugation</i>	141
<i>Conclusion</i>	144
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....	145
BIBLIOGRAPHIE.....	149
ANNEXE.....	161
<i>Annexe 1 : Définition des angles d'Euler</i>	163
<i>Annexe 2 : Formule donnant la vitesse des ultrasons dans l'eau en fonction de la température</i> ...	165

LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1-1 : Polarisation et vecteur d'onde des modes de propagation</i>	19
<i>Figure 1-2 : Polarisations des ondes</i>	23
<i>Figure 1-3 : Illustration de la déviation entre la direction du faisceau ultrasonore se propageant à la vitesse de groupe et la direction de la vitesse de phase [ROK 1992]</i>	26
<i>Figure 1-4 : Sections des surfaces des lenteurs caractéristiques des ondes QL et QT_V dans le plan principal (\vec{x}_2, \vec{x}_3) et construction des vecteurs d'ondes réfléchis et réfractés à l'interface entre un matériau isotrope et un matériau anisotrope</i>	27
<i>Figure 1-5 : Surface des vitesses dans le repère principal</i>	27
<i>Figure 1-6 : Surface des vitesses dans un repère quelconque</i>	27
<i>Figure 1-7 : Macrographie d'une soudure en acier inoxydable austénitique [CHA 2000]</i>	28
<i>Figure 1-8 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde longitudinale en fonction de la fréquence [AHM 1996]</i>	31
<i>Figure 1-9 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde longitudinale en fonction de la direction de propagation [AHM 1996]</i>	31
<i>Figure 1-10 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde transversale en fonction de la fréquence [AHM 1996]</i>	31
<i>Figure 1-11 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde transversale en fonction de la direction de propagation [AHM 1996]</i>	31
<i>Figure 2-1 : Coupe progressive d'un échantillon pour des mesures de vitesses ultrasonores au contact [DEW 1977]</i>	34
<i>Figure 2-2 : Coupe d'un échantillon en bois à 26 facettes pour des mesures de vitesses ultrasonores au contact [FRA 1996]</i>	34
<i>Figure 2-3 : Dispositif expérimental de mesure de vitesses ultrasonores [DUB 1996]</i>	36
<i>Figure 2-4 : Principe d'identification des constantes d'élasticité et angles d'Euler</i>	37
<i>Figure 2-5 : Organigramme d'un algorithme génétique</i>	42
<i>Figure 2-6 : Opération de mutation</i>	42
<i>Figure 2-7 : Opération de croisement</i>	43
<i>Figure 2-8 : Fonction d'Ackley</i>	45
<i>Figure 2-9 : Initialisation lointaine (2748s)</i>	45
<i>Figure 2-10 : Initialisation sur un minimum local (2914s)</i>	45
<i>Figure 2-11 : Initialisation proche du minimum global (34s)</i>	45
<i>Figure 2-12 : Illustration de résultats d'optimisation avec un algorithme génétique (A-B-C)</i>	46
<i>Figure 3-1 : Atténuation en fonction des 3 domaines fréquentiels</i>	50
<i>Figure 3-2 : Dispositif expérimental de mesure d'atténuation par contact</i>	52
<i>Figure 3-3 : Dispositif expérimental de mesure en mode échographique</i>	53
<i>Figure 3-4 : Image du faisceau incident (représentation en C-Scan)</i>	55
<i>Figure 3-5 : Exemple d'un signal sur un point du C-Scan</i>	55
<i>Figure 3-6 : Dispositif expérimental [PLO 2006]</i>	55
<i>Figure 3-7 : Amplitude spectrale du faisceau incident à la fréquence 2.25MHz</i>	56
<i>Figure 3-8 : Décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques</i>	57
<i>Figure 3-9 : Exemple de découpe d'échantillons dans une soudure en acier inoxydable austénitique pour la mesure d'atténuation en incidence normale [PLO 2006]</i>	58
<i>Figure 4-1 : Schéma du dispositif expérimental</i>	63
<i>Figure 4-2 : Système mécanique</i>	64
<i>Figure 4-3 : Principe de mesure de vitesse en simple transmission</i>	65
<i>Figure 4-4 : Repère de travail</i>	66
<i>Figure 4-5 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 1. [HSU 1992]</i>	69
<i>Figure 4-6 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 2. [HSU 1992]</i>	69

Figure 4-7 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 3. [HSU 1992].....	69
Figure 4-8 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 4. [HSU 1992].....	69
Figure 4-9 : Principe de mesure de la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau.....	70
Figure 4-10 : Erreur relative sur la vitesse en fonction de L/D [ZHA 2002].....	73
Figure 4-11 : Comparaison des mesures de vitesses obtenues avec deux montages différents ([CHA 2000] (— plan 0, --- plan 90), mesure (\square plan 0, \circ plan 90)).	74
Figure 4-12 : C-Scan (79*81) points par pas de 1mm pour un capteur de fréquence centrale 2.25 MHz et de diamètre 2.54 cm.....	76
Figure 4-13 : Image du faisceau transmis en incidence normale sur un échantillon quasi isotrope.....	77
Figure 4-14 : Image du faisceau transmis en incidence normale sur un échantillon anisotrope.....	77
Figure 4-15 : Image du faisceau transmis pour une incidence de 17° sur un échantillon quasi isotrope.....	78
Figure 4-16 : Image du faisceau transmis pour une incidence de 17° sur un échantillon anisotrope.....	78
Figure 4-17 : Exemple de signal détecté (Ascan) à deux points différents de la cartographie.....	79
Figure 4-18 : cartographie du faisceau transmis pour une incidence de 19° (deux échos détectés).....	79
Figure 4-19 : Origine des deux échos.....	79
Figure 4-20 : Onde Transversale 1 ^{ère} écho.....	79
Figure 5-1 : Micrographie de l'échantillon après attaque à l'acide orthophosphorique (H_3PO_4) [FEU 2009].	81
Figure 5-2 : Caractéristiques du moule de soudage en Inconel 182.	82
Figure 5-3 : Observation macrographique dans le plan (TV).....	83
Figure 5-4 : Observation macrographique dans le plan (SV).....	83
Figure 5-5 : Prélèvement des échantillons dans le bloc 1581A1.....	84
Figure 5-6 : Variations de la vitesse de phase des ondes quasi-longitudinales (QL) et des ondes quasi-transversales à polarisation verticale (QTV) en fonction de l'angle faisceau/grain pour les trois jeux de constantes d'élasticité de la littérature.....	85
Figure 5-7 : Variations de l'angle de déviation du flux d'énergie des ondes quasi-longitudinales en fonction de l'angle faisceau/grain pour les trois jeux de constantes d'élasticité de la littérature.....	86
Figure 5-8 : Macrographie axiale réalisée sur la coulée TMV – épaisseur 66 mm.	87
Figure 5-9 : Macrographies réalisées sur la coulée U746 – épaisseur 68.5 mm.....	88
Figure 5-10 : délimitation des échantillons sur les macrographies pour les mesures de vitesse.....	88
Figure 5-11 : prélèvements des échantillons pour les mesures de vitesse.....	89
Figure 6-1 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOZ.	94
Figure 6-2 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOZ.	94
Figure 6-3 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan YOZ.....	94
Figure 6-4 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan YOZ.....	94
Figure 6-5 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOY.	95
Figure 6-6 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOY.	95
Figure 6-7 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOZ (pas de désorientations).....	96
Figure 6-8 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOZ (avec désorientation).	96
Figure 6-9 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan YOZ (pas de désorientations).....	96
Figure 6-10 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan YOZ (avec désorientation).	96
Figure 6-11 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOY (pas de désorientations).....	96
Figure 6-12 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOY (avec désorientation).	96

<i>Figure 6-13 : Comparaison vitesses expérimentales (\square-[CHA 2000], X-[BOD 2010]) et vitesses simulées (—) sur un échantillon référencé D717coe.....</i>	<i>97</i>
<i>Figure 7-1 : Vitesses de propagation des ondes longitudinales dans trois plans différents pour un échantillon prélevé dans une barre forgée en Inconel 600®.....</i>	<i>102</i>
<i>Figure 7-2 : Vitesses de propagation des ondes transversales dans trois plans différents pour un échantillon prélevé dans une barre forgée en Inconel 600®.....</i>	<i>102</i>
<i>Figure 7-3 : Vitesses mesurées en fixant l'angle d'incidence et en faisant varier le plan d'incidence... 103</i>	<i>103</i>
<i>Figure 7-4 : Comparaison entre les vitesses expérimentales (puce) et les vitesses théoriques (trait plein).</i>	<i>104</i>
<i>Figure 7-5 : (A) Vitesses de propagation des ondes quasi-transversales mesurées pour deux angles d'incidence fixe (20° et 22°), (B) Représentation en coordonnées polaires de l'écart de vitesse pour les deux angles d'incidence (20° et 22°)</i>	<i>105</i>
<i>Figure 7-6 : (A) Vitesses de propagation des ondes quasi-transversales mesurées pour deux angles d'incidence fixe (-21° et 21°), (B) Représentation en coordonnée polaire de l'écart de vitesse pour les deux angles d'incidence (-21° et 21°).....</i>	<i>106</i>
<i>Figure 7-7 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théoriques (trait plein) et expérimentales (puce) pour l'échantillon CU1 dans trois plans d'incidence 0-45-90.....</i>	<i>107</i>
<i>Figure 7-8 : Ecart des constantes d'élasticité entre les échantillons CU1 et CU2.....</i>	<i>108</i>
<i>Figure 7-9 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théoriques (trait plein) et expérimentales (puce) pour l'échantillon CU2 dans trois plans d'incidence 0-45-90.....</i>	<i>109</i>
<i>Figure 7-10 : Comparaison des vitesses quasi-transversales théoriques et expérimentales pour un angle d'incidence fixe de 23° en fonction du plan d'incidence.</i>	<i>109</i>
<i>Figure 7-11 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théoriques (trait plein) et expérimentales (puce) et dans trois plans d'incidence 0-45-90.....</i>	<i>110</i>
<i>Figure 7-12 : Comparaison des vitesses quasi-transversales expérimentale (puce) et théorique (ligne) dans le plan 0.....</i>	<i>111</i>
<i>Figure 7-13 : Comparaison des vitesses quasi-transversales théorique (ligne) et expérimentale (puce) et dans le plan 90.....</i>	<i>111</i>
<i>Figure 7-14 : courbes de vitesse – zone colonnaire du matériau TMV.....</i>	<i>113</i>
<i>Figure 7-15 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théorique (ligne) et expérimentale (puce) dans les trois plans d'incidence 0-45-90.....</i>	<i>115</i>
<i>Figure 7-16 : Courbes de vitesse ultrasonore (OL) – zone équiaxe du matériau TMV.....</i>	<i>115</i>
<i>Figure 7-17 : Courbes de vitesse ultrasonore (OT) – zone équiaxe du matériau TMV.....</i>	<i>116</i>
<i>Figure 7-18 : Ecart (%) des constantes d'élasticité entre les échantillons X3 et X4.....</i>	<i>117</i>
<i>Figure 7-19 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746 (Echantillon X1).....</i>	<i>118</i>
<i>Figure 7-20 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746.....</i>	<i>118</i>
<i>Figure 7-21 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746. Echantillon X4.....</i>	<i>119</i>
<i>Figure 7-22 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746.....</i>	<i>120</i>
<i>Figure 7-23 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale, quasi-transversale (Echantillon X5) et quasi-transversale (Echantillon X6) – matériau U746.....</i>	<i>120</i>
<i>Figure 7-24 : Ecart (%) des constantes d'élasticité entre l'échantillon X5 et X6.....</i>	<i>121</i>
<i>Figure 8-1 : Module du coefficient de transmission total à 2.25MHz</i>	<i>124</i>
<i>Figure 8-2 : Coefficient de transmission à 2.25MHz pour l'échantillon en Inconel 600 en fonction de l'angle d'incidence dans le plan 0°.....</i>	<i>125</i>
<i>Figure 8-3 : Calcul du spectre du faisceau théorique transmis en incidence normale.....</i>	<i>126</i>
<i>Figure 8-4 : Calcul du spectre du faisceau théorique transmis en incidence (20°).....</i>	<i>127</i>
<i>Figure 8-5 : Coefficient de transmission à 2.25MHz pour l'échantillon en Inconel 600 en fonction de l'angle d'incidence dans le plan 0.....</i>	<i>127</i>
<i>Figure 8-6 : Comparaisons théorie-expérience</i>	<i>128</i>
<i>Figure 8-7 : Atténuation globale en fonction de l'orientation des grains (X = [PLO 2006]) (\square= Calcul)</i>	<i>129</i>
<i>Figure 8-8 : Atténuation locale en fonction de l'orientation des grains (X = [PLO 2006]) (\square= Calcul)</i>	<i>129</i>

<i>Figure 8-9 : Atténuation de l'onde longitudinale à 5MHz pour l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600®</i>	130
<i>Figure 8-10 : Spectre du signal référence</i>	130
<i>Figure 8-11 : Coefficient de Transmission Total (TT) de l'échantillon CU1 à la fréquence 2.10MHz.</i> .	131
<i>Figure 8-12 : Position du spectre angulaire de référence dans le plan 90 du coefficient de Transmission Total (TT)</i>	131
<i>Figure 8-13 : Position du spectre de référence dans le plan 0 du coefficient de Transmission Total (TT)</i>	132
<i>Figure 8-14 : Spectre du signal incident dans l'eau (référence)</i>	132
<i>Figure 8-15 : Atténuation de l'onde longitudinale pour des échantillons anisotropes en inconel 182 référencés CU1 (□) et CU3 (+)</i>	132
<i>Figure 8-16 : Atténuation de l'onde longitudinale dans l'Inconel 182 à la fréquence 5MHz pour des incidences de 0° (□), 2°(+) et 5°(o)</i>	133
<i>Figure 8-17 : Signaux transmis en incidence normale par l'échantillon référencé X2 (-----) et par l'échantillon X3 (———)</i>	134
<i>Figure 8-18 : C-Scan du faisceau transmis en incidence normale à la fréquence de 2.25MHz pour les échantillons référencés TMV X2 et TMV X3</i>	134
<i>Figure 8-19 : Atténuation des ondes longitudinale à 2.10MHz pour les échantillons TMV X1 à X3</i>	135
<i>Figure 8-20 : Atténuation des ondes longitudinales en incidence normale pour les échantillons du bloc U746 référencés X3 (□), X4 (◇) et X5 (+)</i>	136
<i>Figure 8-21 : Atténuation de l'onde transversale à 5MHz pour l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600</i>	137
<i>Figure 8-22 : Atténuation de l'onde transversale à 1MHz pour des incidences (21°, 23°)</i>	138
<i>Figure 8-23 : Signal transmis à une incidence de 19° sur un échantillon de soudure en Inconel 182</i> ...	139
<i>Figure 8-24 : Atténuation de l'onde transversale à 21° pour l'échantillon CU1 (--□--) et 20° pour l'échantillon CU3 (--+--)</i>	140
<i>Figure 8-25 : Atténuation de l'onde transversale dans l'Inconel 182 CU2 à la fréquence 5MHz pour des incidences de 17° et 21°</i>	141
<i>Figure 8-26 : C-Scan du faisceau transmis en incidence oblique à la fréquence de 2.25MHz pour les échantillons référencés TMV X2 (structure colonnaire) et TMV X3 (structure équiaxe)</i>	141
<i>Figure 8-27 : Atténuation des ondes quasi-transversales à 2.10MHz pour 3 échantillons du bloc TMV et pour différentes incidences</i>	142
<i>Figure 8-28 : Atténuation des ondes transversales à 2.10MHz pour 3 échantillons du bloc U746 et pour différentes incidences</i>	143

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2-1 : Quelques valeurs codées en binaire et en Gray.....	44
Tableau 5-1 : Composition chimique de la barre B359 en (%).	81
Tableau 5-2 : Composition du métal d'apport pour le moule de soudage en Inconel 182.	82
Tableau 5-3 : Dimensions des échantillons prélevés dans le bloc 1581A1.	84
Tableau 5-4 : Valeurs de constantes d'élasticité trouvées pour l'inconel 182 dans la littérature (en GPa).	85
Tableau 5-5 : Composition chimique du produit (en %).	87
Tableau 5-6 : Composition chimique sur produit (en %).	88
Tableau 6-1 : Angles d'Euler (°).	95
Tableau 6-2 : Constantes d'élasticité d'un échantillon en acier inoxydable austénitique (GPa) et angles d'Euler (°).	98
Tableau 6-3 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) déterminées par optimisation à partir des vitesses ultrasonores simulées (initialisation proche de la solution).	99
Tableau 6-4 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) déterminées par optimisation à partir des vitesses ultrasonores simulées (valeurs d'initialisation éloignées de la solution recherchée)	100
Tableau 7-1 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon en Inconel 600.	104
Tableau 7-2 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour un échantillon en Inconel 182 CU1.	106
Tableau 7-3 : constantes d'élasticité du Tableau 5-2 exprimé dans notre repère de travail.	106
Tableau 7-4 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminés par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon en Inconel 182 référencé CU2.	108
Tableau 7-5 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons en Inconel 182 référencés CU3 et CU4.	110
Tableau 7-6 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X1 et X2.	114
Tableau 7-7 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X3 et X4	116
Tableau 7-8 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon X1.	118
Tableau 7-9 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X2 et X3.	119
Tableau 7-10 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon X4.	119
Tableau 7-11 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X5 et X6.	121

INTRODUCTION GENERALE

Dans le domaine de l'industrie nucléaire, le contrôle par ultrasons des composants métalliques des circuits primaire et secondaire des centrales à réacteur à eau pressurisée constitue un enjeu majeur.

En effet les microstructures polycristallines de ces composants peuvent être à l'origine de perturbations significatives lors de la propagation du faisceau ultrasonore. Certaines microstructures sont susceptibles de fortement diffuser l'onde ultrasonore lorsque la taille de grain est proche de celle de la longueur d'onde. On observe en particulier une forte atténuation et un bruit de structure significatifs qui font sensiblement chuter le rapport signal sur bruit, d'où une remise en cause des performances en détection de défaut. Les soudures en acier inoxydable austénitique ou en alliages à base nickel présentent par ailleurs des structures anisotropes et hétérogènes, qui en plus des problèmes de diffusion, peuvent générer des déviations et des divisions du faisceau ultrasonore.

Enfin, les aciers austéno-ferritiques moulés par centrifugation présentent des structures mixtes, avec pour certaines couches des grains colonnaires et pour d'autres couches des structures grossières. Ces phénomènes limitent les performances des méthodes ultrasonores et compliquent l'interprétation des résultats. Leurs utilisations s'avèrent toutefois nécessaires pour compléter les informations fournies par la radiographie, qui est efficace pour la détection des défauts mais pas pour leur localisation en profondeur ni leur dimensionnement. D'où l'intérêt d'utiliser la simulation pour améliorer la compréhension des phénomènes et réaliser des études paramétriques sur l'influence des propriétés microstructurales sur la propagation ultrasonore. Des codes ont été développés dans cet objectif (logiciel CIVVA du CEA, logiciel ATHENA d'EDF) mais cela nécessite de disposer de données d'entrée pertinentes, notamment en ce qui concerne les propriétés des matériaux.

Des approches ont alors été proposées, basées sur une caractérisation fine des matériaux, avec notamment deux propriétés essentielles à caractériser : les constantes d'élasticité (et les angles d'Euler si le matériau est anisotrope) et les coefficients d'atténuation.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet mené à EDF R&D et qui a notamment pour enjeux :

- d'améliorer les connaissances sur l'influence des caractéristiques métallurgiques des matériaux anisotropes et hétérogènes sur la propagation ultrasonore ;
- d'améliorer les performances des codes de calcul afin d'obtenir à terme des résultats théoriques les plus représentatifs possibles des données expérimentales. En effet, les outils de simulation permettraient d'une part de limiter le nombre de maquettes expérimentales dans les projets de R&D et d'autre part d'aider à l'interprétation de phénomènes ultrasonores complexes observés lors de contrôles sur site.

Ce travail de thèse consistera à adapter les méthodes existantes de mesures par ultrasons et de mettre au point de nouvelles méthodes, afin de remonter aux propriétés des matériaux polycristallins, à savoir les constantes d'élasticité, les angles d'Euler et l'atténuation.

En particulier, ce travail portera sur le développement d'un système expérimental original permettant de déterminer, sur une même éprouvette, d'une part les constantes d'élasticité et

d'autre part l'atténuation selon une direction de propagation quelconque. L'autre intérêt de ce dispositif est qu'il doit permettre de travailler au-delà de l'angle critique longitudinal et donc de mesurer les propriétés d'atténuation des ondes quasi-transversales.

Ce manuscrit de thèse est structuré en trois grandes parties qui comportent chacune plusieurs chapitres.

La première partie du mémoire, scindée en trois chapitres, est consacrée à une étude bibliographique.

Le chapitre I est consacré à la théorie générale sur la propagation des ondes dans les matériaux anisotropes et sur la résolution du problème direct, à savoir le calcul des vitesses de propagation à partir des constantes d'élasticité.

Le chapitre II présente les différentes méthodes permettant de déterminer les constantes d'élasticité à partir des mesures de vitesses ultrasonores. Dans ce chapitre nous insisterons sur l'obtention des constantes par optimisation globale en présentant le principe de la procédure d'optimisation (résolution du problème inverse). Nous discuterons aussi des différents types d'algorithmes utilisés pour la résolution du problème inverse en montrant leurs avantages et leurs limites. Pour terminer ce chapitre nous montrerons l'intérêt de l'utilisation de l'algorithme génétique pour la résolution du problème inverse.

Enfin, le dernier chapitre de cette partie (le chapitre III) est consacré à l'état de l'art sur les mesures d'atténuation. Dans ce chapitre nous rappelons d'abord brièvement les principes de mesure de l'atténuation ultrasonore après avoir donné les mécanismes qui sont à l'origine de ce phénomène dans le cas des matériaux métalliques polycristallins. Nous aborderons ensuite la mesure de l'atténuation par les méthodes classiques mais aussi par des méthodes plus évoluées. Ce chapitre se termine par une synthèse qui nous guide dans le choix de la méthode la plus adaptée pour la détermination de l'atténuation dans les matériaux étudiés dans cette thèse.

La deuxième partie du manuscrit présente, quant à elle, le dispositif expérimental développé pendant la thèse et la description des matériaux étudiés.

Le chapitre IV est dédié au montage expérimental conçu pendant cette thèse. Nous montrerons que ce dispositif unique permet d'une part d'effectuer des mesures de vitesse en transmission et en incidence variable et d'autre part d'effectuer des mesures d'atténuation. Les procédures de réglages du dispositif expérimental seront notamment décrites.

Le chapitre V présente les différents échantillons étudiés, la manière dont les échantillons sont prélevés sur les maquettes et la géométrie de nos échantillons.

La troisième partie du manuscrit qui présente les modèles, les validations numériques, les résultats sur la résolution du problème inverse et les mesures d'atténuation est divisée en trois chapitres.

Le chapitre VI est consacré à la description du modèle de calcul de vitesse à partir des constantes d'élasticité et des angles d'Euler. Une validation de la fonction

est proposée par comparaison avec des données de la littérature. Dans ce chapitre une validation du processus d'optimisation est effectuée sur des vitesses simulées à partir des constantes d'élasticité et des angles d'Euler.

Le repère de travail indiquant le positionnement des échantillons sur le dispositif expérimental est défini au début du chapitre VII. Après cette définition du repère, des résultats de mesures expérimentales de vitesses ultrasonores et la détermination des constantes d'élasticité et des angles d'Euler sont présentés pour plusieurs échantillons de l'étude.

Dans le chapitre VIII des résultats de mesure d'atténuation ultrasonore d'ondes quasi-longitudinales et quasi-transversales sont présentés pour les différents échantillons de l'étude après la description de la méthode de calcul du coefficient de transmission à partir des constantes d'élasticité.

La conclusion permettra de synthétiser l'ensemble des résultats obtenus et d'énoncer des perspectives à ce travail.

Partie 1 Etude bibliographique

Face à la roche, le ruisseau l'emporte toujours, non pas par la force mais par la persévérance.

[H. Jackson Brown]

1 Propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux anisotropes et hétérogènes

Introduction

Les ultrasons sont des vibrations élastiques, de fréquence comprise entre 20 kHz et 100 MHz, qui se propagent dans des milieux fluides ou solides. L'onde ultrasonore subit plusieurs phénomènes tels que la réflexion, la réfraction, la diffusion et l'interférence. Elle est caractérisée par sa longueur d'onde, c'est-à-dire la distance parcourue par l'onde pendant une période. Une onde ultrasonore se propageant dans un milieu déterminé peut aussi être caractérisée d'une part par sa célérité, d'autre part par la perte d'énergie qu'elle subit par unité de longueur de milieu traversé, c'est-à-dire par un coefficient d'absorption.

C'est de ce double point de vue que nous aborderons le problème.

Dans ce chapitre nous présenterons la théorie de la propagation des ondes ultrasonores dans des matériaux anisotropes. Ensuite nous aborderons la résolution du problème direct à partir d'une symétrie choisie. Nous terminerons ce chapitre par l'exposé de l'état de l'art sur l'étude de la contrôlabilité ultrasonore des structures anisotropes et hétérogènes.

1.1 Comportement des ultrasons dans les matériaux anisotropes

Il existe deux modes de propagation dans un solide en général. Pour le mode longitudinal ou de compression, les particules du milieu se déplacent parallèlement à la direction de propagation [DIE 1974]. Le passage d'une onde longitudinale plane fait varier la distance entre deux plans parallèles donc le volume occupé par un nombre donné de particules varie, ce qui engendre des fronts de compression-dilatation.

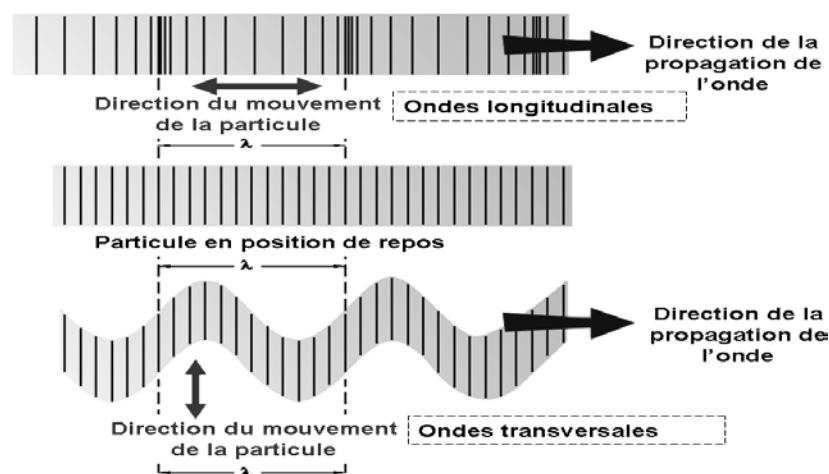


Figure 1-1 : Polarisation et vecteur d'onde des modes de propagation

Dans le deuxième mode, dit transversal ou de cisaillement, les particules du milieu vibrent suivant l'axe perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde (le déplacement des particules est alors perpendiculaire au vecteur d'onde). Dans ce mode de propagation, le volume occupé par un nombre donné de particules ne varie pas [DIE 1974].

Dans la suite nous nous intéresserons à ces deux types d'ondes de volume pour la détermination des constantes d'élasticité, des angles d'Euler et de l'atténuation des matériaux.

Suivant l'anisotropie du matériau, l'onde ultrasonore a un comportement plus ou moins différent. Ce comportement est dû à l'interaction entre l'onde et la microstructure du matériau, autrement dit l'anisotropie est due aux structures internes du matériau qui présentent une certaine orientation.

Dans le cas le plus général, lorsqu'une onde ultrasonore plane, est envoyée en incidence oblique sur l'interface plane séparant un liquide d'un solide anisotrope, elle donne naissance à trois ondes transmises (une quasi-longitudinale et deux quasi-transversales) dans le milieu de réfraction et une onde longitudinale réfléchie dans le milieu d'incidence.

1.2 Equation de propagation

L'insonification d'un matériau anisotrope élastique par une onde ultrasonore crée des déplacements de particules $u_i(x_k, t)$ qui varient au cours du temps.

Ces déplacements de particules entraînent une variation des déformations et donc une variation des contraintes. La loi de comportement, appelée loi de Hooke, qui relie les contraintes aux déformations s'écrit :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (1.1)$$

où T_{ij} est le tenseur des contraintes internes de rang deux et c_{ijkl} est un tenseur de rang quatre appelé tenseur des constantes élastiques ou rigidités élastiques qui possède 81 éléments dans un espace 3D.

La relation reliant le tenseur des déformations ε_{kl} au vecteur de déplacement est :

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (1.2)$$

Etant donné que les tenseurs des contraintes et des déformations sont symétriques, la permutation des deux premiers indices ou des deux derniers laisse les c_{ijkl} inchangées.

$$c_{ijkl} = c_{jikl} \text{ et } c_{ijkl} = c_{ijlk} \quad (1.3)$$

$$c_{ijkl} = C_{mn}$$

On voit donc que l'on peut représenter le tenseur de rang quatre des constantes d'élasticité par une matrice 6x6 symétrique. Par conséquent le nombre maximum de constantes indépendantes est de 21 dans le cas le plus anisotrope (système triclinique). Si la symétrie du matériau augmente, le nombre de constantes indépendantes diminue. Pour un milieu iso-

trope ce nombre se réduit à deux : en utilisant la notation contractée, la loi de Hooke prend la forme suivante:

$$T_m = C_{mn} \varepsilon_n \quad m, n = 1, 2, \dots, 6.$$

Avec

$$C_{mn} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ & & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ & sym & & & C_{55} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

L'application du principe fondamental de la dynamique sur une unité de volume du milieu insonifié de masse volumique ρ (la force de pesanteur est négligée) permet d'obtenir la relation suivante :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.5)$$

L'introduction de la loi de Hooke dans l'équation (1.5) permet d'obtenir l'équation de propagation pour les petits déplacements définie par :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.6)$$

L'équation générale de propagation est valable pour un milieu d'anisotropie quelconque. La solution de cette équation, sous forme d'une onde plane progressive se propageant à une vitesse de phase V_φ de vecteur d'onde $\vec{k} = k \cdot \vec{n}$, de polarisation \vec{U} , peut s'écrire :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{U} G \left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{x}}{V_\varphi} \right) \quad (1.7)$$

V_φ est la vitesse de phase, \vec{n} est le vecteur unitaire de la direction de propagation et perpendiculaire au plan d'onde.

L'équation (1.7) a pour composantes :

$$u_i = U_i G \left(t - \frac{n_j r_j}{V_\varphi} \right) \quad (1.8)$$

En présence d'atténuation le vecteur d'onde devient complexe [PLO 2006] et s'exprime alors :

$$\vec{k}^* = \left(\frac{\omega}{V_\varphi} - i\alpha \right) \vec{n} \quad (1.9)$$

où α est le coefficient d'atténuation positif.

En reportant la relation (1.8) dans l'équation (1.6) nous obtenons l'équation :

$$\rho V_\varphi^2 U_i = c_{ijkl} n_j n_k U_l \quad (1.10)$$

appelée équation de Christoffel [DIE 1974] [DUC 2000b].

En posant $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ et $U_i = \delta_{il} U_l$, δ_{il} étant le symbole de Kronecker, on obtient :

$$\left(\rho V_\varphi^2 \delta_{il} - \Gamma_{il} \right) U_l = 0 \quad (1.11)$$

Les composants du tenseur de Christoffel s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= C_{11}n_1^2 + C_{66}n_2^2 + C_{55}n_3^2 + 2C_{16}n_1n_2 + 2C_{15}n_1n_3 + 2C_{56}n_2n_3 \\ \Gamma_{22} &= C_{66}n_1^2 + C_{22}n_2^2 + C_{44}n_3^2 + 2C_{26}n_1n_2 + 2C_{46}n_1n_3 + 2C_{24}n_2n_3 \\ \Gamma_{33} &= C_{55}n_1^2 + C_{44}n_2^2 + C_{33}n_3^2 + 2C_{45}n_1n_2 + 2C_{35}n_1n_3 + 2C_{34}n_2n_3 \\ \Gamma_{12} &= C_{16}n_1^2 + C_{26}n_2^2 + C_{45}n_3^2 + (C_{12} + C_{66})n_1n_2 + (C_{14} + C_{56})n_1n_3 + (C_{46} + C_{25})n_2n_3 \\ \Gamma_{13} &= C_{15}n_1^2 + C_{46}n_2^2 + C_{35}n_3^2 + (C_{14} + C_{56})n_1n_2 + (C_{13} + C_{55})n_1n_3 + (C_{36} + C_{45})n_2n_3 \\ \Gamma_{23} &= C_{36}n_1^2 + C_{24}n_2^2 + C_{34}n_3^2 + (C_{46} + C_{25})n_1n_2 + (C_{36} + C_{45})n_1n_3 + (C_{23} + C_{44})n_2n_3 \\ \Gamma_{21} &= \Gamma_{12} \\ \Gamma_{31} &= \Gamma_{13} \\ \Gamma_{32} &= \Gamma_{23} \end{aligned} \quad (1.12)$$

L'équation de Christoffel est un système de trois équations à trois inconnues. Ce système a des solutions non nulles si et seulement si les coefficients ont un déterminant nul, c'est-à-dire si :

$$\left| \Gamma_{il} - \rho V_\varphi^2 \delta_{il} \right| = 0 \quad (1.13)$$

Etant donné que le tenseur est symétrique, l'équation admet trois solutions positives différentes pour $\lambda = \rho V_\varphi^2$ donc trois valeurs positives de vitesse de phase $V_{(\varphi,k)}$ ($k=1,2,3$) dans le cas le plus général, car nous sommes en présence d'un polynôme caractéristique de degré trois. Chaque solution est caractérisée par une valeur propre λ et un vecteur propre \vec{U} .

Les composantes du vecteur de polarisation pour chaque vitesse $V_{(\varphi,k)}$ sont obtenues en résolvant le système :

$$\begin{cases} \Gamma_{11}U_1^k + \Gamma_{12}U_2^k + \Gamma_{13}U_3^k = \rho V_{(\varphi,k)}^2 U_1^k \\ \Gamma_{21}U_1^k + \Gamma_{22}U_2^k + \Gamma_{23}U_3^k = \rho V_{(\varphi,k)}^2 U_2^k \\ \Gamma_{31}U_1^k + \Gamma_{32}U_2^k + \Gamma_{33}U_3^k = \rho V_{(\varphi,k)}^2 U_3^k \end{cases} \quad (1.14)$$

Pour $(k = 1, 2, 3)$ nous obtenons les trois directions de polarisation définies par les vecteurs

$$\vec{U}^{(1)} = \begin{pmatrix} U_1^{(1)} \\ U_2^{(1)} \\ U_3^{(1)} \end{pmatrix} \quad \vec{U}^{(2)} = \begin{pmatrix} U_1^{(2)} \\ U_2^{(2)} \\ U_3^{(2)} \end{pmatrix} \quad \vec{U}^{(3)} = \begin{pmatrix} U_1^{(3)} \\ U_2^{(3)} \\ U_3^{(3)} \end{pmatrix}$$

ces vecteurs forment un trièdre direct orthogonal.

Les trois solutions sont représentatives des trois modes de propagation (Figure 1-2). Le mode de compression quasi longitudinale $\vec{U}^{(3)}$ se propage à une vitesse $V_{(\varphi,3)}$ supérieure à celle des deux autres modes de cisaillement quasi transversaux Vertical et Horizontal (si on les qualifie par rapport à leur polarisation) ou lent et rapide (si on s'attache plutôt à comparer leurs vitesses). C'est cette dernière appellation qui va être retenue par la suite car expérimentalement il est plus simple de les différencier en analysant les temps de vol.

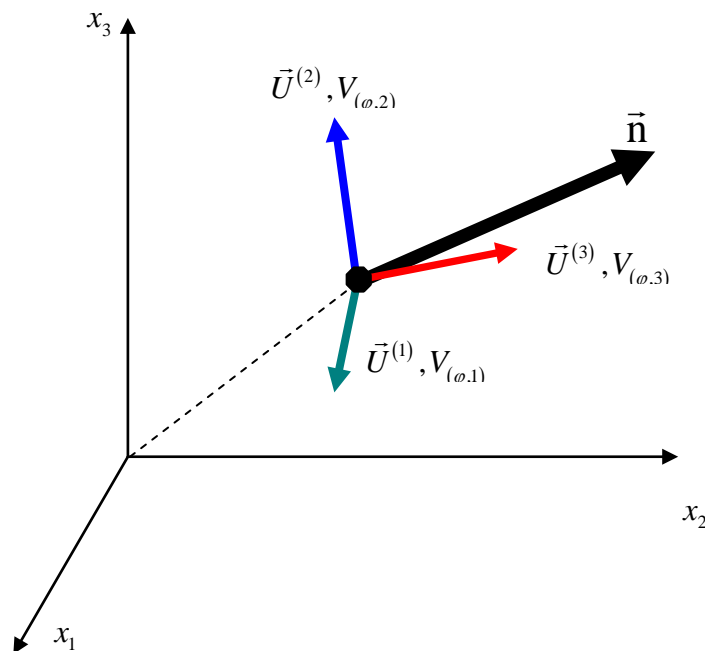


Figure 1-2 : Polarisations des ondes.

Ces trois ondes se propagent dans la même direction à des vitesses différentes et présentent des polarisations perpendiculaires entre elles [DIE 1974].

Ce n'est que suivant certaines directions particulières que les modes seront des modes longitudinaux et transversaux purs.

Dans le cas d'un matériau de symétrie orthotrope (trois plans de symétrie ou plans principaux), le nombre de constantes indépendantes est réduit à 9 et la matrice s'écrit dans le repère principal noté (x_1, x_2, x_3) :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Soit une onde élastique se propageant dans le plan principal (\bar{x}_2, \bar{x}_3) . Elle est caractérisée par :

$$\bar{n} = (0, \sin \vartheta, \cos \vartheta) \text{ avec } \vartheta = (\bar{x}_3, \bar{n})$$

Les composantes du tenseur de Christoffel sont alors :

$$\Gamma = \begin{vmatrix} C_{66} \sin^2 \vartheta + C_{55} \cos^2 \vartheta & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} \sin^2 \vartheta + C_{44} \cos^2 \vartheta & (C_{44} + C_{23}) \sin \vartheta \cos \vartheta \\ 0 & (C_{44} + C_{23}) \sin \vartheta \cos \vartheta & C_{66} \sin^2 \vartheta + C_{55} \cos^2 \vartheta \end{vmatrix} \quad (1.16)$$

La résolution de l'équation aux valeurs propres donne trois solutions distinctes :

$$\begin{aligned} \lambda^{(1)} &= \Gamma_{11} \\ \lambda^{(2)} &= \frac{1}{2} \left(\Gamma_{22} + \Gamma_{33} - \left[(\Gamma_{22} - \Gamma_{33})^2 + 4\Gamma_{23}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right) \\ \lambda^{(3)} &= \frac{1}{2} \left(\Gamma_{22} + \Gamma_{33} + \left[(\Gamma_{22} - \Gamma_{33})^2 + 4\Gamma_{23}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Il existe donc bien trois ondes élastiques associées à \bar{n} et pouvant se propager dans un tel milieu. Les trois vitesses de phase sont alors définies par :

$$V_{\varphi}^{(i)} = \left(\lambda^{(i)} / \rho \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.18)$$

La théorie montre donc que pour un milieu anisotrope, les valeurs des vitesses de phase des ondes varient selon la direction de propagation.

Les vecteurs propres normés associés sont définis par [DIE 1974] :

$$\bar{U}^{(1)} = (1, 0, 0) \quad (1.19)$$

$$\vec{U}^{(2)} = \left(0, \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\lambda_2 - \Gamma_{22})^2}{\Gamma_{23}^2}}}, \frac{\lambda_2 - \Gamma_{22}}{\Gamma_{23} \sqrt{1 + \frac{(\lambda_2 - \Gamma_{22})^2}{\Gamma_{23}^2}}} \right) \quad (1.20)$$

$$\vec{U}^{(3)} = \left(0, \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\lambda_3 - \Gamma_{33})^2}{\Gamma_{23}^2}}}, \frac{\lambda_3 - \Gamma_{33}}{\Gamma_{23} \sqrt{1 + \frac{(\lambda_3 - \Gamma_{33})^2}{\Gamma_{23}^2}}} \right) \quad (1.21)$$

La solution (1) (1.19) correspond à l'onde quasi-transversale horizontale polarisée suivant \vec{x}_1 . L'abréviation TH sera utilisée par la suite pour définir cette onde.

La solution (2) correspond à l'onde quasi-transversale verticale polarisée dans le plan (\vec{x}_2, \vec{x}_3) . Cette onde est appelée quasi-transversale car sa polarisation n'est en général pas perpendiculaire à la direction de propagation \vec{n} . L'abréviation TV sera utilisée par la suite pour définir cette onde.

La solution (3) correspond à l'onde quasi-longitudinale polarisée dans le plan (\vec{x}_2, \vec{x}_3) , dont la polarisation est la plus proche de \vec{n} . L'abréviation QL sera utilisée par la suite pour définir cette onde.

Remarques :

Si l'on ne s'intéresse qu'aux deux modes polarisés dans le plan principal (\vec{x}_2, \vec{x}_3) , quatre constantes d'élasticité (C22, C33, C44 et C23) suffisent à décrire la propagation des ondes dans ce plan.

Les vitesses de phase dans le cas général (propagation dans un plan quelconque par exemple) peuvent également être calculées de manière analytique [MOU 1996].

Par ailleurs, la propagation d'une onde élastique est accompagnée d'un transport d'énergie. La vitesse de transport de l'énergie (vitesse de groupe) \vec{V}^e est liée à la vitesse de phase V_φ , solution de l'équation de Christoffel, à la direction de propagation \vec{n} et aux constantes d'élasticité par la relation suivante :

$$V_i^e = c_{ijkl} \frac{U_j U_l n_k}{\rho V_\varphi} \quad (1.22)$$

Cette équation implique par ailleurs la relation suivante :

$$V_\varphi = \vec{V}^e \cdot \vec{n} = V^e \cos \Delta \quad (1.23)$$

Avec Δ : angle de déviation entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe.

Dans un plan non principal l'angle de déviation est donné par la relation :

$$\cos \Delta = \cos \alpha \cos \beta \quad (1.24)$$

β est l'angle entre le rayon énergie et le plan d'incidence.

α est l'angle entre la projection du rayon énergie sur le plan d'incidence et le vecteur qui suit la loi de Snell-Descartes sur la réfraction.

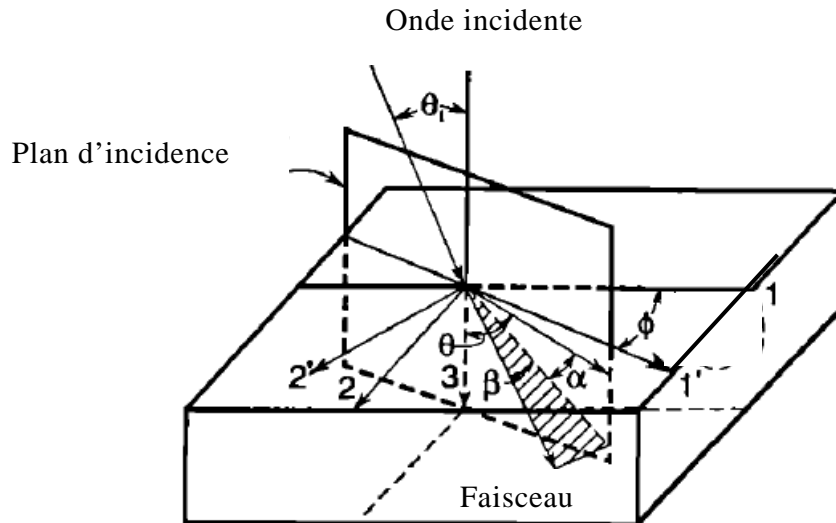


Figure 1-3 : Illustration de la déviation entre la direction du faisceau ultrasonore se propageant à la vitesse de groupe et la direction de la vitesse de phase [ROK 1992].

En incidence normale cette déviation est quasi nulle.

Pour une propagation dans un plan principal, les variations de l'angle Δ sont généralement représentées en fonction de l'angle \mathcal{G} défini comme l'angle entre l'axe d'élongation des grains et la direction de propagation \vec{n} .

Il est d'autre part démontré que la vitesse d'énergie est perpendiculaire en tout point au plan tangent à la surface des lenteurs, définie comme le lieu des extrémités du vecteur $\vec{L} = \vec{n} / V_\phi$ mené d'un point fixe. Le tracé des surfaces des lenteurs permet aussi de déterminer géométriquement les directions des vitesses de phase réfractées et réfléchies à l'interface entre deux milieux par application de la loi de Snell-Descartes (Figure 1-4) :

$$\frac{\sin \mathcal{G}^R}{V(\mathcal{G}^R)} = \frac{\sin \mathcal{G}^T}{V(\mathcal{G}^T)} = \frac{\sin \mathcal{G}^I}{V(\mathcal{G}^I)} \quad (1.25)$$

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

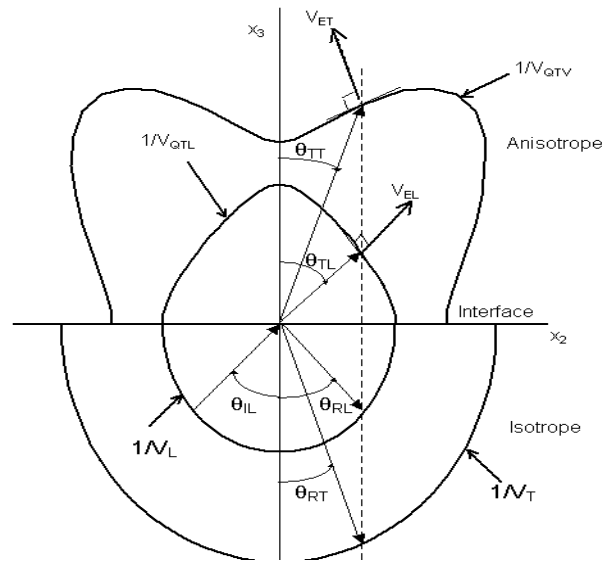


Figure 1-4 : Sections des surfaces des lenteurs caractéristiques des ondes QL et QT_V dans le plan principal (\bar{x}_2, \bar{x}_3) et construction des vecteurs d'ondes réfléchis et réfractés à l'interface entre un matériau isotrope et un matériau anisotrope.

1.3 Résolution du problème direct

Comme nous venons de le voir dans les paragraphes précédents, à partir des caractéristiques d'un matériau il est possible de calculer les vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans une direction quelconque à partir de la relation (1.13).

Dans la suite de ce manuscrit, nous faisons l'hypothèse que les matériaux étudiés présentent une symétrie orthotrope. Les propriétés de ces matériaux peuvent être décrites par 9 constantes indépendantes.

Sur la Figure 1-5 et la Figure 1-6, nous représentons une coupe des surfaces de vitesse pour un matériau orthotrope dans le repère principal (Figure 1-5) et dans un repère quelconque (Figure 1-6).

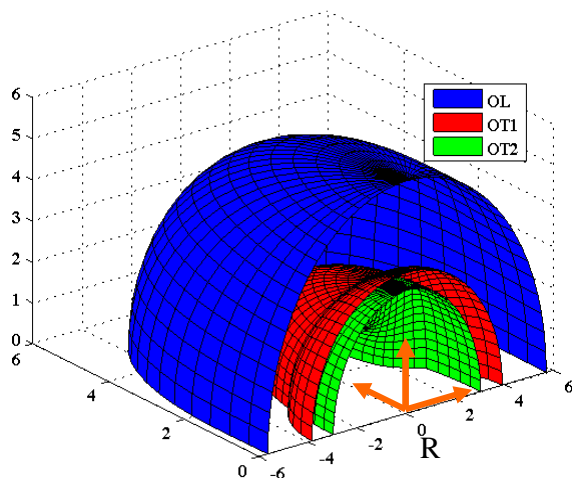


Figure 1-5 : Surface des vitesses dans le repère principal.

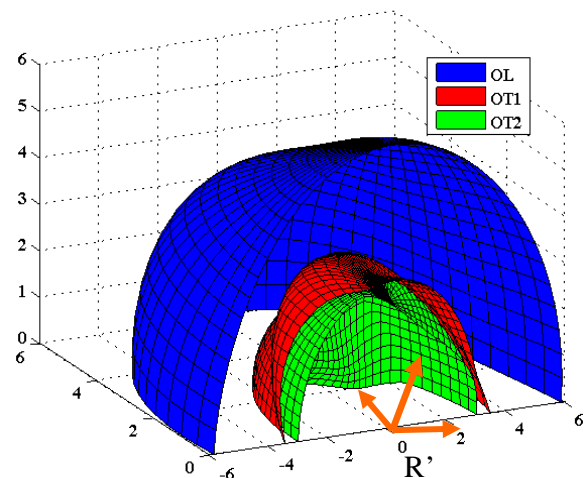


Figure 1-6 : Surface des vitesses dans un repère quelconque.

Ces vitesses sont calculées à partir de la matrice orthotrope issue des travaux d’Ahmed [AHM 1998] (en GPa).

$$C_{mm} = \begin{pmatrix} 250 & 112 & 180 & 0 & 0 & 0 \\ 112 & 250 & 138 & 0 & 0 & 0 \\ 180 & 138 & 250 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 117 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 91.5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 70 \end{pmatrix}$$

En bleu nous obtenons la surface de vitesse de l’onde quasi-longitudinale (OL), en rouge celle de l’onde quasi-transversale rapide (OT1) et en vert la surface de vitesse de l’onde quasi-transversale lente (OT2).

Sur la Figure 1-5 nous observons une symétrie par rapport à l’axe vertical dans le repère (R). Cette symétrie est conservée si l’observation de la Figure 1-6 est effectuée dans un repère (R’), obtenu par rotations du repère (R) suivant les angles d’Euler [Annexe 1].

1.4 Contrôlabilité ultrasonore des soudures à structures polycristallines anisotropes et hétérogènes : état de l’art

Les soudures en acier inoxydable austénitique et en alliages à base nickel des circuits primaire et auxiliaires des réacteurs à eau pressurisée sont caractérisées par une structure de grains colonnaires, dont l’axe d’élongation est parallèle à une direction cristallographique <100> du monocristal de symétrie cubique (Figure 1-7).

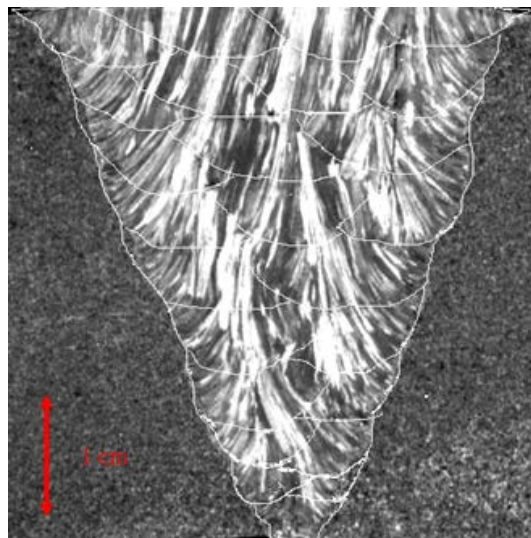


Figure 1-7 : Macrographie d’une soudure en acier inoxydable austénitique [CHA 2000].

Ce mode de solidification particulier conduit à une anisotropie marquée du matériau. Par ailleurs, la structure est également qualifiée d'hétérogène car l'orientation des grains (i.e. l'axe de fibre) varie au sein de la zone soudée.

Lors d'un contrôle par ultrasons de ces structures polycristallines anisotropes et hétérogènes, plusieurs difficultés d'interprétation peuvent être rencontrées. Ces difficultés viennent du fait que la propagation ultrasonore est fortement dégradée par la microstructure. On observe en particulier des déviations et des divisions du faisceau, ainsi qu'une forte atténuation [AHM 1992] [SEL 2000].

Pour mieux comprendre et interpréter les phénomènes ultrasonores complexes, il est de plus en plus fait recours à la simulation numérique. Plusieurs études basées sur la caractérisation de la structure du matériau ont été menées sur des soudures [CHA 2000]. Cette caractérisation passe par l'évaluation des constantes d'élasticité du matériau à structure polycristalline soit par ultrasons (cf. chapitre 2) soit à partir d'analyse de texture cristallographique en diffraction des rayons X. L'atténuation des ondes ultrasonores peut quant à elle être déterminée à partir d'un montage ultrasonore en immersion et en mode de transmission. Dans les études précédentes, les dispositifs expérimentaux ne permettaient que des mesures d'atténuation des ondes longitudinales en incidence normale.

La modélisation de la soudure nécessite d'établir une cartographie de l'orientation des grains. Cette dernière peut être obtenue soit par analyse d'images sur macrographie, soit par application de modèles de croissance cristalline dans des soudures multi-passes. On peut notamment citer le modèle MINA (**M**odelling an**I**sotropy from **N**otebook of Arc welding) qui est limité au soudage à l'électrode enrobée et à des configurations 2D, et qui est basé sur la connaissance d'informations contenues dans le cahier de soudage et de paramètres spécifiques du procédé de soudage [APF 2005] [MOY 2003].

Des codes de simulation complémentaires sont développés pour traiter la problématique du contrôle ultrasonore des matériaux polycristallins à structure anisotrope et hétérogène. D'une part, le code aux éléments finis ATHENA, développé par EDF R&D, permet d'étudier la propagation dans des matériaux anisotropes et hétérogènes ainsi que l'interaction du faisceau avec un défaut de forme complexe. L'intérêt de ce type de code est de permettre la simulation de tous les phénomènes de propagation et d'interaction, y compris les phénomènes de conversions de mode pouvant générer des échos parasites. La prise en compte du phénomène d'atténuation des ondes ultrasonores a été récemment implémentée dans le code [CHA 2009]. Actuellement seule la version 2D du code est opérationnelle. Une extension de ce code permettra de prendre en compte des configurations 3D en termes de géométrie de pièce, de matériau, de défaut et de traducteur. D'autre part le logiciel CIVVA, développé par le CEA, propose des modules de calcul de champ et de calcul d'échos basés sur des formulations semi-analytiques [CAL 2006]. Ces modules permettent de définir des configurations de calcul 3D complexes. Il est possible de prendre en compte les soudures austénitiques, mais des développements et des validations sont encore nécessaires pour traiter l'ensemble des phénomènes de propagation complexes générés par les structures anisotropes hétérogènes de ces matériaux.

La validation de ces logiciels est basée sur des comparaisons entre les résultats de la simulation et des résultats expérimentaux.

Actuellement un code hybride couplant les approches « méthodes aux éléments finis » et « méthodes semi-analytiques » est en cours de développement. Ce code hybride permettra

d'utiliser la complémentarité des deux logiciels de simulation. Le principe général est de choisir le code CIVA pour la génération de l'onde dans le matériau et le code ATHENA pour calculer l'interaction du faisceau avec le défaut [MAH 2009].

Des travaux ont permis d'envisager une modélisation du matériau à l'échelle du grain [SCH 2006] [FEU 2009]. Les paramètres utilisés pour effectuer une modélisation à l'échelle du grain peuvent être obtenus par analyse EBSD (Electron BackScattered Diffraction). Cette analyse permet d'avoir une description locale des orientations cristallographiques et la distribution des tailles de grains.

Suivant la distribution des tailles de grains et leurs orientations le matériau est plus ou moins atténuant. Il existe dans la littérature plusieurs modèles. Nous pouvons citer par exemple le modèle de Hirsekorn qui permet de calculer l'atténuation par diffusion des ondes longitudinales [HIR 1982] et transversales (horizontale-transversale) [HIR 1983] en fonction du diamètre moyen des grains pour n'importe quelle fréquence. Cette atténuation est croissante en fonction de la direction de propagation par rapport à l'axe d'orientation des grains. Il est important de noter que ce modèle est applicable sur des polycristaux avec des grains aléatoirement orientés ou avec des grains ayant une orientation préférentielle. Ce modèle a été élargi dans le cas le plus général par plusieurs auteurs qui prennent en compte non seulement la structure des grains, mais aussi leurs distributions géométriques [STA 1984] [TUR 1999] [PLO 2006]. Ce modèle est aussi appliqué par Ahmed et Thompson ; dans le cas le plus général, l'équation de propagation dans un matériau polycristallin s'écrit.

$$\left[c_{ijkl}^{\zeta}(\vec{r}) u_{kl}^{\zeta}(\vec{r}) \right]_{,j} + \rho^{\zeta}(\vec{r}) \omega^2 u_i^{\zeta}(\vec{r}) = 0 \quad (1.26)$$

$c_{ijkl}^{\zeta}(\vec{r})$, est le tenseur d'élasticité local, $\rho^{\zeta}(\vec{r})$, est la masse volumique, $u_i^{\zeta}(\vec{r})$, est le champ de déplacement dans le matériau [AHM 1996]. L'application de la théorie de Stanke et Kino sur l'équation 1.26 permet d'obtenir l'équation de Christoffel.

$$\left[\Gamma_{ik} - \rho \omega^2 / k^2 \delta_{ik} \right] = \vec{0} \quad (1.27)$$

Avec

$$\Gamma_{ik} = \bar{n}_j \bar{n}_l \left\{ c_{ijkl}^0 + \varepsilon \langle \delta c_{ijkl} \rangle + \varepsilon^2 \int G_{\alpha\gamma}(\vec{s}) \left[W(\vec{r}) e^{ik\vec{s} \cdot \vec{n}} \right]_{,\beta\delta} d^3\vec{s} \right\} \quad (1.28)$$

$\varepsilon \delta c_{ijkl} = c_{ijkl}(\vec{r}) - c_{ijkl}^0$, $G_{\alpha\gamma}(\vec{s})$ est une fonction de Green, c_{ijkl}^0 sont les constantes d'élasticité avec l'approximation de Voigt, et $W(\vec{r})$ représente la fonction d'autocorrélation géométrique. $\vec{k} = k\vec{n}$ est le vecteur d'onde dans la direction de propagation \vec{n} . k est relié à la vitesse de phase et à l'atténuation et s'écrit : $k = \omega/V_{\phi} - i\alpha$.

En utilisant l'équation 1.27, Ahmed et Thompson ont montré la dépendance de l'atténuation en fonction d'une part de la direction de propagation et en fonction de la fréquence.

Sur la Figure 1-8 est proposée une représentation de l'atténuation normalisée de l'onde longitudinale en fonction de fréquence normalisée $\chi_0 = k_0 \bar{d}$, avec k_0 le nombre d'onde du milieu homogène et \bar{d} est le diamètre moyen des grains. Sur la Figure 1-9 est proposée une représentation de cette même quantité en fonction de l'angle de propagation pour quatre valeurs de χ_0 .

L'atténuation des ondes transversales est quant à elle présentée sur les Figure 1-10 et Figure 1-11.

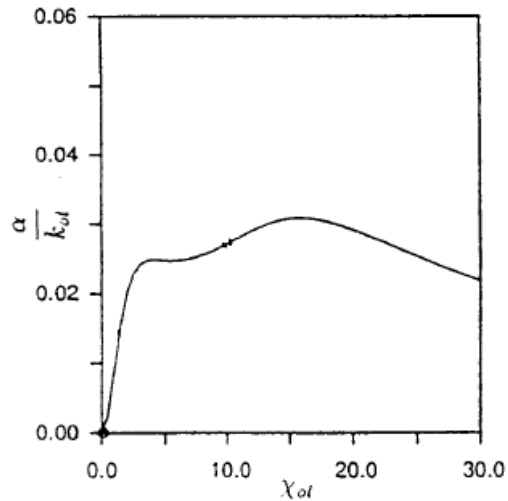


Figure 1-8 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde longitudinale en fonction de la fréquence [AHM 1996]

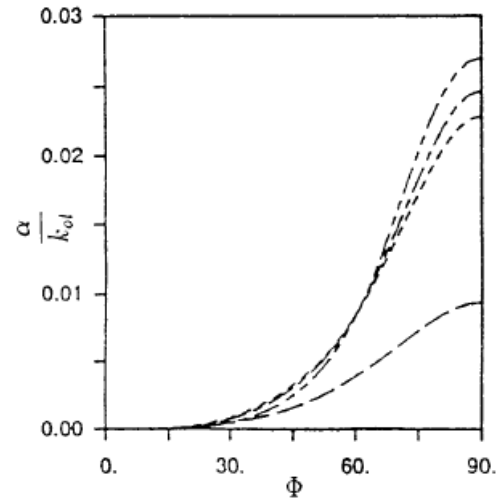


Figure 1-9 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde longitudinale en fonction de la direction de propagation [AHM 1996]
 χ_0 (--- 0.5, -.-.- 1, ---- 2.5, --- 5)

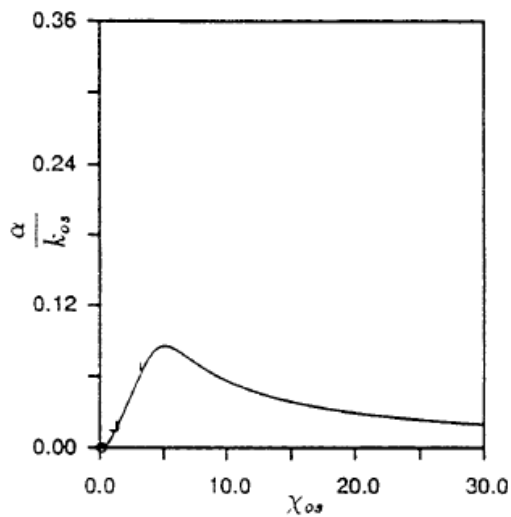


Figure 1-10 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde transversale en fonction de la fréquence [AHM 1996]

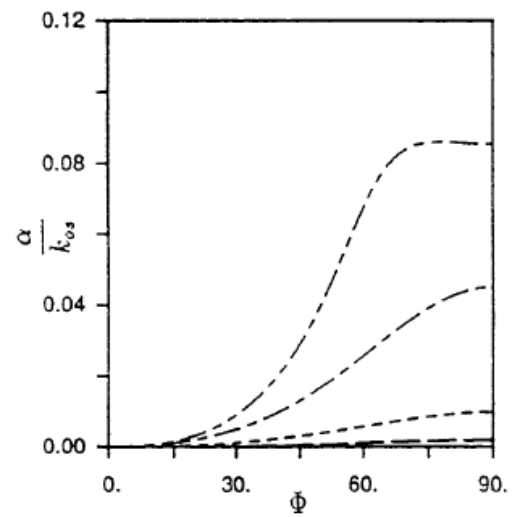


Figure 1-11 : Dépendance de l'atténuation normalisée de l'onde transversale en fonction de la direction de propagation [AHM 1996]
 χ_0 (--- 0.5, -.-.- 1, ---- 2.5, --- 5)

Ces figures théoriques montrent que l'atténuation dépend de la fréquence et croît en fonction de la direction de propagation.

Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé quelques notions sur la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux anisotropes. Nous avons vu qu'il est possible de calculer les

vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans toutes les directions d'un matériau pour une symétrie donnée, connaissant ses constantes d'élasticité et sa masse volumique.

D'autre part nous avons présenté les difficultés liées à la contrôlabilité par la technique ultrasonore des structures anisotropes et hétérogènes. Pour comprendre les différents phénomènes observés lors des contrôles, une méthodologie est mise en place. Cette méthodologie couplant des techniques de caractérisation fine des matériaux et des logiciels de simulation spécifiquement adaptés à la propagation ultrasonore dans les structures complexes est un atout pour l'étude de la contrôlabilité des matériaux anisotropes et hétérogènes. Cependant les outils associés à cette méthodologie présentent certaines limites qui ne permettent pas de traiter l'ensemble des applications industrielles.

En particulier, la simulation de configurations 3D nécessite une caractérisation complète du matériau (tenseur d'élasticité et coefficients d'atténuation) pour décrire les phénomènes de propagation dans une direction quelconque. Ces points vont être détaillés par la suite.

2 Détermination ultrasonore des constantes d'élasticité

Introduction

Les méthodes permettant de déterminer les constantes d'élasticité d'un matériau anisotrope sont assez nombreuses [EVE 1994] [EVE 1990]. Les techniques conventionnelles (mécaniques) [HAY 1969] comme les essais de compression et de traction sont destructives, peu précises et ne permettent l'obtention que de quelques constantes d'élasticité. Plusieurs échantillons prélevés dans des directions particulières sont alors nécessaires [DUC 2000a] pour obtenir l'ensemble du tenseur d'élasticité du matériau.

La détermination des constantes d'élasticité des matériaux par ultrasons, basée sur des mesures de vitesses, est une méthode connue depuis plusieurs années. Nous pouvons citer par exemple les méthodes opto-acoustiques pour des matériaux transparents, et les méthodes par transmission ultrasonore. Ces dernières peuvent se décliner en plusieurs techniques, la technique par contact direct [FRA 1995] [FRA 1998], la technique en immersion qui sera utilisée par la suite [DUB 1996] [MOU 1996] ainsi que la génération d'ondes ultrasonores par impulsion laser [CAS 1991]. Nous pouvons également citer la méthode des ondes guidées utilisée pour des couches minces (ondes de Rayleigh) ou sur des plaques en composites (ondes de Lamb) [HOS 2001] [VIS 2009].

Dans ce chapitre nous aborderons tout d'abord la détermination des constantes d'élasticité par contact direct et ses limites. Puis nous présenterons la méthode de détermination des constantes par immersion, en présentant dans un premier temps le principe général d'optimisation. Dans un deuxième volet nous expliquerons le principe de l'optimisation mettant en jeu simultanément l'ensemble des mesures de vitesses ultrasonores dans toutes les directions. Nous présenterons ensuite les différents types d'algorithmes (locaux ou globaux, déterministes ou non déterministes) tout en exposant leurs limites et leurs avantages. Le principe des algorithmes génétiques (AG) sera en particulier discuté plus en détail.

2.1 Détermination des constantes d'élasticité par contact direct

La technique par contact, à l'instar des méthodes mécaniques, nécessite des échantillons prélevés suivant plusieurs orientations différentes dans les matériaux à étudier. En 1977, Dewey, pour déterminer les constantes d'élasticité d'une soudure en acier inoxydable de nuance 308, a effectué des mesures en traction sur vingt-deux éprouvettes prélevées dans différentes directions et des mesures de vitesses ultrasonores au contact sur un échantillon suivant différents plans de coupe [DEW 1977]. Les différentes coupes sont représentées sur la Figure 2-1. Cette étude a montré que l'utilisation des ultrasons est plus économique (car utilisant moins d'échantillons) et plus précise que la méthode de traction. D'autres auteurs

ont utilisé la méthode au contact sur des composites Graphite-Epoxy [PAP 1991]. Cette méthode est applicable si les échantillons sont assez épais [ROK 1992] [BAU 1997]. Cependant d'autres auteurs ont montré qu'il est possible de déterminer les constantes d'élasticité à partir d'un seul échantillon par contact direct, à condition de disposer d'une éprouvette à vingt-six facettes (Figure 2-2) [FRA 1996] [FRA 1998]. Chaque paire de facettes parallèles permet de remonter à trois vitesses de phase. Un jeu de trente-neuf vitesses est alors accessible. L'usinage de ce type d'éprouvette sur nos matériaux est difficilement envisageable car nous verrons par la suite que les milieux étudiés ne sont pas nécessairement homogènes sur une grande épaisseur.

Par ailleurs, la méthode par contact direct est peu précise, car le nombre de vitesses mesurables est limité. Cette méthode est aussi peu reproductible car utilisant un couplant pour chaque mode de propagation. Ces problèmes montrent bien que cette méthode est très compliquée à mettre en œuvre et n'est donc pas adaptée à la présente étude.

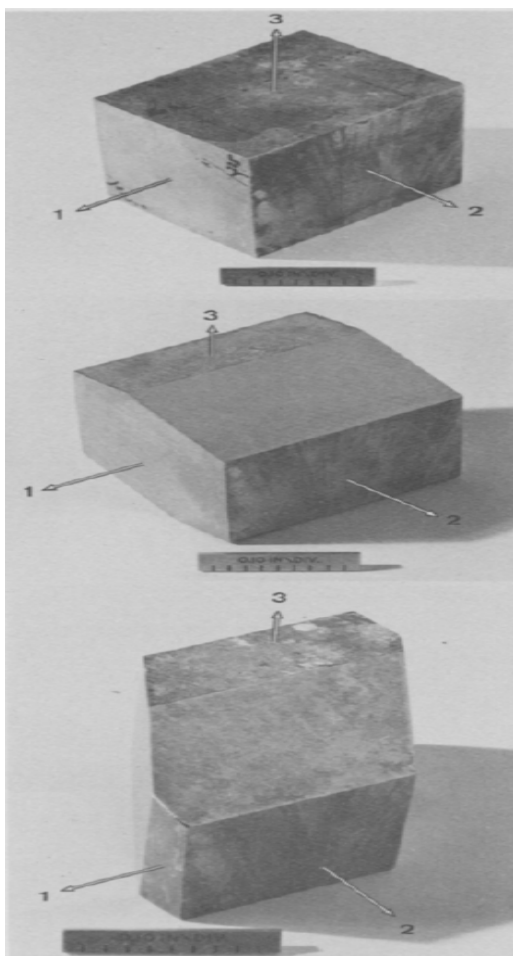


Figure 2-1 : Coupe progressive d'un échantillon pour des mesures de vitesses ultrasonores au contact [DEW 1977].

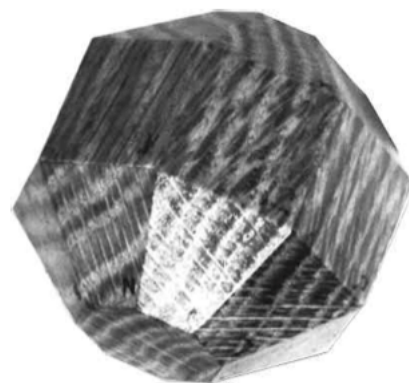


Figure 2-2 : Coupe d'un échantillon en bois à 26 facettes pour des mesures de vitesses ultrasonores au contact [FRA 1996].

2.2 Détermination des constantes d'élasticité par immersion

Les méthodes par immersion sont basées sur l'étude de la transmission ultrasonore au travers d'une lame à faces parallèles immergée dans de l'eau. Elles présentent l'avantage majeur d'obtenir à partir d'un seul échantillon des vitesses de propagation dans toutes les directions. Les mesures de vitesses ultrasonores en immersion permettent d'une part d'avoir une bonne précision et une reproductibilité des mesures et d'autre part, de générer avec un seul capteur plusieurs types d'ondes dans le matériau à caractériser. Cette configuration est particulièrement utile pour la caractérisation d'un matériau anisotrope.

Plusieurs configurations de mesure sont possibles : la première dite de double transmission et la deuxième dite de simple transmission.

- Méthode de mesure en double transmission

Un dispositif qui permet une réflexion de l'onde est placé à l'arrière de l'échantillon. Ainsi un seul transducteur dans une configuration Émetteur/Récepteur est nécessaire pour la mesure de la vitesse. L'onde émise effectue un aller-retour en suivant le même trajet dans le cas d'un matériau isotrope. Dans le cas d'un matériau anisotrope, cette méthode est limitée d'une part par des phénomènes de déviation de l'onde et d'autre part, par une disparition de l'onde dans des matériaux très atténuants car l'onde traverse plusieurs interfaces et deux fois l'échantillon. Cette méthode n'est donc pas conseillée pour des échantillons très atténuants et de forte épaisseur, à cause du risque de ne pas obtenir un signal d'amplitude suffisante pour être analysé. A ces problèmes s'ajoute la difficulté de séparer les ondes suite aux multiples conversions de mode. Cette méthode est donc inappropriée pour des mesures de vitesse sur nos échantillons.

- Méthode de mesure en simple transmission

Cette méthode nécessite l'utilisation de deux transducteurs en vis-à-vis et de part et d'autre de l'échantillon. Le premier joue le rôle de l'émetteur (E) et le second le rôle du récepteur (R). Une impulsion électrique brève est appliquée au transducteur émetteur (E). L'onde ultrasonore produite se propage dans l'eau et arrive en incidence oblique sur la surface de l'échantillon. Elle est alors réfractée en respectant la loi de Snell-Descartes. Typiquement à l'interface entre le fluide de couplage et un solide anisotrope, trois ondes peuvent être excitées et se propager dans trois directions différentes avec des vitesses de propagation différentes.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, ces trois ondes correspondent respectivement à une onde quasi-longitudinale et deux ondes quasi-transversales de polarisations horizontale et verticale.

A la seconde interface entre l'échantillon et le fluide de couplage, chacune des trois ondes est réfractée et donne naissance à une onde longitudinale qui se propage dans l'eau jusqu'au récepteur.

Si le matériau étudié est peu dispersif, les échos obtenus après transmission à travers l'échantillon sont très peu déformés [PLO 2006]. On peut alors estimer la différence de temps de vol entre un signal mesuré en incidence oblique et un signal choisi comme référence (signal en incidence normale), en recherchant le maximum de la fonction d'intercorrélation entre les signaux correspondants [CHU 1992].

Les systèmes les plus utilisés sont basés sur cette méthode de mesure en simple transmission, qui permet en général de mesurer des vitesses de propagations en incidence oblique sur des éprouvettes parallélépipédiques placées entre deux capteurs ultrasonores placés en vis-à-vis. Le premier transducteur émet une impulsion ultrasonore reçue par le second après traversée de l'échantillon.

Cette méthode a été utilisée par Markham [MAR 1970] et Smith [SMI 1972] qui l'ont appliquée pour la caractérisation de matériaux composites. Cette méthode a par la suite été améliorée par différentes équipes [HOS 1983] [CAS 1984] [BAS 1989]. Un système plus complexe a été développé par Dubuget [DUB 1996] (Figure 2-3).

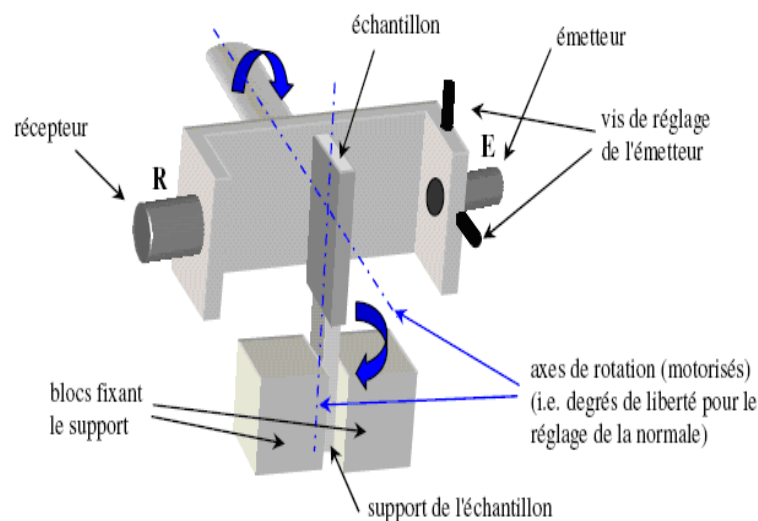


Figure 2-3 : Dispositif expérimental de mesure de vitesses ultrasonores [DUB 1996].

Ce système a été conçu à la base pour être monté sur une machine de traction. Sur ce système, l'incidence du faisceau ultrasonore par rapport à la normale de la grande face de l'éprouvette est réglée à partir de deux rotations couplées. Ces systèmes ne permettent de mesurer que les vitesses ultrasonores en incidence oblique.

Les vitesses ultrasonores mesurées par immersion sont utilisées dans le processus d'optimisation pour identifier les constantes d'élasticité et les angles d'Euler, ce que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

2.2.1 Principe de la méthode d'optimisation

Le principe général de la détermination ultrasonore des constantes d'élasticité et des angles d'Euler par optimisation est schématisé sur la Figure 2-4. Ce principe a été utilisé depuis les années 80 par exemple par Hosten et Castagnède [HOS 1983] [HOS 1987] [CAS 1990] [HOS 1991] et Ducret [DUC 2000b] sur des composites d'axes de symétrie connus. Un algorithme approprié permet, par approximations successives, de minimiser l'écart quadratique moyen entre les valeurs calculées et expérimentales, et donc de converger vers les valeurs optimales des constantes, compte tenu d'un seuil préalablement fixé.

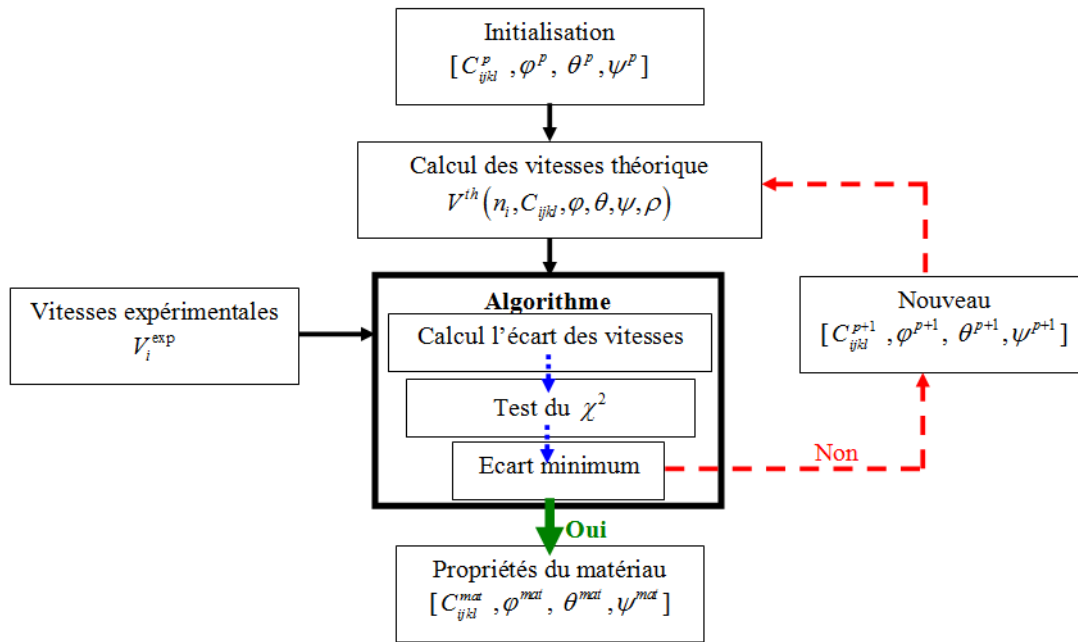


Figure 2-4 : Principe d'identification des constantes d'élasticité et angles d'Euler.

En principe, il est possible de remonter à toutes les constantes d'élasticité à partir d'un nombre suffisant de vitesses mesurées avec une bonne précision en utilisant des algorithmes d'optimisation robustes et bien adaptés au problème. Ce principe a été utilisé par Dubuget [DUB 1996].

La technique consiste alors à effectuer M mesures de vitesses expérimentales V_n^{exp} dans plusieurs directions d'un échantillon.

L'équation de Christoffel [AUL 1973] a pour solution V_n^{exp} si le tenseur d'élasticité C_{ijkl} est le tenseur caractéristique de l'échantillon étudié. Les constantes d'élasticité sont obtenues en résolvant l'équation suivante.

$$G(C_{ijkl}) = \sum_{n=1}^M \left| C_{ijkl} n_j^{\text{exp}} n_k^{\text{exp}} - \rho (V_n^{\text{exp}})^2 \delta_{il} \right| \quad (2.1)$$

La résolution de cette équation peut s'effectuer par une méthode itérative numérique de type Newton-Raphson [CIA 1982].

Cependant cette approche présente plusieurs limites et inconvénients qui seront détaillés par la suite.

Pour notre étude, l'approche choisie est de minimiser l'écart quadratique entre les vitesses expérimentales et les vitesses théoriques en utilisant l'algorithme le mieux adapté pour notre problème [ROK 1993] [DUB 1996].

Les vitesses théoriques sont calculées en résolvant le système de Christoffel à partir d'un tenseur de constantes d'initialisation et dans l'hypothèse d'un matériau de symétrie orthotrope. Elles sont comparées aux vitesses expérimentales [DUB 1996] [CHA 2000].

La concordance entre les vitesses théoriques $V^{\text{th}}(n_i, C_{ijkl}, \varphi, \theta, \psi, \rho)$, (calculées à partir du tenseur d'élasticité C_{ijkl} , des trois angles d'Euler φ, θ, ψ et de la masse volumique ρ) et les

vitesse expérimentale V_n^{exp} est estimée par le test du χ^2 . L'objectif de l'optimisation est de trouver les valeurs de $C_{ijkl}, \varphi, \theta, \psi$ qui minimisent χ^2 (Figure 2-4).

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^M \frac{\left(V_n^{\text{th}}(n_i, C_{ijkl}, \varphi, \theta, \psi, \rho) - V_n^{\text{exp}} \right)^2}{\sigma_n^2} \quad (2.2)$$

Nous avons donc une fonction non linéaire de plusieurs variables.

Pour les soudures par exemple, en admettant une symétrie orthotrope, il y a neuf constantes d'élasticité et trois angles d'Euler à optimiser.

2.2.2 Optimisation globale

De nombreux auteurs ont utilisé différentes techniques pour obtenir les caractéristiques d'un matériau à partir des vitesses ultrasonores expérimentales.

Dans le cas de matériaux composites dont les éléments de symétrie sont connus, certains auteurs procèdent à l'optimisation par une méthode dite « plan par plan » ou bidimensionnelle, car elle utilise des vitesses expérimentales obtenues dans des plans de symétrie du matériau. Ainsi une optimisation à partir des vitesses mesurées dans deux plans principaux a permis à Hosten et Castagnède d'identifier cinq constantes d'élasticité d'un matériau isotrope transverse [HOS 1983]. Cette technique est ensuite adaptée en 1986 par Rokhlin [ROK 1986] et Mignona en 1989, 1991 [MIG 1989] [MIG 1991] puis en 1990 par Baste et Hosten [HOS 1990] sur un matériau composite orthotrope par auscultation de deux plans principaux accessibles et d'un plan non principal. L'auscultation du plan non principal a permis l'identification de toute la matrice d'élasticité. La méthode a par la suite été reprise par Audoin en 1991 [AUD 1991] sur des mesures de vitesses ultrasonores obtenues par interférométrie laser sur des composites anisotropes à symétrie orthotrope, en associant un intervalle de confiance à chaque constante optimisée.

L'optimisation globale ou tridimensionnelle consiste à optimiser toutes les constantes d'élasticité à partir d'un nombre suffisant de vitesses expérimentales quasi-longitudinales et quasi-transversales mesurées dans toutes les directions des matériaux. Ce type d'optimisation a été utilisé par Dubuget [DUB 1996] sur des vitesses expérimentales pondérées par leurs incertitudes pour la détermination des tenseurs d'élasticité du second ordre (à partir des vitesses mesurées hors charges) et du troisième ordre (à partir des vitesses obtenues sous charge). Cette technique permet d'utiliser toutes les informations, mais aussi d'affecter moins de poids sur les vitesses d'incertitude élevée lors de l'estimation de la fonction à optimiser.

D'autres auteurs se sont intéressés à l'influence des vitesses utilisées pour l'optimisation [CAS 1989a] [CAS 1989b] [EVE 1992]. Ils ont montré numériquement sur des données simulées que la qualité de l'optimisation dépend fortement de la quantité de vitesses expérimentales, de la précision de la mesure pour chacune d'entre elles, de la direction de propagation ou encore du type d'onde. Les constantes d'élasticité sont plus ou moins sensibles à un type d'onde, selon la direction de propagation. Ces simulations ont montré aussi que la convergence de la fonction à minimiser dépend de l'initialisation pour certains algorithmes [BAS 1989].

Les différents types d'algorithmes d'optimisation vont être détaillés par la suite.

2.2.3 Les différentes classes d'algorithmes d'optimisation

D'une manière générale, la méthode de base de l'optimisation est la méthode d'essais et d'erreurs : des tests sont effectués sur plusieurs solutions admissibles jusqu'à trouver la solution la plus adéquate, et les solutions inadéquates sont éliminées [POP 1994]. Cette technique peut être effectuée à la main si le problème n'est pas complexe. Cependant un recours aux algorithmes informatiques permet de résoudre plus rapidement des problèmes complexes (plusieurs variables, plusieurs paramètres...).

Un processus d'optimisation est donc une réponse à plusieurs questions : le choix des variables du problème, l'objectif visé, et la sélection de l'algorithme d'optimisation le plus adapté.

Dans notre cas les variables du problème sont les constantes d'élasticité et les angles d'Euler (lorsque les axes de symétrie ne sont pas connus). Leur nombre définit les degrés de liberté de l'algorithme d'optimisation utilisé. L'objectif visé est défini par la fonction d'adaptation. L'algorithme d'optimisation convergera vers un optimum de cette fonction.

Dans des cas plus complexes, c'est-à-dire dans le cas où le problème à optimiser dépend de plusieurs phénomènes ou paramètres indépendants, la fonction adaptation peut être ramenée à une somme de plusieurs fonctions objectives élémentaires pondérées par des coefficients, qui doivent être définis par l'utilisateur [FLE 1993]. Il est aussi possible d'utiliser un produit des fonctions objectifs élémentaires ou des expressions plus complexes pour des problèmes multi objectifs [FLE 1995].

La méthode d'optimisation est choisie suivant le problème, les algorithmes d'optimisation pouvant être regroupés en deux classes : déterministes et non déterministes.

2.2.3.1 Les méthodes déterministes

Les méthodes déterministes peuvent reposer sur les méthodes de quasi-réversibilité qui consistent à remplacer le problème inverse par un problème bien posé au sens d'Hadamard (c'est-à-dire que la solution existe, elle est unique et dépend continûment des données) et à rechercher des quasi-solutions. Elles peuvent également reposer sur des méthodes d'optimisation basées sur les algorithmes de Newton-Raphson ou les gradients conjugués par exemple.

L'algorithme de Newton-Raphson est la généralisation du processus de Newton dans le cas de plusieurs dimensions. Il est utilisé pour chercher le minimum d'une fonction objectif donnée. L'algorithme cherche un vecteur $\Xi \in \mathfrak{R}^q$ tel que $G(\Xi) = \min_x G(X)$. Pour minimiser cette fonction il est alors nécessaire de trouver la valeur qui annule sa dérivée.

$$\frac{dG}{dX}(X) = 0 \tag{2.3}$$

Il existe alors q équations ($q > 1$) car $X \in \mathfrak{R}^q$. Il est possible de les résoudre en utilisant un développement limité au premier ordre au voisinage d'un point X_0 donné.

$$\frac{dG}{dX}(X) = \frac{dG}{dX}(X_0) + \frac{d^2G}{dX^2}(X_0)(X - X_0) \quad (2.4)$$

$\frac{dG}{dX}(X_0)$ est un vecteur défini par :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial G}{\partial x_1}(X_0) \\ \frac{\partial G}{\partial x_2}(X_0) \\ \dots \\ \frac{\partial G}{\partial x_p}(X_0) \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

et $\frac{d^2G}{dX^2}(X_0)$ une matrice de dimension $q \times q$.

La recherche de la valeur de Ξ conduit à la résolution d'un système linéaire à chaque itération.

Cette méthode est performante, mais elle nécessite de calculer les dérivées du premier et du deuxième ordre pour tous les points. De plus la convergence vers un minimum global n'est pas garantie, car des minima locaux de la fonction objectif peuvent piéger l'algorithme. Cependant il y a convergence si le choix de X_0 est judicieux. En pratique cette méthode est utilisée pour optimiser une solution approchée, suffisamment proche de la solution optimale.

La stabilité de la méthode ne peut être garantie théoriquement, surtout dans le cas où q est grand. Plus le nombre de paramètres est important, plus cette stabilité sera difficile à obtenir.

L'algorithme du gradient conjugué consiste à construire d'une manière itérative des directions d_0, \dots, d_n mutuellement conjuguées [STE 1983] [BRA 1999]. A chaque étape n la direction d_n est obtenue comme combinaison linéaire du gradient en x_n et de la direction précédente d_{n-1} . Les coefficients sont choisis de telle manière que d_n soit conjuguée avec toutes les directions précédentes [FET 1964] [POL 1969].

L'efficacité de la méthode du gradient conjugué repose sur deux points :

- La détermination du pas optimal doit être exacte.
- Les relations de conjugaison doivent être précises.

Pour des fonctions de plusieurs variables et non linéaires, l'algorithme de Levenberg-Marquardt reste le plus utilisé. C'est un algorithme d'ordre deux car il utilise une approximation de la dérivée seconde de la fonction à minimiser. Cet algorithme est une combinaison de l'algorithme de Gauss-Newton et de l'algorithme de descente du gradient. Le point fort de l'algorithme de Levenberg-Marquardt est que le pas p est recalculé à chaque itération à partir de l'équation :

$$(J^T J + \lambda I)p = J^T [y - G(x_q)] \quad (2.6)$$

λ , est le facteur d'amortissement (> 0) qui assure la direction de descente tel que $J^T J$ soit définie positive. J est le Jacobien de la fonction G en x_q , x_q étant un vecteur et p le pas.

Une grande valeur de λ donne un faible pas dans la direction de descente de la plus grande pente. Cette propriété rapproche l'algorithme de celui de descente du gradient. Si le facteur d'amortissement est faible (un pas grand) l'algorithme se rapproche de celui de Gauss-Newton.

L'algorithme du gradient conjugué nécessite le calcul du Jacobien de la fonction à optimiser.

2.2.3.2 Les méthodes non déterministes

Les méthodes non-déterministes ont la particularité de permettre une exploration plus efficace de l'espace des solutions [BEA 1993a]. Ces méthodes sont plus adaptées aux fonctions complexes que les méthodes déterministes. Nous pouvons par exemple citer les méthodes Monte-Carlo, qui évaluent la fonction d'adaptation sur plusieurs solutions possibles tirées aléatoirement. Ces méthodes permettent une bonne exploration car toutes les solutions possibles ont la même probabilité d'être choisies. L'inconvénient est que les résultats déjà obtenus ne sont pas exploités, ce qui est le contraire des méthodes déterministes qui favorisent une exploitation aux dépens de l'exploration. Nous pouvons énumérer d'autres méthodes non déterministes telles que les recuits simulés (qui peuvent être assimilés au processus de recuit utilisé en métallurgie avec la fonction d'adaptation égale à l'énergie), les réseaux de neurones et surtout les algorithmes évolutionnaires ou évolutionnistes (exemple : algorithmes génétiques) que nous allons détailler par la suite.

2.2.4 Les algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques sont de plus en plus utilisés dans des problèmes d'optimisation complexes [GUE 2009]. Ils sont basés grossièrement sur une modélisation de l'évolution darwinienne, c'est-à-dire des variations d'un patrimoine héréditaire (les gènes) et la sélection des individus les mieux adaptés. Le principe de base est de simuler comment évolue une population par rapport à un problème, avec comme solution un individu de cette population. Ce sont des méthodes qui permettent une bonne exploration de l'espace des solutions car les individus sont choisis aléatoirement, ainsi qu'une bonne exploitation étant donné que les individus de la génération précédente sont utilisés pour créer la nouvelle génération [BEA 1993b].

L'algorithme génétique suit l'organigramme présenté à la Figure 2-5. Pour passer d'une génération à la suivante, l'algorithme génétique, dans le cas le plus simple, effectue plusieurs opérations : genèse de la population, évaluation de chaque individu, sélection élimination, croisement, mutation.

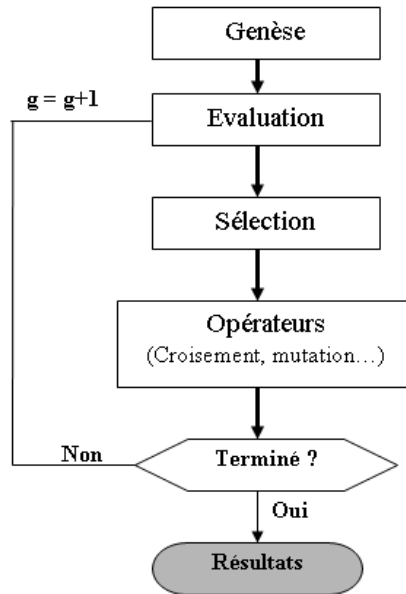


Figure 2-5 : Organigramme d'un algorithme génétique.

La genèse représente l'initialisation de l'algorithme génétique. C'est à cette première étape que les individus composant la population initiale sont générés d'une manière aléatoire. La deuxième étape consiste à évaluer chaque individu (solution) d'une population (ensemble de solutions à une génération donnée) et de l'associer à une valeur de la fonction objectif. Une fois la population évaluée, elle est confrontée à un test de sélection et d'élimination. La sélection et l'élimination se font simultanément, les plus mauvaises solutions sont éliminées et les meilleures solutions passent la sélection en accédant à une génération intermédiaire [GOL 1989].

Ces meilleures solutions sont ensuite utilisées pour former une génération de même taille que la génération précédente. Une partie des individus (des solutions) subit une mutation (Figure 2-6), c'est-à-dire une modification d'un ou plusieurs éléments constituant l'individu. La mutation a pour rôle le maintien d'une diversité dans la population. Pour ne pas perdre les caractéristiques sélectionnées dans l'étape précédente, la mutation doit se faire sur une petite partie de l'individu. Cependant cette partie doit être relativement significative pour pouvoir apporter à l'individu de nouveaux éléments. Sur la Figure 2-6 l'élément C13 est muté en C13*.

La mutation aide à mieux explorer l'espace de recherche en déplaçant les individus dans leurs voisinages et à sortir des pièges locaux.

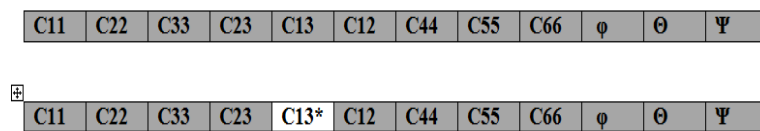


Figure 2-6 : Opération de mutation.

Une autre partie subit un croisement qui consiste à générer, à partir de deux solutions parentes, deux autres solutions filles. Sur la Figure 2-7 un exemple de croisement multiple (4 points de croisement) est effectué entre deux solutions. Il est aussi possible d'effectuer des croisements simples.

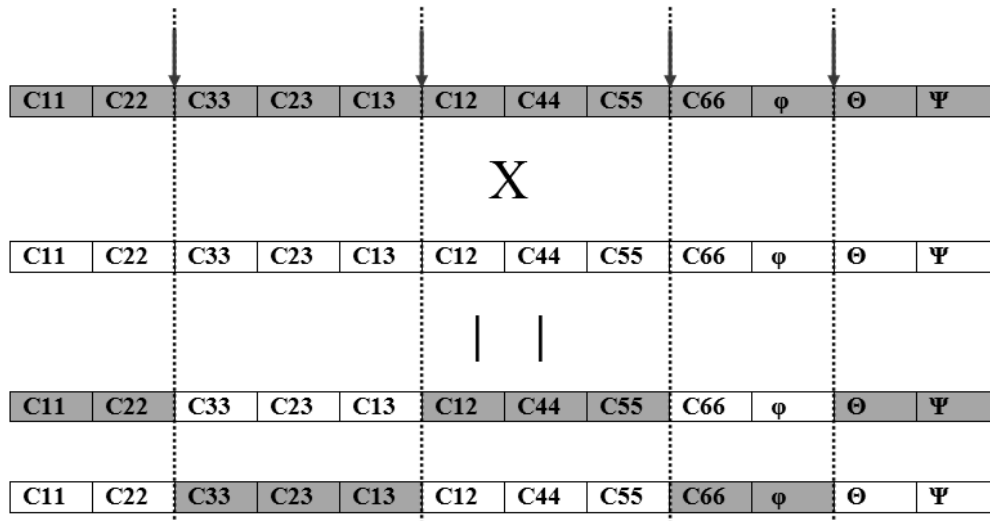


Figure 2-7 : Opération de croisement.

Cette opération favorise l'exploration de l'espace de recherche : la manière dont l'espace est exploré dépend fortement du nombre de points de croisements choisi [DES 1996]. Cette nouvelle population subit ensuite une évaluation de chaque individu la composant.

Les individus peuvent être codés de différentes manières. Historiquement, le codage sous forme de chaîne de bits a été utilisé par les premiers algorithmes. L'intérêt de ce codage est de permettre la création d'opérateurs de croisement et de mutation simples. Cependant le codage sous forme de chaîne de bits n'est pas toujours approprié, car deux éléments voisins en termes de distance de Hamming ne codent pas deux éléments proches dans l'espace de recherche. L'utilisation d'un codage de Gray permet d'éviter cet inconvénient [DAV 1991] car chaque valeur consécutive diffère de la précédente immédiate d'un seul digit (seul un bit est modifié si une valeur est augmentée d'une unité, le digit modifié est le digit qui a le poids le plus faible).

Dans le Tableau 2-1 nous présentons le codage en binaire et en Gray de quelques nombres.

Nombre	Code binaire				Code Gray			
0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	1	0	0	0	1
2	0	0	1	0	0	0	1	1
3	0	0	1	1	0	0	1	0
4	0	1	0	0	0	1	1	0

⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
12	1	1	0	0	1	0	1	0
13	1	1	0	1	1	0	1	1
14	1	1	1	0	1	0	0	1
15	1	1	1	1	1	0	0	0

Tableau 2-1 : Quelques valeurs codées en binaire et en Gray.

Pour des problèmes d'optimisation dans des espaces de grandes dimensions, le codage binaire [BAL 1998], [VIS 2007], peut rapidement devenir mauvais [GOL 1991]. Généralement, chaque variable est représentée par une partie de la chaîne de bits et la structure du problème n'est pas bien reflétée, l'ordre des variables ayant une importance dans la structure du chromosome alors qu'il n'en a pas forcément dans la structure du problème.

Pour éviter ce problème, l'utilisation des vecteurs réels [GOL 1991], permet de conserver les variables du problème dans le codage de l'élément de population sans passer par le codage binaire intermédiaire. La structure du problème est conservée dans le codage.

L'utilisation de l'algorithme génétique nécessite l'utilisation d'une condition d'arrêt. Il existe plusieurs conditions d'arrêt, la plus utilisée dans la littérature est le nombre maximum de générations [BAL 1998]. Cette condition permet de limiter le temps de calcul. Elle a comme inconvénient le fait de ne pas savoir s'il existe d'autres solutions meilleures à une génération ultérieure.

Dans la suite nous fixerons le nombre de générations à une valeur très élevée et la condition d'arrêt que nous utiliserons est une invariance de la meilleure solution sur un nombre donné de générations consécutives.

2.2.5 Comparaison des performances de deux algorithmes

Dans ce paragraphe nous allons comparer les performances de l'algorithme de Levenberg-Marquardt et de l'algorithme génétique sur une fonction test. La fonction que nous avons choisie pour effectuer le test est la fonction d'Ackley à deux variables $G(x, y)$ définie par l'équation 2.7.

Une représentation graphique en 3D de cette fonction est présentée sur la Figure 2-8.

$$G(x, y) = -20e^{-0.2\sqrt{\frac{x^2+y^2}{2}}} - e^{\left(\frac{\cos(2\pi x) + \cos(2\pi y)}{2}\right)} \quad (2.7)$$

Le choix de cette fonction est motivé par le fait qu'elle ne possède qu'un seul et unique minimum global encadré par plusieurs minima locaux.

La recherche du minimum de cette fonction en utilisant l'algorithme de Levenberg - Marquardt montre que celui-ci peut être piégé par des minima locaux dans le cas d'une initialisation lointaine de la solution (Figure 2-9) et/ou pour un choix du point d'initialisation

situé sur un minimum local (Figure 2-10). Notons que les temps de calcul restent relativement importants, déjà dans ce cas simple d'une fonction à deux variables (2748 secondes pour une initialisation lointaine et 2914 secondes pour une initialisation sur un minimum local).

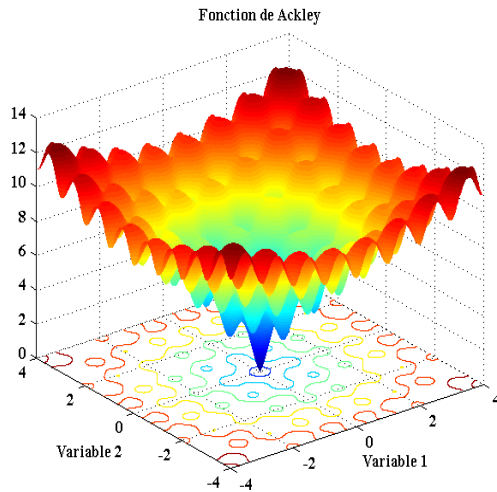


Figure 2-8 : Fonction d'Ackley.

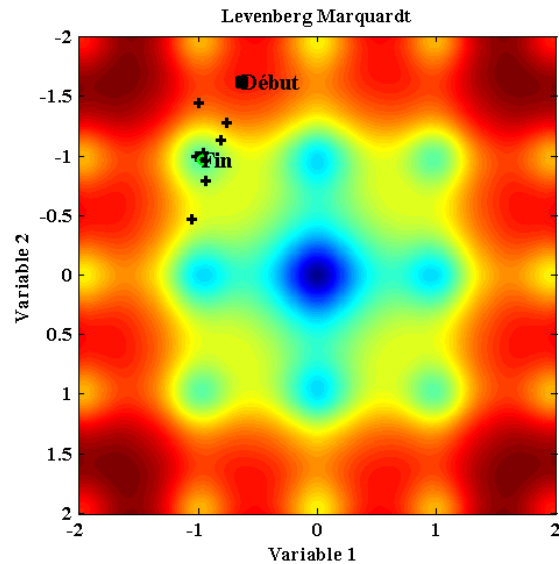


Figure 2-9 : Initialisation lointaine (2748s).

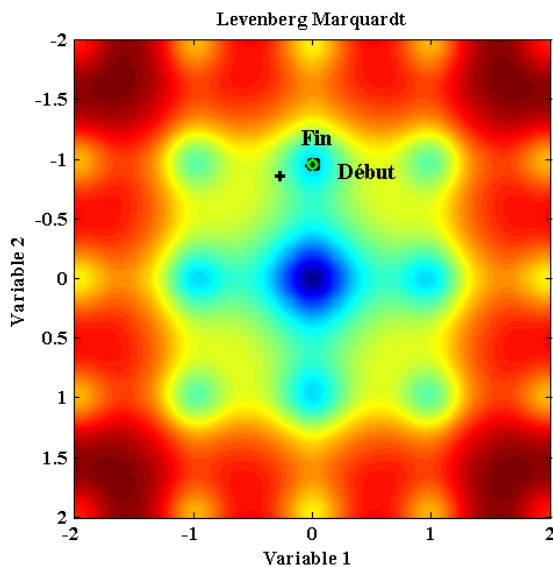


Figure 2-10 : Initialisation sur un minimum local (2914s).

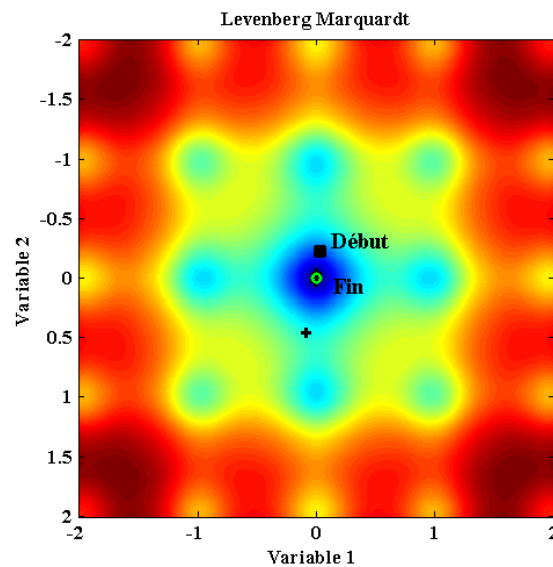


Figure 2-11 : Initialisation proche du minimum global (34s).

Cependant pour une initialisation proche de la solution l'algorithme converge assez rapidement et la bonne solution est trouvée.

Ces exemples montrent bien les limites de l'algorithme de Levenberg-Marquardt et plus généralement des algorithmes déterministes.

Le même test est effectué sur la même fonction d'Ackley en utilisant un algorithme non déterministe (algorithme génétique). Nous observons que quel que soit le point de départ de l'algorithme, le minimum global est toujours trouvé dans un temps relativement court, de l'ordre de 5s (Figure 2-12). Notons que ce temps mis par l'algorithme génétique est beau-

coup plus court que le temps mis par l’algorithme de Levenberg-Marquardt, même dans le cas favorable d’une initialisation assez voisine de la solution.

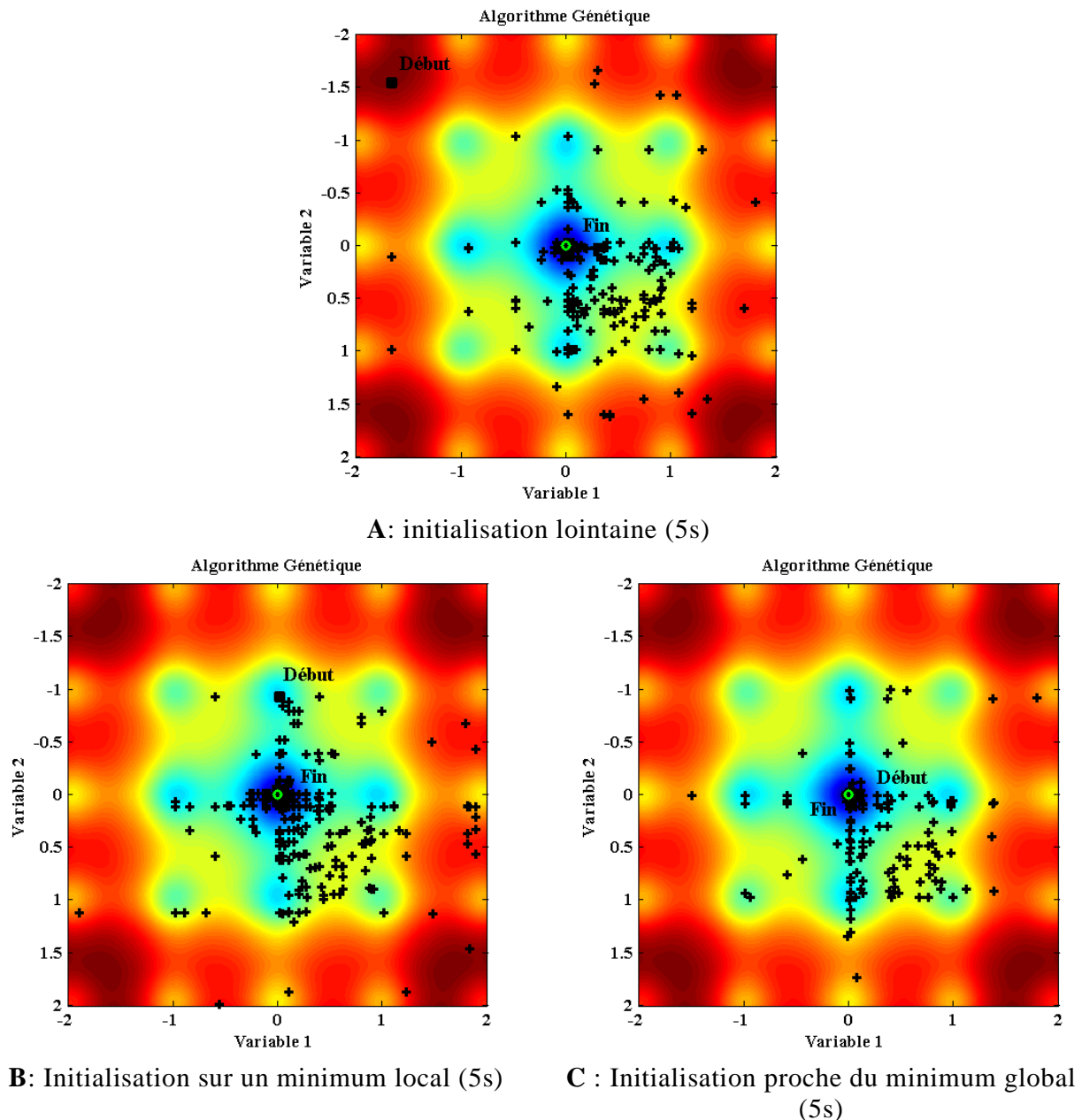


Figure 2-12 : Illustration de résultats d’optimisation avec un algorithme génétique (A-B-C).

Ces tests sur la fonction d’Ackley montrent que l’algorithme génétique est plus robuste que l’algorithme de Levenberg-Marquardt.

Les méthodes déterministes sont bien adaptées aux fonctions simples et connues d’avance, ce qui n’est pas notre cas. Ces méthodes ne peuvent pas être appliquées sur une fonction non dérivable. Le temps de calcul dépend fortement du nombre de variables et de l’initialisation.

Les résultats que nous avons obtenus sur cette fonction test montrent bien l’intérêt de l’utilisation d’un algorithme non déterministe et plus particulièrement de l’algorithme génétique.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté dans un premier temps les différentes méthodes pour déterminer l'ensemble du tenseur d'élasticité et les angles d'Euler associés à partir des mesures de vitesses (par contact ou en immersion).

Nous avons aussi montré que le problème a été abordé par plusieurs auteurs et que le principe d'optimisation est resté le même. Seuls les algorithmes mis en œuvre pour résoudre le problème inverse changent.

Une description de quelques algorithmes est présentée et deux des plus connus et utilisés ont été comparés sur une fonction test, la fonction d'Ackley. Ce test nous a permis de montrer, d'une part, que l'algorithme de Levenberg-Marquardt peut être piégé par un minimum local si le point d'initialisation n'est pas judicieusement choisi ; et d'autre part, que l'algorithme génétique est plus adapté pour trouver le minimum d'une fonction non linéaire à plusieurs variables, qui présente plusieurs minima locaux.

Etant donné que nous ignorons complètement la fonction ou la solution, pour déterminer les constantes d'élasticité et les angles d'Euler d'un échantillon donné, les algorithmes non déterministes semblent être les plus adaptés. En effet, ils permettent une bonne exploration de l'espace des solutions et une bonne exploitation des solutions trouvées à la génération « g » pour les améliorer à la génération « $g+1$ ». D'autre part la dérivabilité de la fonction à optimiser n'est pas nécessaire. L'utilisation d'un algorithme non déterministe permettra alors d'identifier toutes les constantes d'élasticité et les angles d'Euler à partir d'un ensemble de vitesses ultrasonores expérimentales.

3 Atténuation ultrasonore : état de l'art

Introduction

Dans ce chapitre, après avoir rappelé les causes principales et le principe de mesure de l'atténuation ultrasonore, nous présenterons l'évaluation de l'atténuation par la méthode dite classique qui est le plus souvent utilisée. Nous évoquerons ensuite la mesure de l'atténuation par décomposition en spectre angulaire d'ondes planes avant de faire une synthèse.

3.1 Définition de l'atténuation ultrasonore

Dans un milieu atténuant une onde plane décroît avec la distance parcourue :

$$A(z) = A_0 e^{-\alpha z} \quad (3.1)$$

Où α est le coefficient d'atténuation.

Cette atténuation est provoquée par trois phénomènes principaux, et peut alors s'écrire comme la somme de trois contributions, chaque terme correspondant à un phénomène [FEU 2009].

$$\alpha = \alpha_{absorp} + \alpha_{diverg} + \alpha_{diffus} \quad (3.2)$$

Les contributions au coefficient d'atténuation sont les suivantes :

- L'absorption due à la conversion de l'énergie mécanique vibratoire en chaleur suite à l'interaction entre l'onde acoustique et un milieu visqueux. C'est un mécanisme intrinsèque car il est indépendant de la forme ou de la taille des grains pour un matériau polycristallin [AHM 1998]. Cette absorption est considérée comme négligeable dans les métaux aux fréquences utilisées dans notre étude [BAI 1977] [EDE 1986] ;
- La divergence du traducteur en champ lointain, directement liée au diamètre et à la fréquence du traducteur. Des formules de correction sont proposées dans la littérature pour estimer cette contribution dans les mesures d'atténuation [SEK 1956] [KRA 1977] [KUM 1995]. Par ailleurs les codes de simulation modélisant les caractéristiques exactes des traducteurs prennent implicitement en compte cette contribution ;
- La diffusion de l'onde dans le matériau. Cette dernière a pour origine une déviation ou une réflexion d'une fraction de l'onde lors de la rencontre d'hétérogénéités acoustiques (joints de grains, inclusions, précipités). L'énergie élastique n'est donc pas

convertie en une autre forme d'énergie, mais elle quitte le trajet prévu par la théorie géométrique supposant un milieu continu. Ce mécanisme est intrinsèque au matériau car dépendant à la forme des grains, de leurs tailles et des joints de grains.

En posant l'hypothèse qu'il n'y a pas de divergence du faisceau ($\alpha_{diverg} \approx 0$) ou qu'elle est corrigée, il ne reste donc qu'à déterminer l'atténuation due à la diffusion. Plusieurs modèles sont disponibles dans la littérature.

L'atténuation par diffusion est généralement définie dans trois domaines distincts (Figure 3-1).

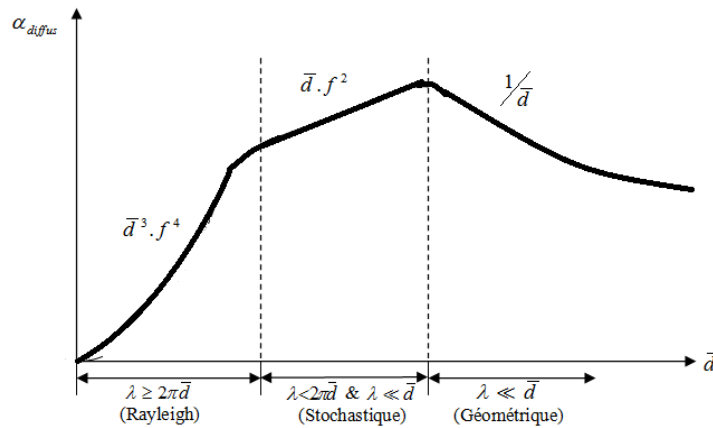


Figure 3-1 : Atténuation en fonction des 3 domaines fréquentiels.

- Le domaine de Rayleigh : Dans ce domaine, la longueur d'onde est supérieure à $2\pi\bar{d}$ où \bar{d} est le diamètre moyen des grains ($\lambda \geq 2\pi\bar{d}$). L'atténuation s'écrit alors :

$$\alpha_{diffus} = B_1 T \mu^2 f^4 \quad (3.3)$$

avec f la fréquence, B_1 est un coefficient qui prend en considération la vitesse de phase des ondes ultrasonores, μ est un facteur qui fait intervenir les constantes d'élasticité et T est le volume moyen pondéré des grains dans le matériau. Le produit $B_1 \mu^2$ est un facteur de diffusion [PAP 1984].

- Le domaine stochastique : la longueur d'onde dans ce domaine est inférieure à $2\pi\bar{d}$ et n'atteint pas la limite de $\lambda \ll \bar{d}$ [PAP 1984]. Dans cette zone l'atténuation est proportionnelle au carré de la fréquence et s'écrit :

$$\alpha_{diffus} = B_2 \bar{d} \mu^2 f^2 \quad (3.4)$$

- Le domaine géométrique : la longueur d'onde est inférieure à \bar{d} ($\lambda \ll \bar{d}$). L'atténuation dans cette région est due à la réflexion sur les particules et sur les joints de grains [PAP 1984]. L'atténuation devient indépendante de la fréquence et est inversement proportionnelle au diamètre moyen des grains.

$$\alpha_{diffus} = B_3 / d \quad (3.5)$$

Un des objectifs de ce travail de thèse est d'estimer l'atténuation par diffusion dans les matériaux de l'étude, afin de fournir aux codes de simulation des données d'entrée pertinentes. Cela suppose d'être capable d'isoler ce mécanisme de réduction de l'amplitude ultrasonore mesurée des autres causes comme la diffraction du traducteur et les phénomènes de réflexion/réfraction rencontrés aux interfaces entre le matériau et le milieu extérieur.

Les coefficients d'atténuation sont toutefois délicats à déterminer avec précision, en particulier pour des matériaux à structures complexes (par exemple les structures anisotropes). Les différentes méthodes permettant d'estimer l'atténuation par diffusion sont exposées dans les paragraphes suivants.

3.2 Évaluation de l'atténuation par une méthode dite « classique »

3.2.1 Mesure de l'atténuation au contact

L'atténuation de l'onde ultrasonore dans un échantillon peut être déterminée au contact suivant plusieurs méthodes [FEU 2009]. Les méthodes les plus utilisées sont :

- La méthode échographique qui nécessite un seul traducteur. Elle est basée sur l'exploitation des rebonds multiples sur la face arrière d'un échantillon à faces parallèles et en faisant intervenir le coefficient de transmission et de réflexion à la première interface et le coefficient de réflexion à la deuxième ;
- La méthode par transmission qui nécessite deux traducteurs. Elle n'est utilisable que si les deux faces de l'échantillon sont accessibles. Elle nécessite aussi la prise en compte du coefficient de transmission totale.

La détermination de l'atténuation par ces méthodes nécessite la prise en compte de la diffraction du faisceau. Cette prise en compte de la diffraction est présentée dans le paragraphe 3.2.2.

Ces méthodes, très simples à mettre en œuvre, nécessitent l'utilisation d'un couplant. Le couplant peut être source d'erreur si son épaisseur n'est pas maîtrisée.

Il est alors très délicat de déterminer les coefficients de transmission et de réflexion. Une autre source d'erreur est liée au fait qu'une partie de la zone étudiée de l'échantillon se trouve dans le champ proche (zone de fluctuations d'amplitude).

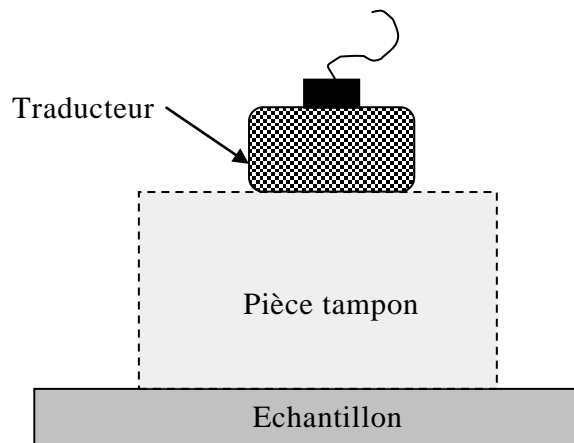


Figure 3-2 : Dispositif expérimental de mesure d'atténuation par contact

Pour réduire ou supprimer ce dernier phénomène, une pièce tampon ou un sabot peut être intercalé entre le traducteur et l'échantillon à étudier [PAP 1966] [PAP 1973] [PAP 1984] [NIC 1992] (Figure 3-2).

Le problème de couplage peut être levé en utilisant des méthodes sans contact.

3.2.2 Mesures de l'atténuation sans contact en immersion

Les mesures de l'atténuation ultrasonore sans contact présentent plusieurs avantages, comme le fait de s'affranchir des variations du couplage et d'effectuer des mesures en champ lointain où le faisceau du capteur ultrasonore est plus homogène. Les autres atouts sont la reproductibilité et la précision de la mesure. Tous ces avantages justifient le fait que les mesures de l'atténuation sans contact sont les méthodes les plus utilisées pour caractériser les matériaux.

Les mesures en immersion peuvent être effectuées en mode échographique ou en mode de transmission simple.

- **Mesure en mode échographique**

Cette technique utilisée par Papadakis est limitée à la mesure d'atténuation en incidence normale [PAP 1965] [PAP 1973] [PAP 1984]. L'atténuation est calculée à partir des échos de fond successifs. L'atténuation définie par Papadakis ne prend pas en compte la divergence du faisceau. Pour prendre en compte la divergence du faisceau, Kumar propose deux formules de l'atténuation [KUM 1995] [FEU 2009] en utilisant une méthode basée sur l'acquisition de plusieurs signaux afin d'effectuer un moyennage. Les échos enregistrés sont l'écho réfléchi sur la face avant de l'échantillon, ainsi que le premier et le second écho de fond. Ces mesures sont effectuées dans le domaine temporel. D'autres auteurs se limitent à l'enregistrement de deux échos de fond successifs (S_1, S_2) (Figure 3-3) et l'utilisation de leurs transformées de Fourier [MAR 1993] [MAR 2004]. La divergence du faisceau est prise en compte en introduisant une correction.

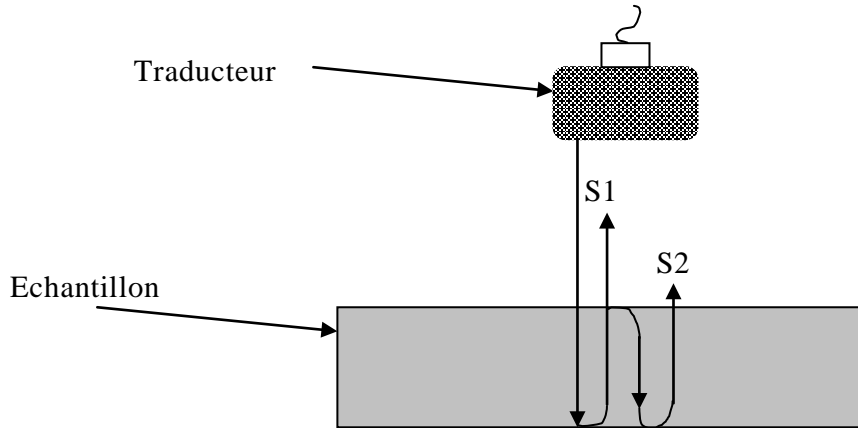


Figure 3-3 : Dispositif expérimental de mesure en mode échographique.

Le coefficient d'atténuation par diffusion s'écrit alors :

$$\alpha(f) = \frac{20}{2 \cdot e} \cdot \log \left(\frac{F_1(f)}{F_2(f)} \cdot \frac{D_2(f)}{D_1(f)} \cdot R_{01}^2 \right) \quad (3.6)$$

avec

$F_1(f)$ et $F_2(f)$ sont les transformées de Fourier des signaux $S_1(t)$ et $S_2(t)$ mesurés expérimentalement.

R_{01} le coefficient de réflexion couplant /échantillon défini par :

$$|R_{01}| = \left| \frac{\rho_{eau} V_{eau} - \rho_{éch.} V_{éch.}}{\rho_{eau} V_{eau} + \rho_{éch.} V_{éch.}} \right| \quad (3.7)$$

Avec ρ_{eau} et V_{eau} (resp. $\rho_{éch}$ et $V_{éch}$) la masse volumique de l'eau et la vitesse de phase de l'onde ultrasonore dans l'eau (resp. la masse volumique de l'échantillon et la vitesse de phase de l'onde ultrasonore dans l'échantillon).

$$D_n(f) \approx 1 - \exp \left(\frac{-ika^2}{2ne} \right) \left[J_0 \left(\frac{ka^2}{2ne} \right) + iJ_1 \left(\frac{ka^2}{2ne} \right) \right] \quad (3.8)$$

$D_n(f)$ est une simplification de la fonction de correction de la divergence du faisceau pour le n^{ème} écho en fonction de la fréquence.

Cette fonction est valable pour $\sqrt{ka} \gg 1$ avec, k le nombre d'onde d'une onde monochromatique et a le diamètre du capteur, et e l'épaisseur de l'échantillon.

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1.

Cette méthode nécessite toutefois de bien séparer les échos de fond qui peuvent être très proches pour les échantillons de faibles épaisseurs. D'autre part l'exploitation du deuxième écho peut être délicate dans les milieux très diffusants à cause d'une forte atténuation et de la présence d'échos parasites rétrodiffusés par la structure. Par ailleurs les formules de correction de l'effet de divergence du faisceau demandent encore à être validées dans cette configuration.

- Mesure en transmission simple

En négligeant l'atténuation dans l'eau, l'atténuation d'une onde plane mesurée par transmission simple et exprimée en dB/mm, est donnée par :

$$\alpha(f) = -\frac{20}{e} \log \left(\frac{A_{ech}(f)}{T \cdot A_{ref}(f)} \right) \quad (3.9)$$

où e représente l'épaisseur de l'échantillon en mm, A_{ech} le module du spectre de l'onde transmise à travers l'échantillon en incidence normale, A_{ref} est le module du spectre de l'onde de référence transmise dans l'eau et T est le coefficient de transmission à travers la lame à faces parallèles, défini en incidence normale par :

$$T = \frac{4\rho_{eau}V_{eau}\rho_{ech}V_{ech}}{(\rho_{eau}V_{eau} - \rho_{ech}V_{ech})^2} \quad (3.10)$$

Avec ρ_{eau} et V_{eau} (resp. ρ_{ech} et V_{ech}) la masse volumique de l'eau et la vitesse de l'onde ultrasonore dans l'eau (resp. la masse volumique de l'échantillon et la vitesse de l'onde ultrasonore dans l'échantillon).

Ces deux méthodes ont été appliquées dans de nombreuses études pour la caractérisation de matériaux isotropes. Par contre Seldis [SEL 1998] [SEL 2000] a montré que la détermination du coefficient d'atténuation dans des soudures anisotropes nécessitait des développements supplémentaires discutés dans le paragraphe suivant 3.3.

3.3 Méthode par décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes

Le principe de cette méthode, appliquée pour la caractérisation de soudures en acier inoxydable austénitique à structure anisotrope, a été décrit dans la thèse de Marie-Aude Ploix [PLO 2006] [SEL 2000].

Très brièvement, on rappelle que cette méthode consiste à comparer l'énergie totale contenue dans le faisceau transmis à travers une lame à faces parallèles à celle calculée à l'aide d'un modèle d'ondes planes n'incluant pas l'atténuation. Le rapport entre ces deux quantités est justement relié à l'atténuation globale du faisceau qui peut alors être évaluée.

En pratique, une première image de type C-scan est obtenue dans l'eau à l'endroit de la face avant de l'échantillon (qui a été retiré pour permettre cette mesure). Une illustration de ce C-Scan, qui est l'image du faisceau incident, est donnée en Figure 3-4.

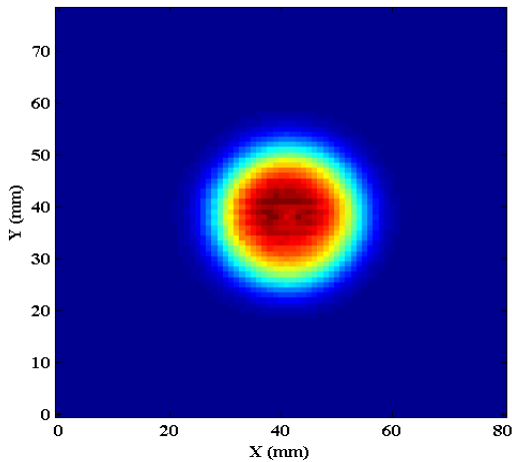


Figure 3-4 : Image du faisceau incident (représentation en C-Scan).

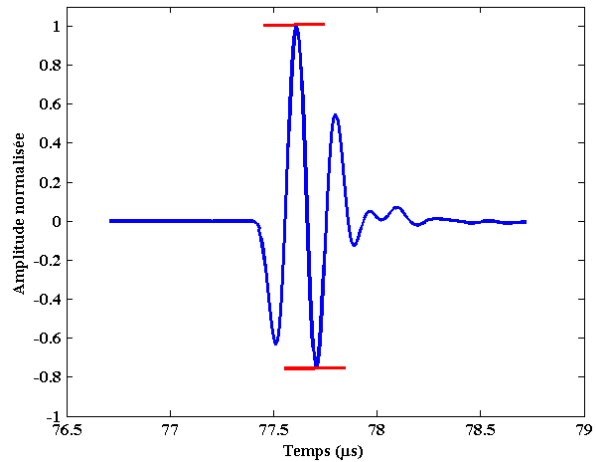


Figure 3-5 : Exemple d'un signal sur un point du C-Scan.

Ces données expérimentales serviront de référence pour la suite du processus.

Une seconde image du faisceau transmis à travers l'échantillon en incidence normale est obtenue, dans un plan situé à l'arrière de cet échantillon (Figure 3-6).

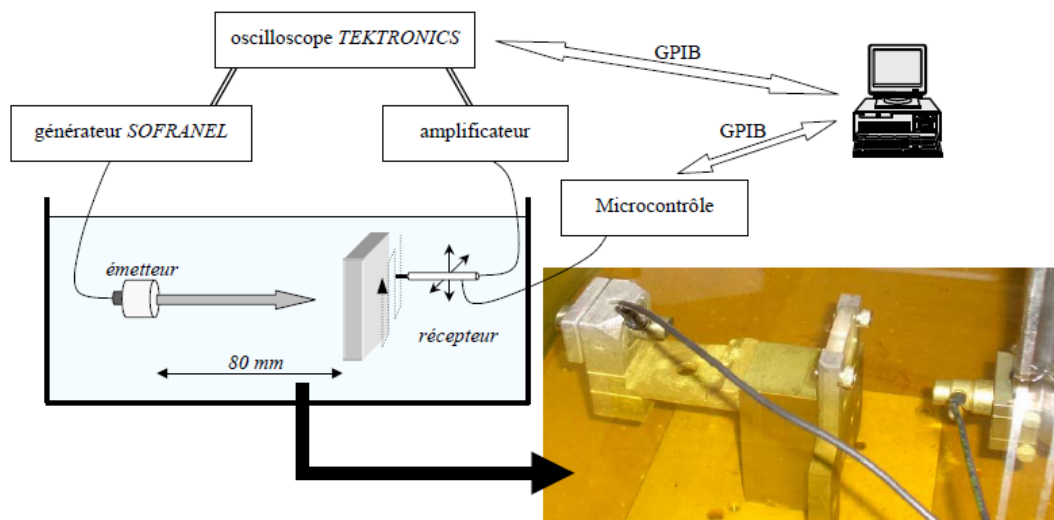


Figure 3-6 : Dispositif expérimental [PLO 2006].

Les modèles que nous utilisons étant généralement des modèles d'ondes harmoniques, on calcule tout d'abord la transformée de Fourier de chaque signal s_i^{eau} du faisceau incident dans l'eau ainsi que le signal du faisceau transmis $s_i^{éch}$ à travers l'échantillon.

$$S_i^{eau}(f) = TF(s_i^{eau}(t)) \quad (3.11)$$

$$S_i^{éch}(f) = TF(s_i^{éch}(t)) \quad (3.12)$$

Une fréquence de travail peut alors être sélectionnée dans ces spectres.

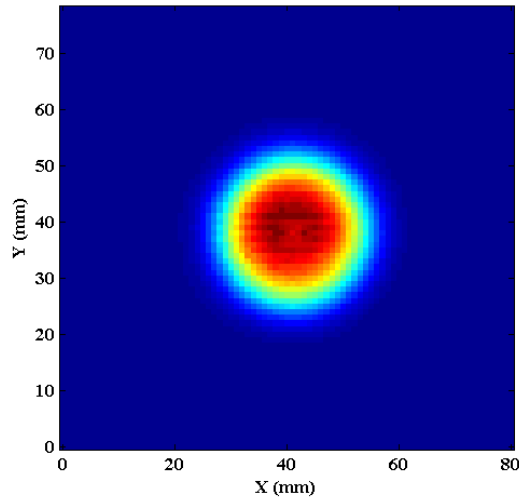


Figure 3-7 : Amplitude spectrale du faisceau incident à la fréquence 2.25MHz.

De nouvelles images appelées amplitudes spectrales sont alors calculées. Nous présentons un exemple d'amplitude spectrale du faisceau incident sur la Figure 3-7. Elle représente une coupe dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau supposé monochromatique.

On applique alors une transformée de Fourier spatiale 2D à ces amplitudes spectrales (équation 3.13 et 3.14), pour obtenir une décomposition en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques du faisceau (Figure 3-8). En optique on parlerait de figure de diffraction à grande distance du faisceau. Cette approche permet de prendre en compte la véritable structure du faisceau ultrasonore et de tenir compte de ses différentes composantes lors de sa transmission à travers une lame à faces parallèles. Ceci constitue une amélioration par rapport à la méthode dite classique décrite précédemment au paragraphe 3.2, qui approxime le faisceau utilisé à une onde plane unique.

$$U^{eau}(f, k_x, k_y) = TF2D(S^{eau}(f, x, y)) \quad (3.13)$$

$$U^{ech}(f, k_x, k_y) = TF2D(S^{ech}(f, x, y)) \quad (3.14)$$

où k_x et k_y sont les composantes du vecteur d'onde dans le plan perpendiculaire à la normale à l'échantillon.

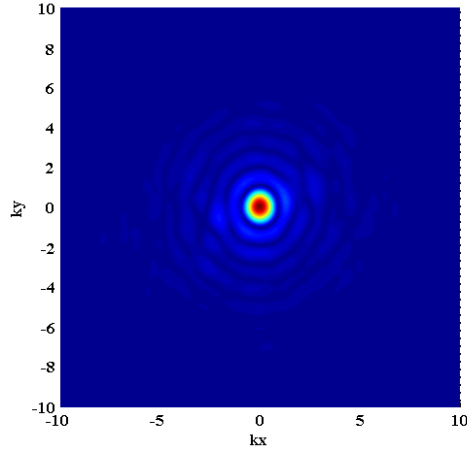


Figure 3-8 : Décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques.

Dans notre cas, chacune des composantes du faisceau de référence sera multipliée par le coefficient de transmission correspondant à sa fréquence et à son angle d'incidence (équation 3.15).

$$U_{th}^{ech}(f, k_x, k_y) = T^{total}(f, k_x, k_y) \cdot U^{eau}(f, k_x, k_y) \quad (3.15)$$

avec T^{total} le coefficient de transmission total (cf. paragraphe 8.1) calculé à partir des constantes d'élasticité et des angles d'Euler déterminés par résolution du problème inverse par optimisation sur des vitesses ultrasonores mesurées en incidence variable (cf. chapitre 7).

On obtient alors une nouvelle décomposition en spectre angulaire qui représente la décomposition du faisceau transmis théorique [PLO 2006] [SEL 2000] [SEL 2009].

Les décompositions des faisceaux théorique et expérimental sont alors comparées, en pointant le fait que l'atténuation par diffusion n'est pas prise en compte dans le modèle théorique du coefficient de transmission. Le rapport de ces deux quantités permet donc d'évaluer l'atténuation de chacune des composantes du faisceau lors de la traversée de l'échantillon.

C'est ce que nous nommons dans la suite l'atténuation locale (équation 3.16) [PLO 2006], en ce sens qu'elle donne une valeur d'atténuation en chaque point de l'image de diffraction du faisceau.

$$\alpha_{local}(f, k_x, k_y) = -\frac{20}{d} \log \left(\frac{U_i^{ech}(f, k_x, k_y)}{T^{total} \cdot U_i^{eau}(f, k_x, k_y)} \right) \quad (3.16)$$

avec d l'épaisseur de l'échantillon.

En faisant la somme du module au carré de toutes les composantes du spectre angulaire (une double intégration du spectre angulaire d'ondes planes), on obtient l'énergie totale (E_{ech} et E_{th}) contenue dans les faisceaux transmis expérimental et théorique (équation 3.17 et 3.18)

$$E_{ech}(f) = \iint |U^{ech}|^2 dk_x dk_y \quad (3.17)$$

$$E_{th}(f) = \iint |T^{total} \cdot U^{eau}|^2 dk_x dk_y \quad (3.18)$$

Le rapport de l'énergie ainsi obtenue dans le faisceau expérimental transmis à celle calculée théoriquement conduit à l'évaluation de ce que nous nommerons par la suite atténuation globale $\alpha_{globale}$ (équation 3.19) [PLO 2006] [SEL 2000] [SEL 2009].

$$\alpha_{globale}(f) = -\frac{10}{d} \log \left(\frac{\iint |U^{ech}|^2 dk_x dk_y}{\iint |T^{total} \cdot U^{eau}|^2 dk_x dk_y} \right) \quad (3.19)$$

Cette atténuation globale est représentative de la diffusion de l'onde ultrasonore par la structure polycristalline.

Une limite actuelle de cette méthode est qu'elle est basée sur des mesures en incidence normale. Elle nécessite donc d'usiner plusieurs échantillons dans un bloc pour caractériser une soudure anisotrope (Figure 3-9) [PLO 2006]. En effet nous avons vu que la valeur du coefficient d'atténuation par diffusion dans ces matériaux dépend de l'angle entre la direction de propagation et l'axe de la texture (cf. paragraphe 1.4).

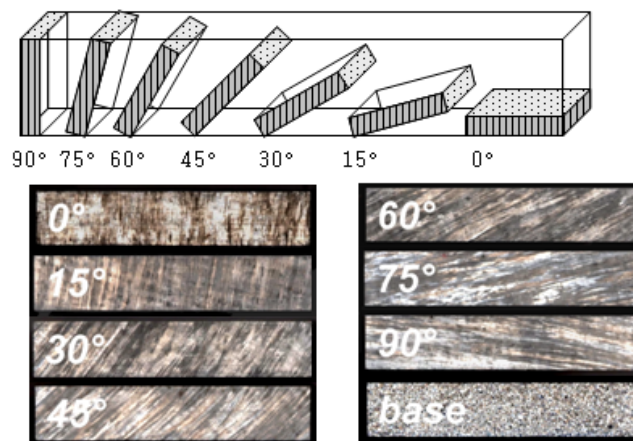


Figure 3-9 : Exemple de découpe d'échantillons dans une soudure en acier inoxydable austénitique pour la mesure d'atténuation en incidence normale [PLO 2006].

3.4 Synthèse

L'étude bibliographique montre que la propagation ultrasonore dans les composants métalliques des réacteurs nucléaires à eau pressurisée peut être fortement perturbée par la structure polycristalline des matériaux. La simulation du contrôle ultrasonore doit permettre d'améliorer la compréhension des phénomènes et réaliser des études paramétriques sur l'influence des propriétés microstructurales sur la propagation ultrasonore. Des codes ont été développés par EDF dans cet objectif, dont le code aux éléments finis ATHENA 2D, mais

leur utilisation nécessite de disposer de données d'entrée pertinentes, notamment en ce qui concerne les propriétés des matériaux. Des approches ont alors été proposées, basées sur une caractérisation fine des matériaux, avec notamment deux propriétés essentielles à caractériser : le tenseur d'élasticité et les coefficients d'atténuation.

Les travaux précédents ont permis de mettre au point deux montages distincts pour caractériser chacune de ces propriétés. Plusieurs limites ont été identifiées pour chacun de ces montages.

En effet pour le tenseur d'élasticité, l'algorithme actuel (méthode de Levenberg- Marquardt) est bien adapté lorsque la solution recherchée n'est pas totalement inconnue, ce qui n'est pas forcément le cas pour nos applications en particulier pour l'optimisation des angles d'Euler. L'état de l'art montre que les algorithmes génétiques, dont l'utilisation n'est plus limitée par des temps de calcul prohibitifs, pourraient répondre aux besoins de l'étude.

En ce qui concerne le coefficient d'atténuation, l'étude en incidence normale pose le problème de l'usinage de plusieurs échantillons pour les structures anisotropes. Cela nécessite alors de disposer d'un moule de soudage de gros volume et représentatif du matériau étudié, ce qui n'est pas toujours faisable. L'amélioration du montage avec possibilité de réaliser des mesures en incidence oblique offrirait plusieurs avantages tels que :

- La possibilité de déterminer des coefficients d'atténuation en fonction de la direction de propagation à partir d'un seul échantillon ;
- La détermination des valeurs d'atténuation pour les ondes quasi-transversales et non pas uniquement quasi-longitudinales comme cela est le cas actuellement ;
- La détermination des coefficients d'atténuation dans des plans non principaux. Ce point est important par rapport à l'objectif de développer une version 3D du code ATHENA. En effet, l'utilisation du code 3D nécessitera de connaître la valeur de l'atténuation ultrasonore dans une direction de propagation quelconque ;
- Le regroupement en un seul montage des mesures d'atténuation et des mesures de vitesses ultrasonores. Ceci est d'autant plus justifié que la détermination des constantes d'élasticité est indispensable pour remonter aux coefficients d'atténuation (car intervenant dans le calcul des coefficients de transmission/réflexion aux interfaces).

Le premier objectif du travail de thèse sera donc de développer un nouveau montage pour la caractérisation ultrasonore des métaux polycristallins. La seconde étape consistera à valider et exploiter ce montage, d'une part pour la détermination du tenseur d'élasticité et d'autre part pour l'estimation des coefficients d'atténuation par diffusion.

Ces points seront discutés dans la suite du manuscrit.

Partie 2 Montage expérimental et matériaux étudiés

Respectueux et reconnaissant envers mes Maîtres, je rendrai à leurs enfants l'instruction que j'ai reçue de leurs pères.

[Hippocrate de Cos]

4 Montage expérimental

Introduction

Nous avons vu lors de l'étude bibliographique qu'il existe plusieurs systèmes permettant de mesurer des vitesses ultrasonores, en particulier des systèmes utilisant la méthode de mesure en simple transmission. En ce qui concerne la mesure de l'atténuation due au phénomène de diffusion, un montage spécifique a été développé mais il est actuellement limité aux mesures pour les ondes longitudinales en incidence normale. Nous allons présenter dans ce chapitre les caractéristiques d'un montage unique, développé durant le travail de thèse et qui doit permettre de mesurer à la fois les vitesses ultrasonores en transmission et l'atténuation des ondes ultrasonores quasi-longitudinales et quasi-transversales.

4.1 Dispositif expérimental de mesure des vitesses en incidence variable

4.1.1 Dispositif expérimental

Contrairement au montage de Dubuget, nous avons choisi de faire tourner l'échantillon et de maintenir les transducteurs en positions fixes. Le nouveau dispositif ne pourra pas être monté sur une machine de traction pour d'éventuelles études de suivi de l'endommagement in-situ. Le nouveau dispositif expérimental est alors composé de deux plateaux tournants à très hautes performances RVS80CC avec moteur à courant continu équipé d'un codeur 8000 pts/tr et une précision absolue de 0.01° . Les deux plateaux sont solidaires d'une plaque métallique rectangulaire en dural, constituant le porte échantillon, schématisé sur la Figure 4-1.

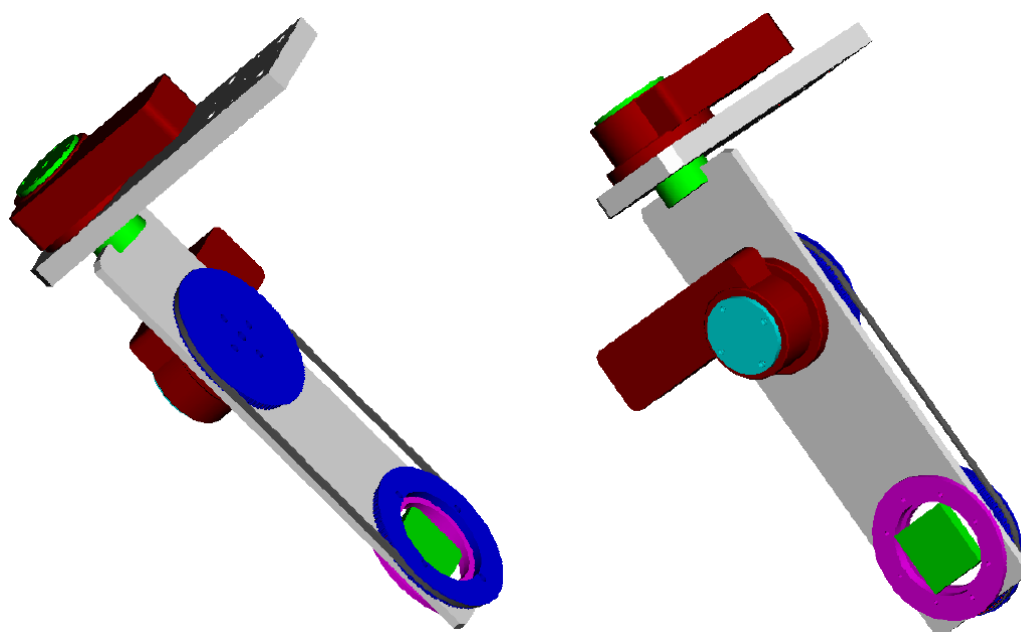


Figure 4-1 : Schéma du dispositif expérimental.

Cette plaque est fixée sous le premier moteur dont l'axe de rotation, 'PV' est vertical et colinéaire à la grande médiane de la plaque. Cette rotation permet de sélectionner l'angle d'incidence du faisceau dans un plan d'incidence horizontal. Dans la partie basse de la plaque, un support placé dans une fenêtre permet de positionner les échantillons (Figure 4-2).

La partie haute de la plaque supporte le second moteur qui, par un système de transmission par courroie, assure une rotation de l'échantillon autour d'un axe horizontal 'PH'. Cette rotation permet de sélectionner un plan d'incidence particulier lors de l'étude de matériaux anisotropes.

Ces moteurs sont pilotés par un logiciel développé sur l'environnement LabVIEW via un ordinateur. Les deux rotations sont indépendantes.

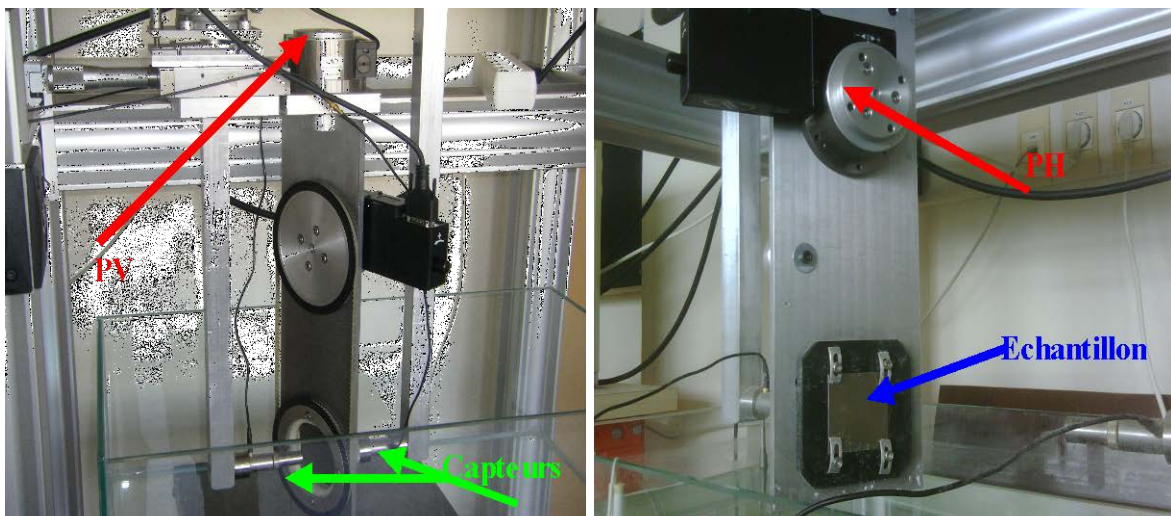


Figure 4-2 : Système mécanique.

Une impulsion électrique brève est appliquée au transducteur émetteur ; le générateur d'impulsions utilisé est un SOFRANEL (modèle 5052PR). L'onde ultrasonore produite se propage dans l'eau et arrive en incidence oblique sur la surface de l'échantillon. Elle est alors réfractée en respectant la loi de Snell-Descartes. On rappelle qu'à l'interface entre le fluide de couplage et un solide anisotrope, trois ondes peuvent être excitées et se propager dans trois directions différentes avec des vitesses de propagation différentes [DIE 1974] [ARI 1997] [ARI 2000] [JEO 1994]. Ces trois ondes correspondent respectivement à une onde quasi-longitudinale, et deux ondes quasi-transversales de polarisations horizontale et verticale (Figure 4-3).

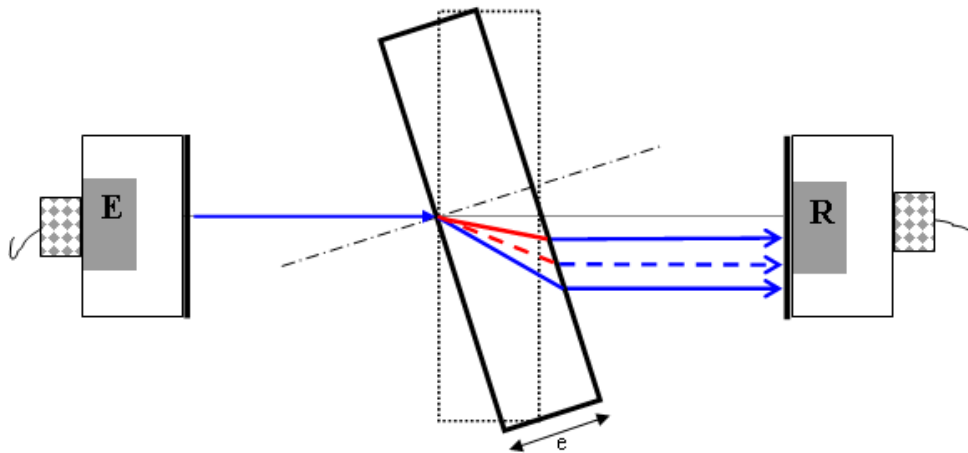


Figure 4-3 : Principe de mesure de vitesse en simple transmission.

A la seconde interface entre l'échantillon et le fluide de couplage, chacune des trois ondes est réfractée et donne naissance à une onde longitudinale qui se propagera dans l'eau jusqu'au récepteur [HOS 1990]. Le signal est ensuite échantillonné par un oscilloscope LeCroy avant son stockage.

Dans un dispositif classique, les mesures en incidence sont effectuées dans un plan fixe (plan d'incidence) et avec des angles d'incidence variables. Cette configuration a pour inconvénient majeur l'existence de plages angulaires pour lesquelles il est impossible de distinguer les ondes, notamment pour un matériau anisotrope (mélange de modes). Avec notre dispositif qui découple les deux rotations, il est alors possible de fixer un angle d'incidence pour lequel il n'y a pas de mélange de modes puis de faire varier le plan d'incidence. Cette dernière configuration a pour intérêt d'augmenter le nombre de vitesses expérimentales accessibles.

Des mesures de vitesse effectuées en gardant une incidence fixe et un plan d'incidence variable sont présentées au paragraphe 7.3 du chapitre 7.

Il est important de noter que, avec le nouveau dispositif expérimental, la plage angulaire explorée en incidence est plus grande qu'avec le montage précédent. Ceci permet d'avoir un nombre plus important de vitesses qu'avec le dispositif développé par Dubuget [DUB 1996].

4.1.2 Repère de travail

Les échantillons sont positionnés suivant le repère de travail indiqué sur la Figure 4-4. Ce repère orthogonal permet de fixer les différents plans d'incidence (plan de travail).

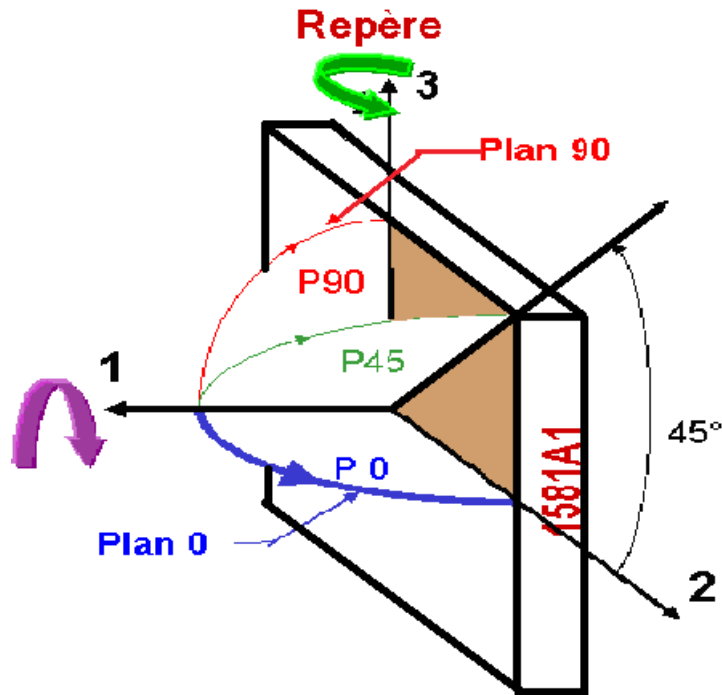


Figure 4-4 : Repère de travail.

L'axe 1 est horizontal et normal à la grande face de l'échantillon. C'est autour de cet axe que la rotation de l'échantillon dans son propre plan est effectuée et permet de choisir le plan d'incidence. L'axe 2 correspond à la génératrice du tube (pour les aciers moulés par centrifugation) ou à la direction de soudage (pour les soudures en alliage à base nickel). Le premier plateau tournant 'PH' du montage permet par un système de courroie de faire tourner l'échantillon dans son propre plan autour de l'axe 1. Les plans d'incidence sont identifiés selon la convention indiquée sur la Figure 4-4. Le plan (12) est ainsi dénommé plan 0 alors que le plan (13) est dénommé plan 90.

Le second plateau tournant 'PV' entraîne l'échantillon en rotation autour d'un axe vertical (axe 3), permettant ainsi de faire varier l'angle d'incidence du faisceau ultrasonore.

Ces deux rotations permettent de mesurer en immersion des vitesses de propagation dans toutes les directions en incidence oblique.

Pour un matériau anisotrope, les axes de symétries du matériau sont désorientés par rapport aux axes du repère de travail (cf. Annexe 1).

4.1.3 Mesure de vitesse en incidence oblique

La méthode de mesure des vitesses de propagation utilisée en incidence oblique est une technique impulsionnelle. Cette méthode peut être utilisée dans deux configurations différentes, à savoir une configuration en double transmission avec un seul capteur en émission/réception ou en simple transmission [MAR 1970]. Avant de mesurer la vitesse en incidence oblique, il est impératif de déterminer l'épaisseur et la vitesse longitudinale en incidence normale. Ces deux paramètres sont calculés à partir des temps de vol.

4.1.3.1 Calcul du temps de vol

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer le temps de vol d'une impulsion ultrasonore. Le choix de la méthode est guidé par la qualité des signaux acquis. Nous pouvons citer la méthode utilisant l'intercorrélation entre deux signaux, la méthode de la résonance et la méthode dite du signal analytique.

- Intercorrélation

Si le matériau étudié est peu dispersif, les échos obtenus après transmission à travers l'échantillon sont très peu déformés [DUB 1996] [PLO 2006]. On peut alors estimer la différence de temps de vol entre deux signaux en recherchant le maximum de la fonction d'intercorrélation.

Cette méthode mesure le degré de similitude de forme et de position en régime impulsionnel de deux signaux. La fonction d'inter-corrélation de deux signaux est donnée par la relation suivante.

$$C_{s_1, s_2}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(u) \cdot S_2(u-t) du \quad (4.1)$$

Le maximum de la fonction d'inter-corrélation est obtenu pour un temps $t=\tau$ correspondant au décalage temporel entre les signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$ supposés de formes comparables.

Cette dernière technique est la plus appropriée pour déterminer le temps de vol des ondes en incidence quelconque pour les matériaux métalliques étudiés qui sont très peu dispersifs.

- La méthode de la résonance

Pour déterminer le temps de vol par la méthode dite de la résonance, le signal doit contenir un nombre suffisant de pics (échos). Cette méthode profite du fait que les pics sont produits d'une façon périodique. La transformée de Fourier des signaux révélera un creux représentant la fréquence des réflexions et de ces harmoniques. La fréquence de chaque harmonique est définie par :

$$f_n = \frac{nV}{2e} \quad (4.2)$$

n est l'ordre de l'harmonique choisie ;

V est la vitesse de l'onde ;

e l'épaisseur de l'échantillon.

Cette méthode n'est utilisable qu'en incidence normale et pour des échantillons très peu atténuants.

- La méthode dite du signal analytique

Dans le cas de matériaux très dispersifs, le temps de vol de l'onde est approximativement égal à la position du maximum du signal. Suivant les cas la localisation de la position du

maximum reste difficile (bruit, largeur du pic...). De plus cette position du maximum du signal peut ne pas correspondre à l'instant de l'arrivée de l'onde. Cet inconvénient peut être levé si nous utilisons un signal analytique qui donne l'énergie de l'onde en fonction du temps. Le signal analytique complexe est défini par :

$$Y^*(t) = y(t) + jh(t) \quad (4.3)$$

Où $y(t)$ est le signal mesuré et $h(t)$ sa transformée de Hilbert.

Le temps de vol de l'onde ultrasonore est obtenu en prenant le temps d'arrivée du maximum de l'enveloppe du signal analytique qui correspond au temps d'arrivée de l'énergie maximale de l'onde. Une correction de ce temps doit être prise en compte si le temps initial n'est pas connu.

Cette dernière méthode permet de déterminer un temps de groupe et donc une vitesse de groupe, là où les deux premières méthodes donnent un temps de phase et donc une vitesse de phase.

4.1.3.2 Mesure de l'épaisseur et de la vitesse longitudinale en incidence normale

Il existe plusieurs méthodes de mesure d'épaisseur. Les méthodes géométriques (pied à coulisse, comparateur micromètre) sont très simples à mettre en œuvre si les faces sont accessibles. Elles sont cependant moins précises (précision $\pm 20\mu\text{m}$) et dépendent de plusieurs facteurs comme le parallélisme des faces de l'échantillon, l'état de surface, l'opérateur.... Cette précision peut être améliorée en automatisant les mesures, ce qui permet de réduire l'impact du facteur humain et les erreurs associées.

Dans le cas du montage expérimental proposé, il est possible de mesurer simultanément l'épaisseur de l'échantillon et la vitesse des ondes longitudinales en incidence normale.

Cette méthode se ramène à la mesure du temps de vol correspondant au trajet de l'onde ultrasonore dans l'échantillon. Elle a été utilisée par Kuo en 1990 [KUO 1990] puis par Hsu en 1992 [HSU 1992] en comparant quatre configurations différentes.

Pour déterminer simultanément l'épaisseur et la vitesse longitudinale en incidence normale, quatre signaux sont nécessaires pour les trois premières configurations.

La première configuration met en œuvre deux capteurs et permet de calculer l'épaisseur et la vitesse en incidence normale à partir des :

- temps t_{eau} correspondant au signal transmis dans l'eau sans échantillon ;
- temps t_n correspondant au signal transmis en présence de l'échantillon ;
- temps t_1 correspondant au signal réfléchi sur la face avant 1 pour le premier traducteur (mode réflexion) ;

- temps t_2 correspondant au signal réfléchi sur la face avant 2 pour le second traducteur (mode réflexion).

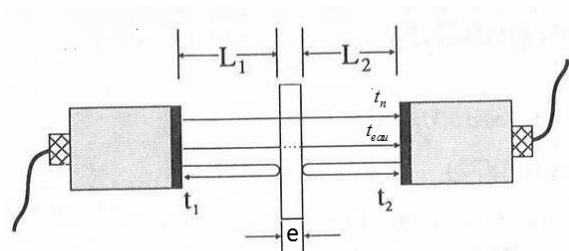


Figure 4-5 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 1. [HSU 1992]

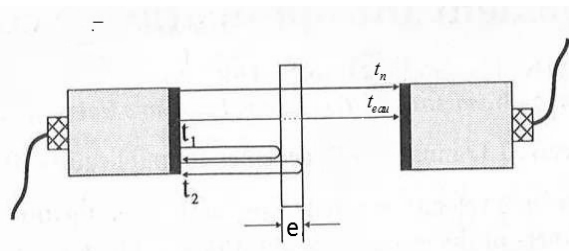


Figure 4-6 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 2. [HSU 1992]

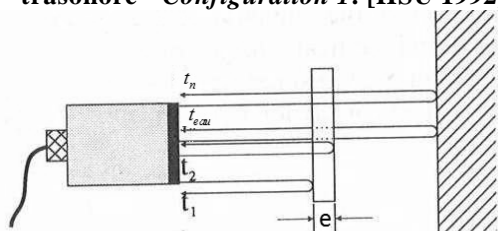


Figure 4-7 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 3. [HSU 1992]

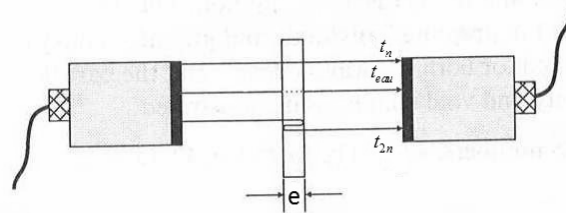


Figure 4-8 : Estimation de l'épaisseur et de la vitesse en incidence normale par technique ultrasonore - Configuration 4. [HSU 1992]

Dans les configurations 2 et 3 (Figure 4-6, Figure 4-7) le signal réfléchi sur la face avant 2 peut être substitué par le signal réfléchi sur la face arrière de l'éprouvette. Cette configuration 2 a été utilisée par Dubuget [DUB 1996] ; cependant cette méthode n'est pas toujours applicable pour plusieurs raisons :

- l'écho dit de face arrière est souvent très déformé avec un déphasage de π ;
- dans le cas d'échantillons relativement minces, cet écho peut interférer avec le signal de face avant.

Ce dernier point peut être évité dans la configuration 3 qui nécessite l'utilisation d'un seul capteur qui est utilisé en émission/réception. Derrière l'échantillon est placé un réflecteur. Cette configuration a pour avantage de séparer les différents échos en allongeant le trajet dans l'eau [HSU 1992] [CHU 1992] [HOS 1989] [ROK 1992]. Cependant cette configuration n'est pas adéquate pour nos matériaux à structure polycristalline, car l'onde est déviée lors de la propagation : le trajet aller entre l'émetteur et le réflecteur est alors différent du trajet retour. D'autre part, il sera difficile de pouvoir détecter un signal d'amplitude significative (double trajet dans le matériau) car ces matériaux sont très atténuants.

Ces inconvénients vont fortement influencer la précision des temps de vol mesurés qui seront par la suite utilisés pour estimer simultanément l'épaisseur et la vitesse longitudinale en incidence normale.

Pour améliorer la précision des mesures nous utilisons la configuration suivante nécessitant l'acquisition de trois signaux seulement (configuration 4) :

- le signal dans l'eau sans présence de l'échantillon ;
- le signal en incidence normale et en transmission à travers l'échantillon ;
- le signal en incidence normale en double transmission à travers l'échantillon.

Avec cette configuration, il n'y a plus l'inversion de phase due à la réflexion. Les signaux acquis ont la même polarité et leurs formes sont plus proches. L'épaisseur et la vitesse longitudinale en incidence normale sont alors définies par les relations:

$$e = V_{eau} \left(\tau_1 + \frac{\tau_2}{2} \right) \quad (4.4)$$

$$V_{L.L} = V_{eau} \left(1 + \frac{2\tau_1}{\tau_2} \right) \quad (4.5)$$

Avec :

- $\tau_1 = t_{eau} - t_n$: différence de temps entre le signal dans l'eau et le signal transmis en incidence normale $\tau_1 \geq 0$;
- $\tau_2 = t_{2n} - t_n$: différence de temps entre le signal parcourant trois fois l'épaisseur de l'échantillon et le signal transmis en incidence normale $\tau_2 \geq 0$;
- V_{eau} : la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau.

La vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau est déterminée en mesurant le temps de vol de l'onde ultrasonore pour plusieurs distances émetteur-récepteur (Figure 4-9).

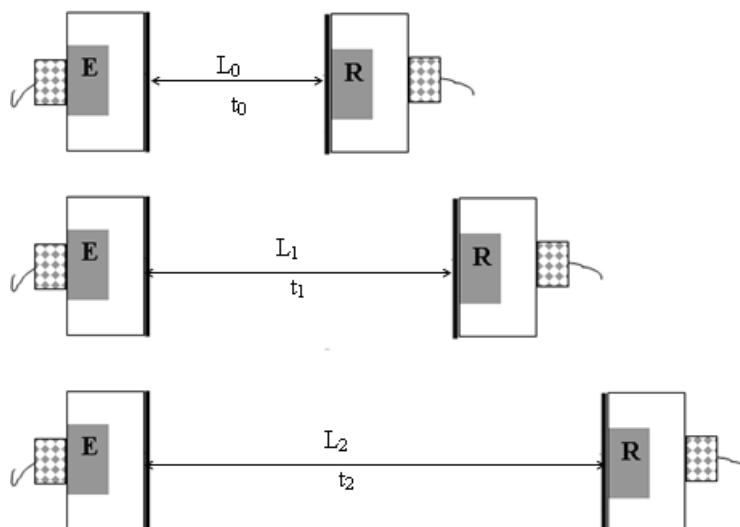


Figure 4-9 : Principe de mesure de la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau.

Nous pouvons par exemple calculer la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau à partir de l'acquisition de 3 signaux.

L'eau utilisée comme couplant n'étant pas déminéralisée, nous ne pouvons pas utiliser le polynôme du cinquième ordre qui exprime la vitesse de l'onde dans l'eau pur en fonction de la température T [DEL 1972]. L'expression semi-empirique de Del Grosso est la formule la plus utilisée dans la littérature (Annexe 2).

L'eau n'étant pas un milieu dispersif, la vitesse de l'onde reste constante quelle que soit la fréquence de travail.

Les incertitudes sur l'épaisseur de l'échantillon, sur la vitesse de l'onde ultrasonore en incidence normale et sur la vitesse dans l'eau dépendent fortement de la précision des valeurs des temps de vol déterminés par inter-corrélation. La précision sur le temps de vol est proportionnelle au pas d'échantillonnage, qui dans notre dispositif expérimental est compris entre 0.5 ns et 2 ns. Cette précision peut être ramenée entre 0.25 ns et 1 ns si le temps de vol est déterminé à partir du zéro de la dérivée de la fonction d'inter-corrélation.

Cette précision sur le temps de vol donne une incertitude sur la vitesse dans l'eau de 0.13 m/s (incertitude maximum pour un pas d'échantillonnage de 1 ns). Cette incertitude est inférieure aux incertitudes obtenues sur les vitesses mesurées à partir de la température de l'eau qui est de l'ordre de 0.3 m/s pour une incertitude sur la température de 0.1 °C [PLO 2006].

Le calcul d'erreur sur l'épaisseur est défini par :

$$\Delta e = \left(\tau_1 + \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \Delta V_{eau} + V_{eau} \Delta \tau_1 + \frac{V_{eau}}{2} \Delta \tau_2 \quad (4.6)$$

Le calcul d'erreur sur la vitesse en incidence normale est définie par :

$$\Delta V_{L\perp} = \left(1 + 2 \cdot \frac{\tau_1}{\tau_2} \right) \Delta V_{eau} + 2 \cdot \frac{V_{eau}}{\tau_2} \left(\Delta \tau_1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \Delta \tau_2 \right) \quad (4.7)$$

Soit une valeur d'incertitude de $\Delta e = \pm 2.5 \mu\text{m}$ sur l'épaisseur et de $\Delta V_{L\perp} = \pm 1.75 \text{ m/s}$ sur la vitesse en incidence normale (soit environ de 0.03%).

Ces valeurs de e , $V_{L\perp}$ et V_{eau} sont ensuite utilisées pour déterminer les vitesses de propagation en incidence oblique.

4.1.3.3 Protocole de mesure de vitesse

Les vitesses ultrasonores sont déterminées à partir de la méthode de mesure en simple transmission décrite précédemment.

Généralement, les vitesses sont calculées en prenant comme signal de référence le signal correspondant à une propagation dans l'eau en l'absence de l'échantillon [MAR 1970], [ROK 1989], [HOS 1989], [JEO 1994], [DUB 1996]. Une alternative est d'utiliser le signal de l'onde transmise à travers l'échantillon en incidence normale. L'intérêt du changement est que la forme du signal de l'onde transmise en incidence oblique est plus proche de la

forme du signal de l'onde transmise en incidence normale (par comparaison avec le signal en l'absence de l'échantillon). Cette similitude vient du fait que les deux ondes traversent le même milieu.

Après l'acquisition du signal transmis en incidence normale, un signal en incidence oblique est à son tour enregistré. Ce signal correspond à un angle d'incidence et un plan d'incidence connus.

L'écart des temps de propagation entre le signal en incidence normale (signal de référence) et le signal de mesure est donné par :

$$\tau = \frac{e}{\cos(r)} \left(\frac{1}{V} - \frac{\cos(r-i)}{V_{eau}} \right) + e \left(\frac{2}{V_{eau}} - \frac{1}{V_{L\perp}} \right) \quad (4.8)$$

Ce retard est calculé à partir de la considération géométrique.

Selon la loi de Snell Descartes l'angle de réfraction est défini par :

$$\frac{\sin(r)}{V} = \frac{\sin(i)}{V_{eau}} \quad (4.9)$$

A partir des deux relations ci-dessus nous pouvons déduire l'angle de réfraction et la vitesse de propagation dans le matériau en fonction des paramètres connus (l'angle d'incidence, l'épaisseur, la vitesse dans l'eau, la vitesse en incidence normale, le retard défini par inter-corrélation).

L'angle de réfraction est alors défini par:

$$r = \arctan \left(\frac{e \cdot \sin(i)}{V_{eau} \left(\tau + \frac{e}{V_{L\perp}} + \frac{e}{V_{eau}} (\cos(i) - 1) \right)} \right) \quad (4.10)$$

et la vitesse de propagation de l'onde dans le matériau par :

$$V = \frac{e \cdot \cos(r)}{\left(\tau + \frac{e}{V_{L\perp}} + \frac{e}{V_{eau}} (\cos(i) - 1) \right)} \quad (4.11)$$

Contrairement aux composites unidirectionnels, nous ignorons les plans principaux sur nos échantillons et les mesures se font dans des plans quelconques (plan principal ou non) ; la vitesse de groupe n'est pas forcément dans le plan d'incidence si celui-ci ne correspond pas au plan de symétrie du matériau [ROK 1992] [ROK 1993].

Il est important de préciser que V est une vitesse de phase et non une vitesse de groupe car les deux capteurs sont fixes et les mesures s'effectuent dans un plan d'incidence.

Des mesures de vitesses effectuées en respectant ce protocole seront présentées au chapitre 7 pour l'ensemble des échantillons de l'étude. Ces vitesses sont par la suite utilisées comme paramètres d'entrée pour estimer les constantes d'élasticité par optimisation.

4.1.4 Géométrie des éprouvettes

Les échantillons utilisés pour l'étude sont de forme parallélépipédique. Les deux grandes faces doivent notamment être parfaitement parallèles. Les dimensions latérales des échantillons sont de $60 \times 60 \text{ mm}^2$.

Il est important de noter que ces dimensions latérales sont choisies de telle manière que les échantillons puissent être positionnés sur le porte-échantillon et qu'ils puissent tourner autour de leur centre de gravité qui est fixe.

L'épaisseur des échantillons varie entre 6 mm et 12 mm suivant la zone de prélèvement.

On rappelle qu'avec une épaisseur trop importante, les amplitudes des échos risquent d'être trop faibles pour être exploitées, tandis que pour des épaisseurs trop faibles, il y a un risque de ne pas séparer temporellement les échos, en particulier pour les basses fréquences. Par ailleurs, la taille de l'échantillon doit être grande par rapport au diamètre du transducteur pour éviter les éventuels effets de bord. Par exemple pour des mesures de vitesses ultrasonores par contact, Zhang a montré que l'erreur de mesure décroît en fonction du ratio L/D , avec L la largeur de l'échantillon et D le diamètre du transducteur [ZHA 2002]. Cette relation est présentée sur la Figure 4-10.

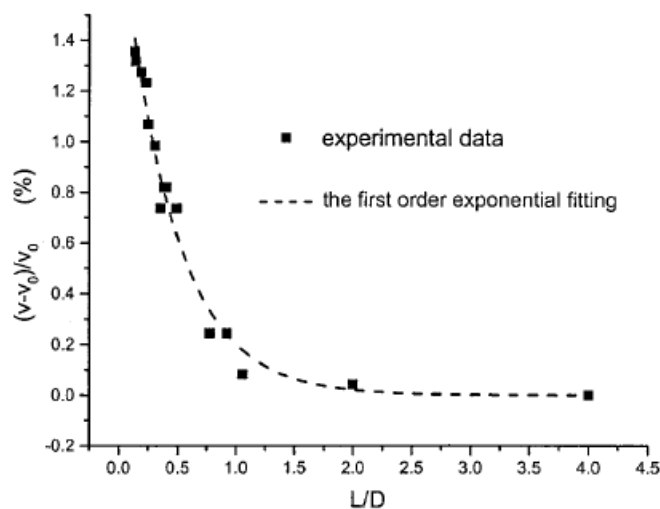


Figure 4-10 : Erreur relative sur la vitesse en fonction de L/D [ZHA 2002]

4.1.5 Validation sur un échantillon connu

Pour une première validation du montage, des mesures de vitesse sont effectuées sur un échantillon prélevé dans une soudure en acier inoxydable austénitique (de nuance AISI 316L). Cette soudure avait été caractérisée par Chassignole [CHA 2000] à l'aide du montage proposée par Dubuget avec une adaptation spécifique pour la détermination des angles d'Euler [DUB 1996] [DUB 2000].

L'objectif de cette étude est donc de s'assurer que les deux montages conduisent bien à des valeurs de vitesse similaires. Les résultats pour les ondes quasi-longitudinales à une fréquence de 2.25 MHz sont présentés sur la Figure 4-11 pour les plans 0 et 90.

Ces mesures sont effectuées en fixant le plan d'incidence et en faisant varier l'angle d'incidence.

Seules les vitesses des ondes quasi-longitudinales sont présentées. Les vitesses des ondes quasi-transversales ne sont pas mesurées car les dimensions de l'échantillon sont trop petites par rapport à la dimension du faisceau et les effets de bord perturbent les mesures de vitesses.

On constate que les deux montages conduisent à des courbes de vitesse très similaires dans ces deux plans d'incidence perpendiculaires. Par ailleurs, selon le plan d'incidence considéré, le minimum de vitesse est atteint à des angles de propagation différents. Ceci est dû au fait que les grains sont légèrement désorientés (environ 13°) dans le plan transverse à la direction de soudage (plan 0) [CHA 2000]. La variation des vitesses suivant les plans d'incidence et les angles de propagation est caractéristique d'un matériau anisotrope. L'écart des vitesses entre ces deux dispositifs expérimentaux est inférieur à 1%.

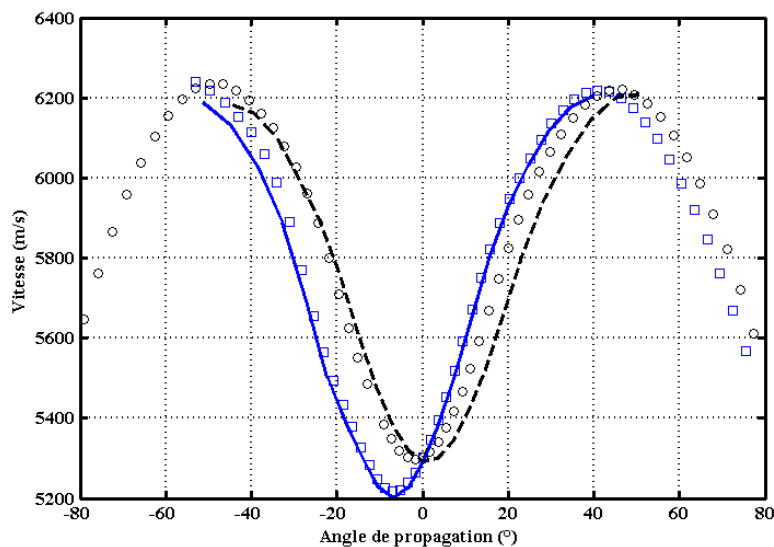


Figure 4-11 : Comparaison des mesures de vitesses obtenues avec deux montages différents ([CHA 2000] (— plan 0, --- plan 90), mesure (□ plan 0, o plan 90)).

4.2 Dispositif expérimental de mesure d'atténuation et traitement

4.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental développé doit également permettre d'effectuer une coupe du faisceau dans un plan vertical pour remonter à l'atténuation du signal. Pour cela le traduc-

teur récepteur, R, est monté sur un dispositif de translations XYZ motorisé et piloté par un micro-ordinateur.

Les translations X, Y et Z sont solidaires du bâti. Par construction, le plan YZ est horizontal. Dans la suite, nous appellerons plan de balayage ou plan XY, le plan dans lequel se déplace le traducteur et qui sera choisi comme référence de verticalité.

La verticalité du bras portant le traducteur peut être ajustée à l'aide d'un système manuel constitué d'une table sinus (*tilt platform*) et d'une rotation autour de l'axe vertical.

Le traducteur émetteur E est fixé sur une tige verticale sans aucun degré de liberté en translation, mais permettant des réglages manuels en rotation.

Entre les deux traducteurs se trouve le porte-échantillon décrit au paragraphe 4.2.

Une image C-Scan du faisceau sera acquise de manière satisfaisante si le plan de balayage du récepteur R est bien perpendiculaire à l'axe du faisceau émis. Pour s'assurer de cette condition, des réglages préliminaires doivent être effectués, selon le principe suivant :

1. On positionne les faces parallèles de l'échantillon dans un plan vertical, c'est à dire parallèle au plan XY.
2. On règle l'axe du traducteur récepteur perpendiculairement à ce plan.
3. On aligne l'axe du traducteur émetteur sur celui du récepteur.

Pour cela, nous avons retenu le protocole de réglage suivant :

1. Une éprouvette est placée sur le porte échantillon.
2. Le traducteur qui jouera plus tard le rôle de récepteur est utilisé seul, en mode émission réception, et excité en mode impulsif. L'évolution du temps de vol de l'onde réfléchi par l'échantillon lors d'un balayage du traducteur dans le plan XY est utilisée pour régler le parallélisme de l'échantillon et du plan de balayage. Ce parallélisme est obtenu en jouant sur le positionnement en rotation de l'éprouvette. Le fait que le temps de vol soit le même quelle que soit la position du traducteur dans le plan nous assure du parallélisme entre le plan de balayage et le plan de la face réfléchissante, mais ne garantit pas l'orthogonalité parfaite du faisceau par rapport à ces plans.
3. Le traducteur est donc repositionné au voisinage du centre de l'éprouvette, et on recherche alors à obtenir l'amplitude maximale de l'écho réfléchi grâce aux réglages manuels de rotation du traducteur. On agit d'abord sur la rotation de la tige verticale autour de son propre axe puis sur la table sinus. Ceci permet de rendre l'axe du traducteur perpendiculaire au plan de référence.
4. L'éprouvette est ensuite retirée et le traducteur E, qui jouera le rôle d'émetteur lors des acquisitions de coupes du faisceau, est réglé de telle manière que sa pastille soit dans un plan parallèle à celui de la pastille du récepteur.

Pour cela on joue sur les réglages manuels en rotation, en cherchant à obtenir un signal maximal en provenance de l'autre traducteur.

5. Après ces réglages, une première image C-Scan du faisceau incident dans l'eau est acquise, au niveau du plan où se trouvera la face avant de l'échantillon.

Pour cela, on utilise le transducteur émetteur E, en mode émission-réception, et on mesure le temps de vol de l'écho ayant fait l'aller-retour entre le capteur et la face avant de l'échantillon.

6. L'échantillon est retiré, puis le récepteur (monté sur les translations motorisées) est positionné à une distance de l'émetteur telle que sa face remplace la face avant de l'échantillon. Pour réaliser cette condition, il suffit de recalibrer l'écho réfléchi par le transducteur R sur la position précédemment enregistrée en présence de l'échantillon. Pour une fréquence de 2.25 MHz, la distance entre l'émetteur et l'échantillon est de 85 mm afin de respecter la condition de champ lointain.

Dans le but de récupérer la totalité de l'énergie émise par l'émetteur, il est indispensable de scanner la plus grande surface possible.

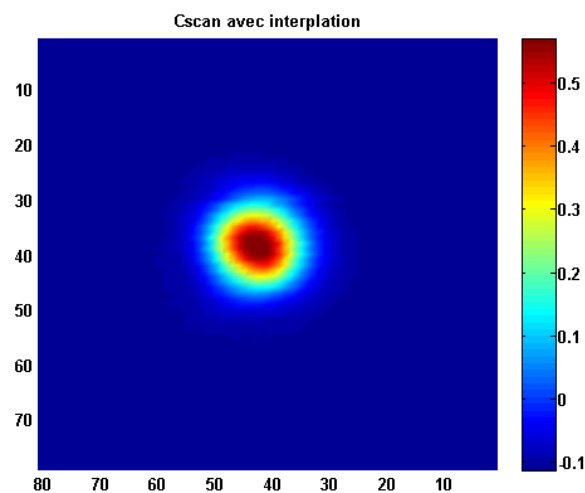


Figure 4-12 : C-Scan (79*81) points par pas de 1mm pour un capteur de fréquence centrale 2.25 MHz et de diamètre 2.54 cm.

Sur la Figure 4-12 nous constatons que l'amplitude du signal est quasi-nulle sur les bords du C-Scan de 80*80 mm². La totalité de l'onde émise est donc bien reçue par le récepteur. Nous obtenons ainsi une visualisation du faisceau incident. Un gain de temps d'acquisition peut être obtenu en augmentant le pas d'échantillonnage, ceci bien sûr au détriment de la résolution spatiale.

L'acquisition du faisceau de référence étant terminée, l'éprouvette est placée sur le porte échantillon de telle sorte que le faisceau incident soit perpendiculaire à la face de l'éprouvette. Le récepteur a préalablement été reculé de 45 mm quelle que soit la fréquence afin de scanner un plan situé derrière l'échantillon et ainsi obtenir une cartographie du faisceau transmis en incidence normale (Figure 4-13).

De ces deux cartographies, l'atténuation en incidence normale est calculée par décomposition des faisceaux en spectre angulaire d'ondes planes.

Sur les figures 4-13 et 4-14, nous présentons deux exemples de C-Scan obtenues sur un échantillon quasi isotrope en Inconel 600 et un échantillon anisotrope en Inconel 182 référencé CU2 (les caractéristiques de ces matériaux seront décrites dans le chapitre suivant).

Il est important de noter sur la Figure 4-13, que le faisceau est toujours centré après avoir traversé l'échantillon quasi-isotrope. Pour un matériau anisotrope nous observons une légère déviation du faisceau due à une désorientation de l'axe de texture par rapport au repère de l'échantillon (Figure 4-14). Ces observations vont être confirmées par les angles d'Euler obtenus après optimisation sur les vitesses (cf. paragraphes 7.1 et 7.2 de la 3ème partie).

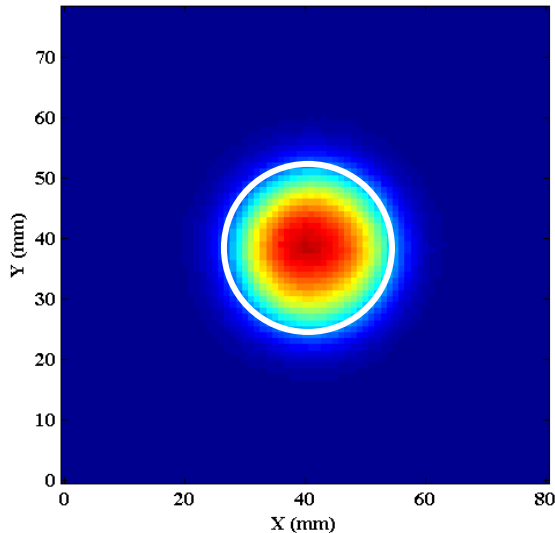


Figure 4-13 : Image du faisceau transmis en incidence normale sur un échantillon quasi isotrope.

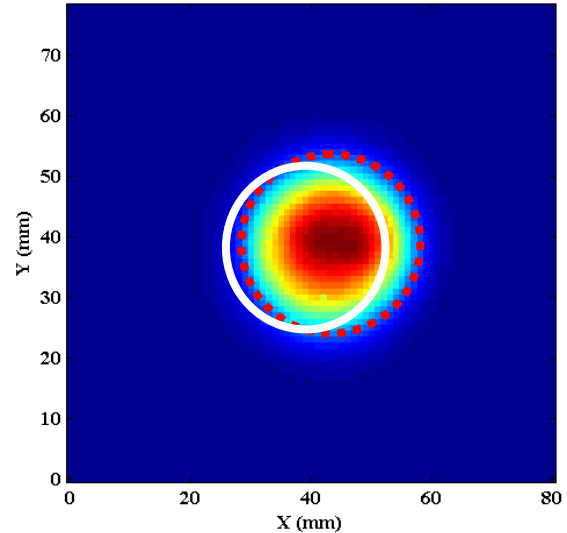


Figure 4-14 : Image du faisceau transmis en incidence normale sur un échantillon anisotrope.

En incidence oblique, une cartographie est obtenue en choisissant un plan d'incidence par une rotation de l'échantillon autour de l'axe 'PH' (Figure 4-2), ainsi qu'un angle d'incidence par une rotation autour de l'axe 'PV' (Figure 4-2).

Sur la Figure 4-15 est présenté un C-Scan du faisceau transmis à travers l'échantillon quasi isotrope en Inconel 600 à une incidence de 17° . Dans cette configuration, nous observons un simple décalage dans le plan horizontal du faisceau. Nous nous trouvons alors au-delà de l'angle critique pour étudier l'atténuation des ondes transversales. On constate que le faisceau est assez homogène. Le décalage du faisceau par rapport au C-Scan obtenu en incidence normale (Figure 4-13) est dû au point d'émergence de l'onde après avoir traversé l'échantillon. Pour un échantillon anisotrope, le faisceau transmis est non seulement décalé par rapport au centre, il est aussi déformé (Figure 4-16).

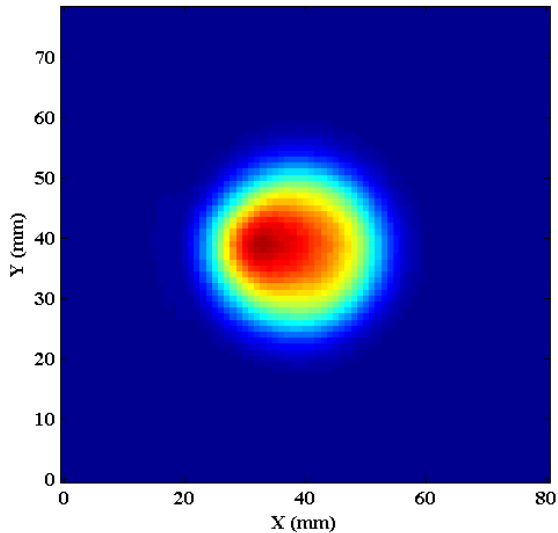


Figure 4-15 : Image du faisceau transmis pour une incidence de 17° sur un échantillon quasi isotrope.

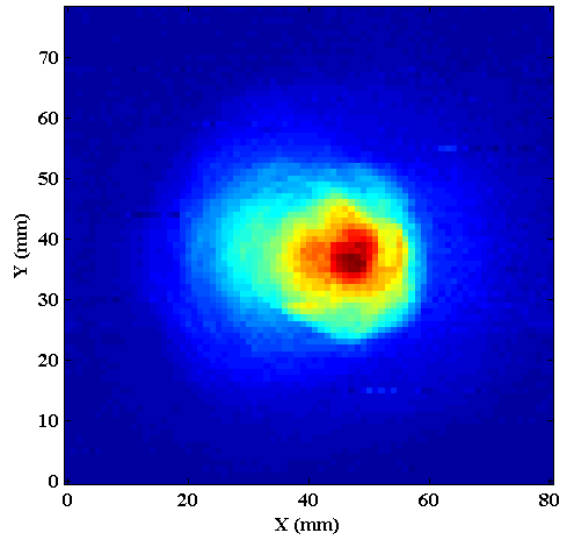


Figure 4-16 : Image du faisceau transmis pour une incidence de 17° sur un échantillon anisotrope.

La déformation du faisceau est liée à l'anisotropie qui peut être différente selon l'axe considérée et les phénomènes de division sont liés aux hétérogénéités locales en termes d'orientation de grain.

En fonction de l'angle d'incidence choisi, il est donc possible de déterminer d'après ces cartographies non seulement l'atténuation des ondes longitudinales mais également celle des ondes transversales.

La complexité des signaux observés lors des mesures expérimentale, conduit à un post-traitement des signaux qui a notamment pour but de séparer les ondes.

4.2.2 Séparation des ondes et traitements numériques

Dans un premier temps, la cartographie du faisceau transmis à travers l'échantillon est effectuée de manière automatique. En chaque position du récepteur, on obtient un signal comme celui de la Figure 4-17. L'amplitude crête à crête de ce signal est calculée, codée en couleur et affichée sur l'image. Lorsque le signal présente plusieurs échos d'amplitudes significatives, seule la valeur maximale est retenue.

Ce procédé expérimental conduit parfois à des images dans lesquelles apparaît un dédoublement du faisceau (Figure 4-18).

La Figure 4-19 permet d'expliquer le phénomène produisant ce dédoublement.

Pour une incidence de 19° sur l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600, seules les ondes transversales se propagent dans le matériau.

Le premier écho correspond à la simple transmission à travers l'échantillon alors que le second est lié à une double réflexion sur les faces de l'échantillon. A partir d'une certaine position en balayage, l'amplitude du second écho devient plus importante car le premier signal est capté sur un bord du capteur où la sensibilité est moindre par rapport au centre. Cette seconde partie du faisceau est donc un artefact, qu'il faut éliminer.

Un fenêtrage temporel est alors appliqué afin d'obtenir l'image corrigée de la Figure 4-20.

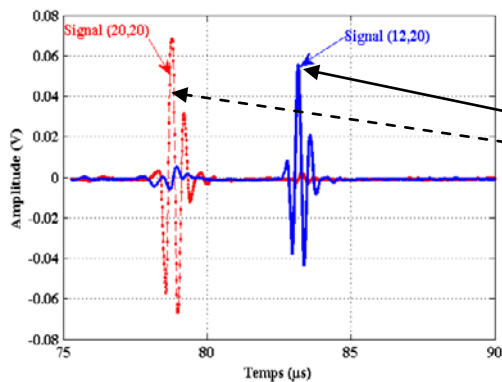


Figure 4-17 : Exemple de signal détecté (Ascan) à deux points différents de la cartographie.

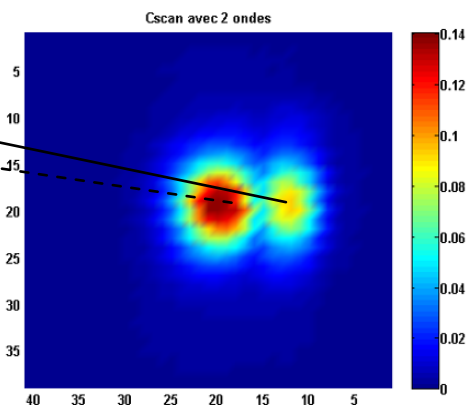


Figure 4-18 : cartographie du faisceau transmis pour une incidence de 19° (deux échos détectés).

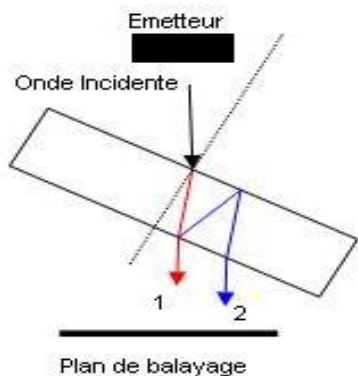


Figure 4-19 : Origine des deux échos.

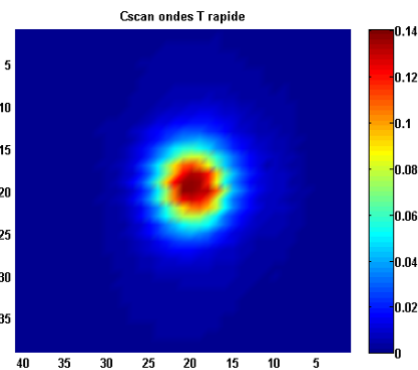


Figure 4-20 : Onde Transversale 1^{ère} écho.

Dans certaines situations (faibles épaisseurs par rapport à la longueur d'onde, coexistence de deux modes de propagation correspondant à des temps de vol proches, proximité des angles critiques), il sera difficile de séparer les différentes ondes. Pour calculer l'atténuation dans une telle configuration, il est préférable de prendre en compte dans l'expression du coefficient de transmission total les termes faisant intervenir les réflexions multiples dans l'échantillon. Le coefficient de transmission s'écrit alors sous forme d'une série.

Si cette dernière méthode n'est pas applicable, il sera plus judicieux de limiter la mesure de l'atténuation à des situations expérimentales favorables (fortes épaisseurs, existence d'un seul mode, angle d'incidence choisi de manière optimale).

Conclusion

Le système expérimental développé est dédié à la caractérisation de matériaux atténuants isotropes et anisotropes. Ce dispositif permettra de mesurer les vitesses ultrasonores dans toutes les directions de propagation et pour les différents types d'onde, ceci pour deux configurations différentes (angle d'incidence variable dans un plan d'incidence fixe ou angle d'incidence fixe dans un plan d'incidence variable).

Il permettra également de réaliser des cartographies du faisceau transmis en incidence quelconque, à partir desquelles l'atténuation ultrasonore peut être évaluée. L'atténuation des ondes quasi-transversales sera également accessible pour certaines directions de propagation. Les résultats de caractérisation obtenus avec ce montage vont être présentés et discutés dans la dernière partie de ce manuscrit.

Auparavant, les caractéristiques des matériaux étudiés vont être détaillées dans le chapitre suivant.

5 Matériaux étudiés : présentation des maquettes

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les caractéristiques des échantillons à étudier. Ces échantillons ont été prélevés dans des maquettes représentatives de composants du circuit primaire principal des réacteurs à eau pressurisée. Ils présentent des structures de complexité croissante (d'isotrope homogène à anisotrope hétérogène).

5.1 Echantillons en Inconel 600[®]

L'Inconel 600[®] est un alliage à base nickel constitué de phase austénitique. Cet alliage est utilisé dans un grand nombre de composants du circuit primaire principal. L'échantillon étudié a été prélevé dans une barre forgée référencée B359. Le matériau est homogène à structure isotrope. Sa masse volumique est de 8490 kg.m⁻³. La composition chimique de la barre est donnée dans le Tableau 5-1 [FEU 2009].

Tableau 5-1 : Composition chimique de la barre B359 en (%).

C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Cu	Co	Al	Ti	Fe
0.07	0.3	0.29	0.005	0.008	74.09	15.9	0.027	0.022	0.17	0.22	8.8

L'examen métallographique après attaque à l'acide orthophosphorique (H₃PO₄) révèle une structure globalement homogène et équiaxe (Figure 5-1). Le diamètre moyen des grains est estimé à 220 µm.

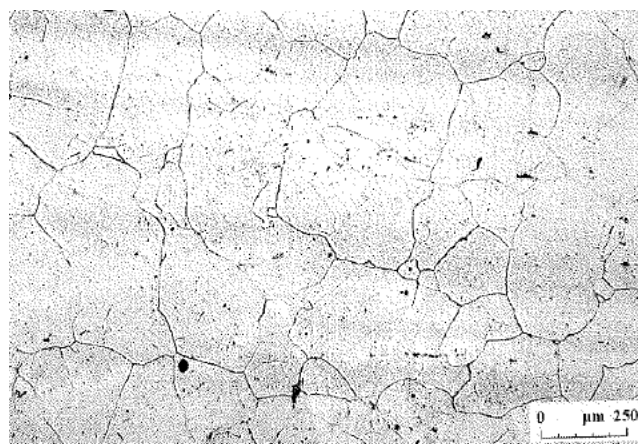


Figure 5-1 : Micrographie de l'échantillon après attaque à l'acide orthophosphorique (H₃PO₄) [FEU 2009].

L'étude de cet échantillon à structure quasi-isotrope constituera la première étape de la validation du montage.

5.2 Echantillons de soudure en Inconel 182®

Un moule de soudage, référencé 1581A1, a été conçu par soudage manuel à l'arc électrique et à l'électrode enrobée, procédé largement utilisé lors de la réalisation du circuit primaire des centrales nucléaires à réacteur à eau pressurisée. Les caractéristiques et dimensions de ce moule sont indiquées sur la Figure 5-2. La soudure a été réalisée en position à plat avec un angle de chanfrein de 20°. La composition chimique du matériau d'apport (Inconel 182®) est donnée dans le Tableau 5-2. Les ailes de soudage et la latte support sont en acier ferritique de nuance A42. Un beurrage en Inconel a donc été déposé sur chacun des chanfreins avant remplissage du moule.

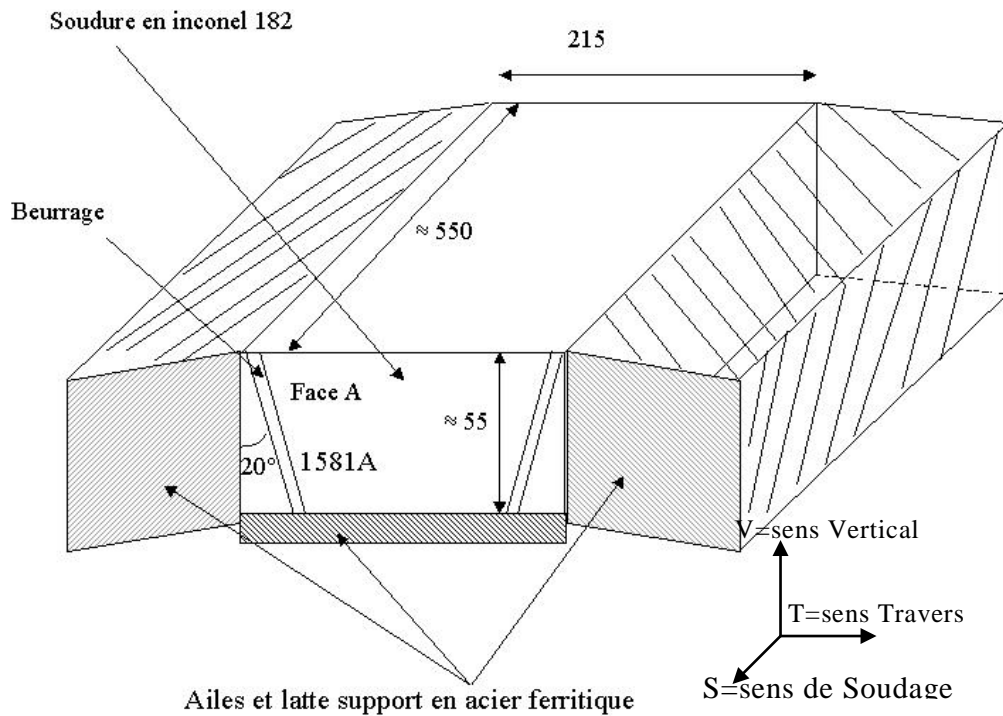


Figure 5-2 : Caractéristiques du moule de soudage en Inconel 182.

Tableau 5-2 : Composition du métal d'apport pour le moule de soudage en Inconel 182.

Elément	C	Co	Cr	Cu	Fe	Mn	Nb	Ni	P	S	Si	Ta	Ti
Teneur en %	0.05	<0.03	16.2	0.04	5.8	6.3	1.9	Compl	<0.007	0.006	0.7	<0.037	0.06

Un diamètre d'électrode égal à 4 mm a été retenu, les spécifications de soudage pour les applications industrielles autorisant généralement des diamètres compris entre 2.5 et 5 mm. Le soudage à l'électrode enrobée de faible diamètre est associé à une énergie de soudage, une vitesse de soudage et une pénétration des passes assez faibles. Les dimensions de la zone soudée sont suffisamment importantes pour s'affranchir des effets des chanfreins sur la croissance des grains, du moins dans la zone centrale. Ces dimensions ne sont pas représentatives des soudures présentes sur le circuit primaire. Enfin le sens d'enchaînement des passes pour chaque couche a été imposé, ceci afin d'éviter des alternances en cours de soudage.

Ces diverses raisons permettent d'obtenir à cœur une structure avec des grains allongés et quasi-parallèles, se développant sur plusieurs passes. Les macrographies illustrant ce constat sont données sur la Figure 5-3 et Figure 5-4. Ces images mettent en évidence une légère désorientation des grains colonnaires (environ 8°) dans le plan transverse (VT). Cette orientation est principalement due au sens d'enchaînement des passes (noté SEP sur la Figure 5-3). L'inclinaison des grains dans le plan (SV) parallèle à la direction de soudage est très légère (estimée à environ 4° par rapport à l'axe V). Ces conclusions ont été confirmées par des analyses cristallographiques et ultrasonores complémentaires [CHA 2008].

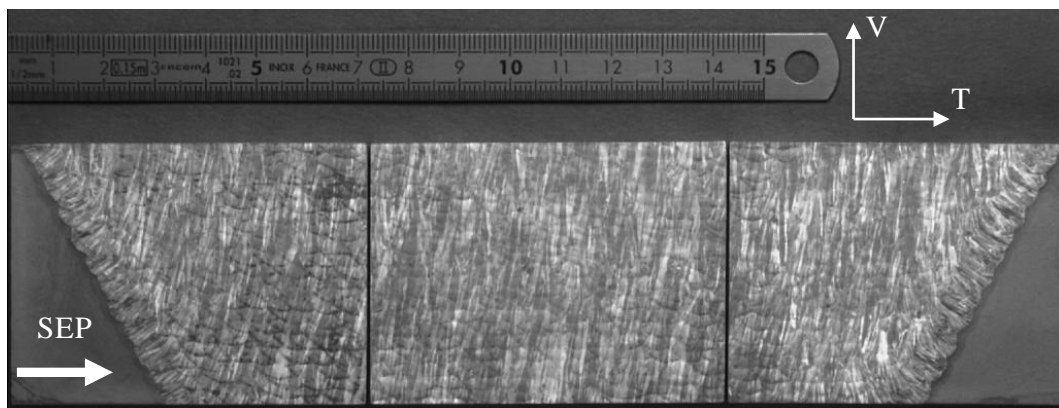


Figure 5-3 : Observation macrographique dans le plan (TV).

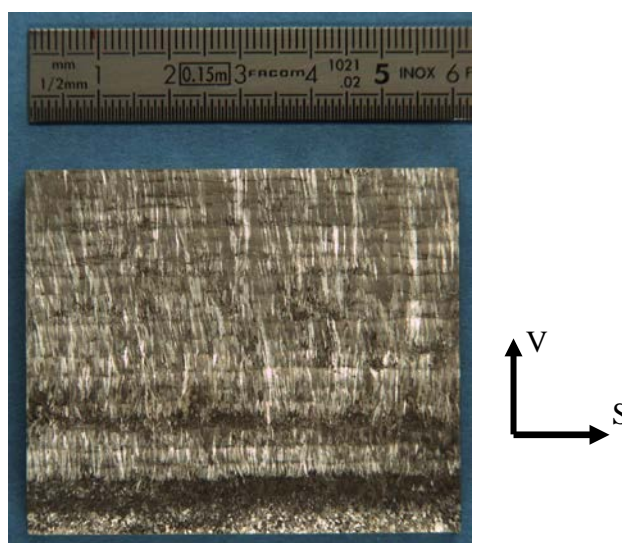


Figure 5-4 : Observation macrographique dans le plan (SV).

Après arasage, l'épaisseur de la maquette est ramenée à 51 mm. Des prélèvements d'échantillons ont été effectués dans ce bloc pour réaliser les mesures de vitesse et d'atténuation ultrasonores. Le plan de découpe et les caractéristiques des échantillons (référéncés 1581A1-CU-1 à 1581A1-CU-6) sont indiqués dans le Tableau 5-2 et la Figure 5-5.

Les plans d'usinage ont été choisis de manière à obtenir différentes valeurs de l'angle entre l'orientation des grains et la normale aux grandes faces, avec des valeurs recherchées de 0, 30, 45, 60, 75 et 90°. A l'origine, ces six échantillons avaient été usinés pour l'utilisation du précédent montage limité aux incidences normales, et qui nécessitait donc plusieurs échantillons pour déterminer l'évolution du coefficient d'atténuation dans la soudure en fonction de la direction de propagation.

L'analyse de plusieurs échantillons avec le nouveau montage présente toutefois un intérêt, car cela devrait permettre d'évaluer la dispersion des résultats en fonction de la zone et du plan de prélèvement. Pour les mesures de vitesses, l'analyse a été limitée aux échantillons CU1 à CU4.

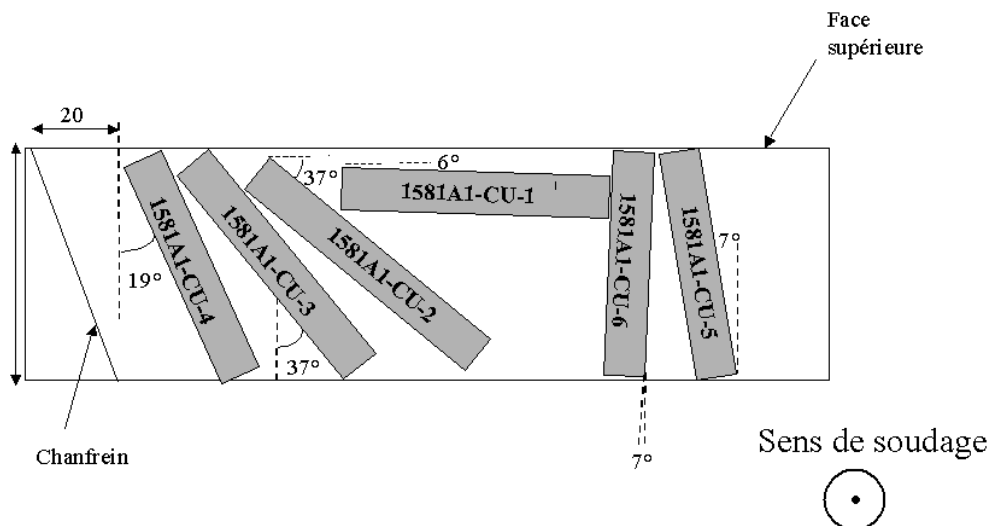


Figure 5-5 : Prélèvement des échantillons dans le bloc 1581A1.

Tableau 5-3 : Dimensions des échantillons prélevés dans le bloc 1581A1.

1581A1-CU-1	60*60*9 mm ³
1581A1-CU-2	60*60*9 mm ³
1581A1-CU-3	60*55*9 mm ³
1581A1-CU-4	60*50*9 mm ³
1581A1-CU-5	60*49*9 mm ³
1581A1-CU-6	60*49*9 mm ³

Préalablement à l'étude de ces échantillons, une recherche sur les valeurs indiquées dans la littérature a été effectuée. Cette étude est basée sur trois jeux de constantes d'élasticité trouvés dans la littérature (Tableau 5-4) :

- J1 : constantes données par Aronsson [ARO 1995];
- J2 : constantes données par Erhard [ERH 2004] ;
- J3 : constantes données par Liu [LIU 2006] ;

On notera que pour les trois références, la symétrie du matériau est supposée isotrope transverse (texture de fibre parfaite, soit 5 constantes indépendantes contre 9 pour un matériau orthotrope). L'axe de fibre est pris parallèle à la direction 3.

	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	ρ (kg/m ³)
J1	250	250	240	84	84	108	116	116	71	Non donnée
J2	278	278	254	139	139	115	106	106	82	8610
J3	259	259	245	139	139	115	102	102	72	8300

Tableau 5-4 : Valeurs de constantes d'élasticité trouvées pour l'inconel 182 dans la littérature (en GPa).

On constate des variations notables sur certaines constantes. Ainsi C_{22} et C_{33} varient de 11 % entre les jeux J1 et J2 et C_{23} et C_{13} varient de 19 % entre ces mêmes jeux. Les valeurs de C_{23} et C_{13} pour le jeu J1 sont cependant soumises à caution, car, pour ce type de matériau, les valeurs de ces constantes sont normalement supérieures à celle de C_{12} . Ceci a notamment été vérifié lors de l'étude sur les soudures en acier 316L [CHA 2000].

Remarque : on relève également un écart important sur les masses volumiques indiquées pour les matériaux relatifs aux jeux J2 et J3. La masse volumique a été mesurée sur un échantillon de notre étude à l'aide d'une balance hydrostatique. On trouve alors une valeur égale à 8260 ± 10 kg/m³.

De ces valeurs de constantes d'élasticité sont déduites les variations de vitesses de phase et de déviation du flux d'énergie en fonction de l'angle entre la direction d'incidence et le grand axe des grains colonnaires. Ces courbes sont données pour le plan de symétrie (23) sur la Figure 5-6 et la Figure 5-7.

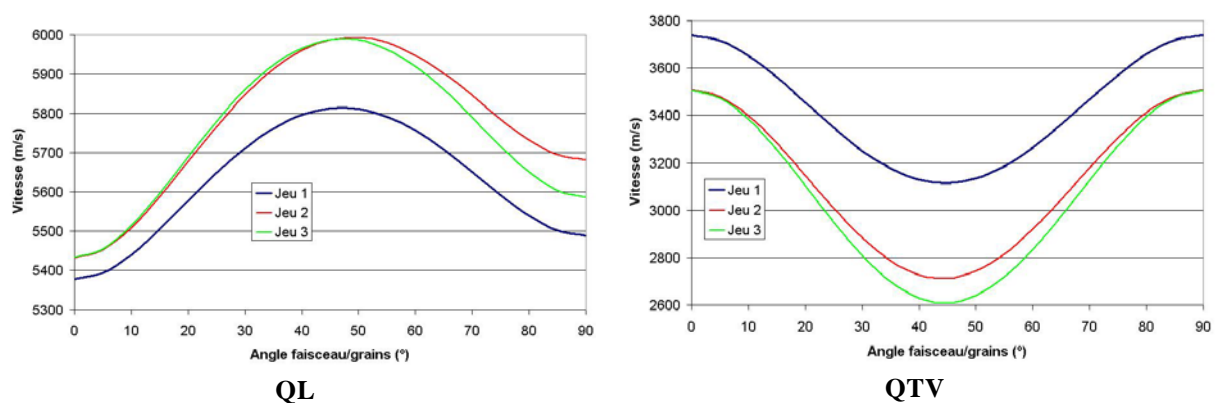


Figure 5-6 : Variations de la vitesse de phase des ondes quasi-longitudinales (QL) et des ondes quasi-transversales à polarisation verticale (QTV) en fonction de l'angle faisceau/grain pour les trois jeux de constantes d'élasticité de la littérature.

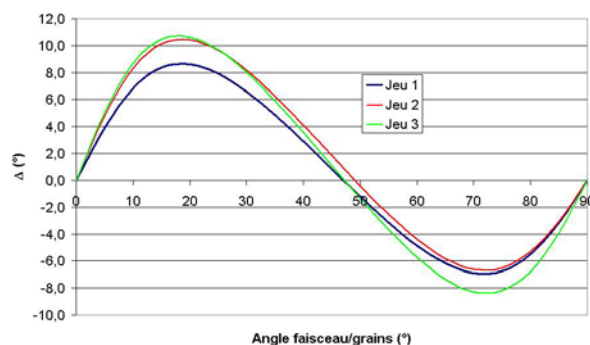


Figure 5-7 : Variations de l'angle de déviation du flux d'énergie des ondes quasi-longitudinales en fonction de l'angle faisceau/grain pour les trois jeux de constantes d'élasticité de la littérature.

Différentes conclusions peuvent être tirées de ces courbes :

- les variations constatées sur certaines constantes d'élasticité se traduisent par des variations sur les vitesses de phase. On observe ainsi des écarts de 200 m/s pour les ondes quasi-longitudinales (QL) à partir d'un angle faisceau/grain de 45° et de 500 m/s pour une propagation à 45° des ondes quasi-transversales à polarisation verticale (QTV). Il est cependant intéressant d'observer que les jeux J2 et J3 conduisent à des valeurs de vitesses et de déviations très proches ;
- l'anisotropie est a priori moins marquée pour les soudures en Inconel 182 que pour les soudures en acier 316L. En effet les variations de vitesses de phase sont d'environ 600 et 900 m/s respectivement pour les ondes QL et QTV, contre 1000 et 1500 m/s pour l'acier 316L. De même, la déviation maximale du flux d'énergie en onde QL est de 11° pour l'Inconel 182 contre environ 20° pour l'acier 316L.

5.3 Aciers austéno-ferritiques moulés par centrifugation

Les aciers austéno-ferritiques moulés par centrifugation sont utilisés pour la fabrication des tuyauteries du circuit primaire principal des centrales nucléaires REP. Le contrôle par ultrasons de ces aciers reste à ce jour un défi. Ils sont en effet caractérisés par une structure à gros grains qui conduit à une atténuation et à un bruit de structure importants. De plus, la structure hétérogène et parfois anisotrope de ces matériaux peut conduire à des déviations et à des divisions de faisceaux. Du fait de ces phénomènes perturbateurs, le rapport signal sur bruit des indications ultrasonores est faible et la détection ainsi que la caractérisation d'éventuels défauts dans ces tuyauteries sont donc difficiles.

La simulation permettrait d'étudier plus finement les différents phénomènes de propagation ultrasonore. Cependant la structure biphasée de ces matériaux est très complexe et mal identifiée en vue d'une modélisation dans un code de simulation de la propagation ultrasonore. Une caractérisation fine du matériau, avec comme étape préliminaire des mesures de vitesse et d'atténuation, est donc nécessaire.

L'étude sur ce type d'acier a été menée sur plusieurs échantillons fournis par EDF et issus de deux coulées différentes, repérées TMV et U746. Ces matériaux sont décrits dans les paragraphes suivants.

5.3.1 Matériau TMV

Ce produit en acier inoxydable austéno-ferritique de type Z3CN20.10 (composition indiquée dans le Tableau 5-5) présente une teneur en ferrite de 20% environ. Sa structure macrographique est mixte : la surface externe est caractérisée par une structure colonnaire avec des grains d'orientation quasi-verticale alors que la structure est équiaxe en peau interne (Figure 5-8) [DOU 2006].

Tableau 5-5 : Composition chimique du produit (en %).

Élément	C	S	P	N	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Cu	Co
Teneur en %	0.023	<0.002	0.013	0.055	1.18	0.79	8.9	20.1	0.18	0.08	0.06

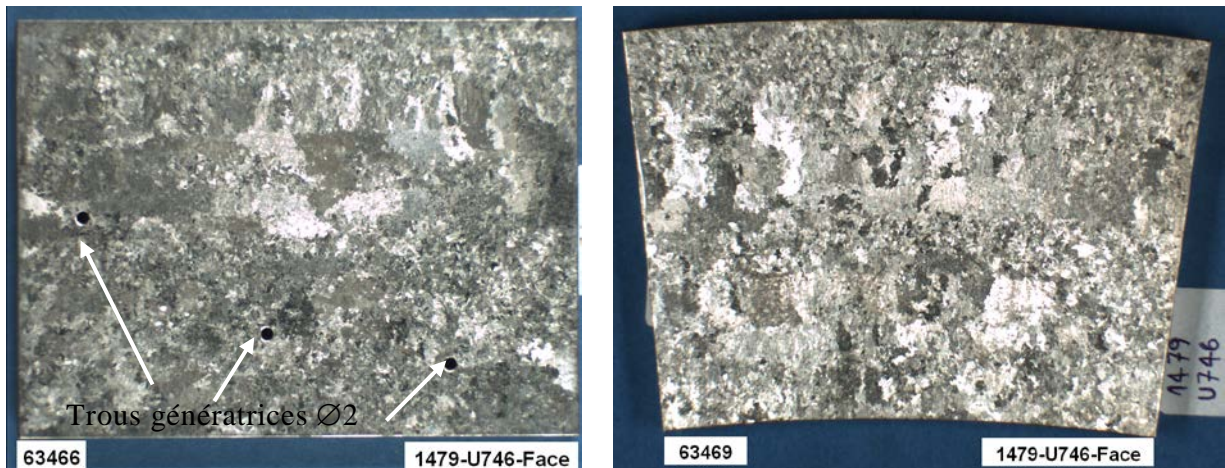


Figure 5-8 : Macrographie axiale réalisée sur la coulée TMV – épaisseur 66 mm.

5.3.2 Matériau U746

Le matériau repéré U746 a été prélevé dans un tronçon de tube en acier austéno-ferritique moulé par centrifugation de nuance Z3CN20.09M. La composition chimique du matériau est indiquée dans le Tableau 5-5. Le taux de ferrite mesuré est de 18%.

Les macrographies réalisées sur cette maquette sont présentées sur la Figure 5-9. La structure de solidification de cette coulée est de type mixte, avec des zones de solidification équiaxes et des zones où les grains sont faiblement orientés. On notera en particulier la présence de gros grains, pouvant atteindre une quinzaine de millimètres.



Macrographie axiale

Macrographie transversale

Figure 5-9 : Macrographies réalisées sur la coulée U746 – épaisseur 68.5 mm.

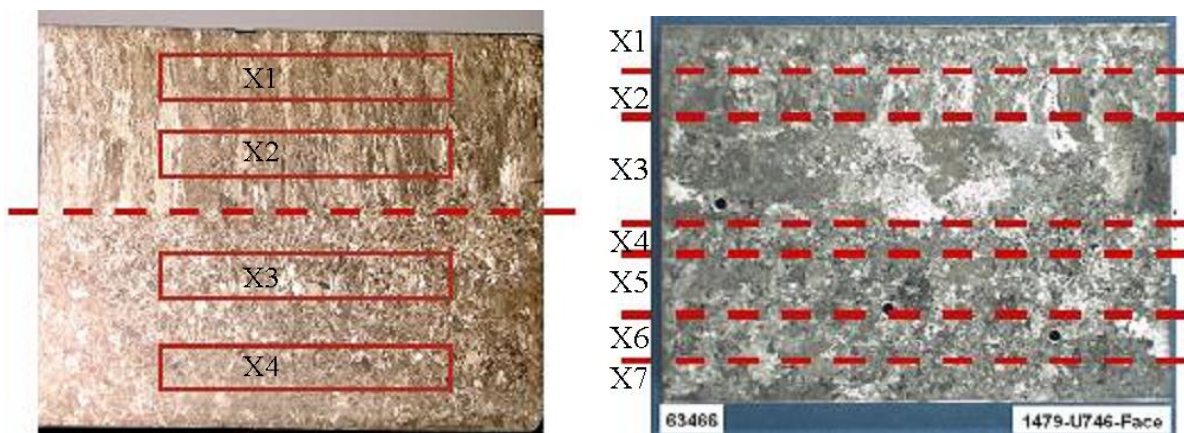
Tableau 5-6 : Composition chimique sur produit (en %).

C	S	P	N (ppm)	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Cu	Co
0.024	0.002	0.025	642	1.10	0.80	9.60	20.27	0.29	0.26	0.03

5.3.3 Prélèvements des échantillons

Les Figure 5-10 et Figure 5-11 présentent le prélèvement des échantillons pour les mesures de vitesse et d'atténuation dans les deux maquettes présentées précédemment.

Les différents échantillons ont été prélevés dans des zones quasi-homogènes ou considérées comme telles, avec des tailles et des morphologies de grains a priori homogènes. Pour la maquette TMV, deux zones distinctes ont été identifiées (paragraphe 5.3.1). Deux échantillons par zone ont alors été usinés. Leur épaisseur est de 10 mm. La maquette U746 a quant à elle découpée en sept zones et autant d'échantillons d'épaisseurs différentes (6 ou 12 mm). La délimitation des zones est indiquée sur la Figure 5-10.



Matériau TMV : 4 échantillons (X1 à X4)

Matériau U746 : 7 échantillons (X1 à X7)

Figure 5-10 : délimitation des échantillons sur les macrographies pour les mesures de vitesse.



Matériau TMV : 4 échantillons (X1 à X4)
Dimensions 60 x 60 x ép. 10 mm



Matériau U746 : 7 échantillons (X1 à X7)
Dimensions 60 x 60 mm² (épaisseur 6 ou 12mm)

Figure 5-11 : prélèvements des échantillons pour les mesures de vitesse.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté plusieurs types de matériaux utilisés dans le cadre de l'étude. Les échantillons sont prélevés dans différentes zones. Chaque zone est supposée quasi-homogène (la structure étant hétérogène).

Ces échantillons étudiés sont représentatifs des matériaux polycristallins que l'on peut trouver au niveau des composants métalliques des circuits primaire et secondaire des centrales à réacteurs à eau pressurisé. Comme le montrent les macrographies, les structures de ces composants présentent des caractéristiques différentes en termes d'anisotropie et de taille de grain.

Partie 3 Validation des modèles et résultats

La connaissance s'acquiert par l'expérience, tout le reste n'est que de l'information.

[Albert Einstein]

6 Méthode numérique de résolution du problème inverse

Introduction

Dans ce chapitre nous exposerons la méthode numérique de résolution du problème inverse et de sa procédure de validation.

La première étape consiste à vérifier le code permettant de calculer les vitesses dans toutes les directions de propagation à partir d'une matrice d'élasticité d'un matériau orthotrope. Dans un second temps, nous comparerons deux algorithmes d'optimisation, représentatifs des deux grandes familles d'algorithmes, déterministes et non déterministes afin de choisir l'algorithme le mieux adapté pour notre problème.

6.1 Modèle de la fonction vitesse

Dans un premier temps nous ferons l'hypothèse d'angles d'Euler nuls (pas de désorientation, le repère du matériau est identique au repère de l'échantillon) pour nous placer dans une configuration idéale.

Le tenseur d'élasticité utilisé pour simuler les vitesses ultrasonores est tiré de la thèse d'Ahmed [AHM 1998]. Ces constantes d'élasticité (en GPa) ont été estimées d'après des mesures de vitesses sur un revêtement en acier inoxydable austénitique de nuance AISI 308L.

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} 250 & 112 & 180 & & & \\ 112 & 250 & 138 & & & 0 \\ 180 & 138 & 250 & & & \\ & & & 117 & & \\ & 0 & & & 91.5 & \\ & & & & & 70 \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

Le matériau est supposé avoir une masse volumique ρ de 7840 kg.m^{-3} .

La première étape de validation a pour but de vérifier la validité de la fonction simulant les vitesses ultrasonores. On rappelle que les expressions explicites des vitesses de phase V sont des fonctions des constantes d'élasticité C_{ij} , de la masse volumique ρ et de la direction de propagation \vec{n} .

En connaissant les caractéristiques du matériau, il est possible de calculer analytiquement la vitesse de toutes les ondes élastiques, pour n'importe quelle direction de propagation [DIE 1974] [MOU 1996].

Nous choisissons de calculer numériquement les vitesses de propagation dans les trois plans de symétrie étudiés par Ahmed dans sa thèse [AHM 1998]. Une comparaison des résultats et des vitesses calculées par notre fonction est alors effectuée. Les courbes des lenteurs sont représentées sur les Figure 6-1 à 6-6 pour pouvoir effectuer une comparaison dans les plans principaux.

Les courbes de gauche sont celles obtenues à partir de notre fonction de calcul de vitesse et les courbes de droite correspondent à la thèse d'Ahmed.

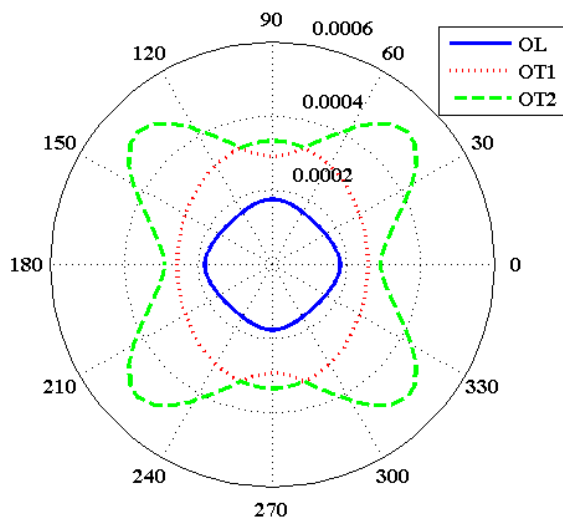


Figure 6-1 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOZ.

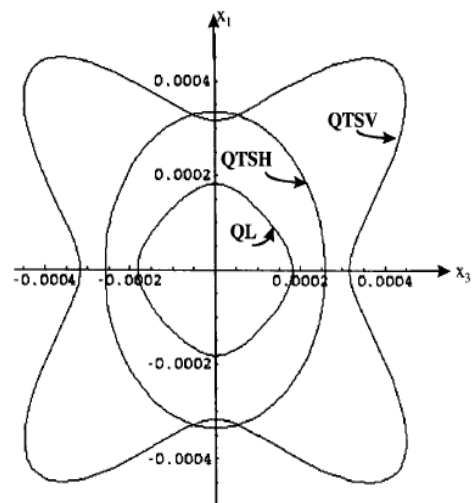


Figure 6-2 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOZ.

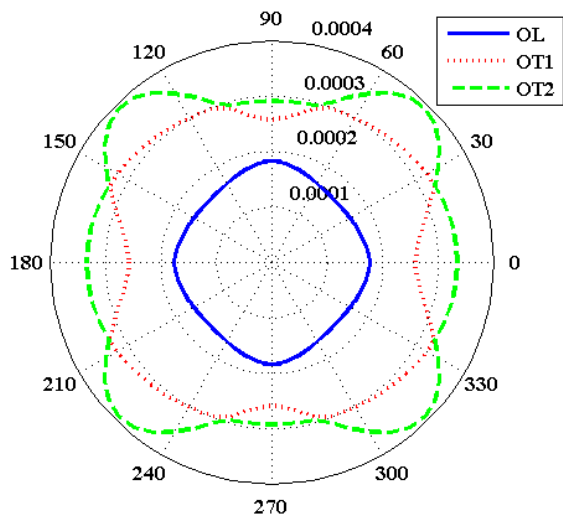


Figure 6-3 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan YOZ.

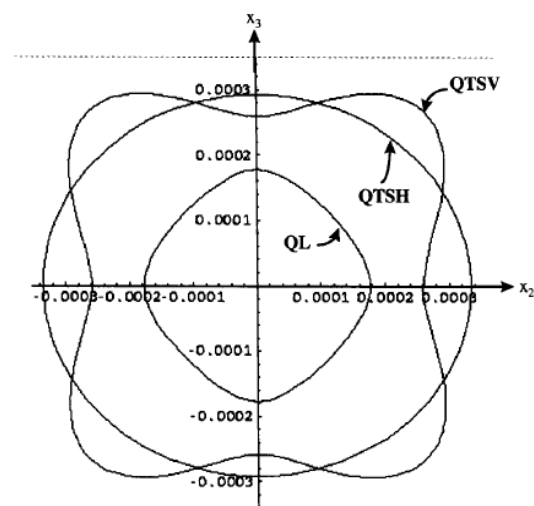


Figure 6-4 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan YOZ.

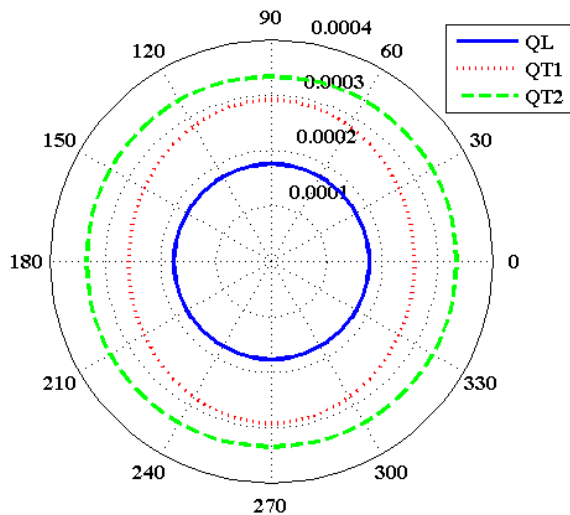


Figure 6-5 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOY.

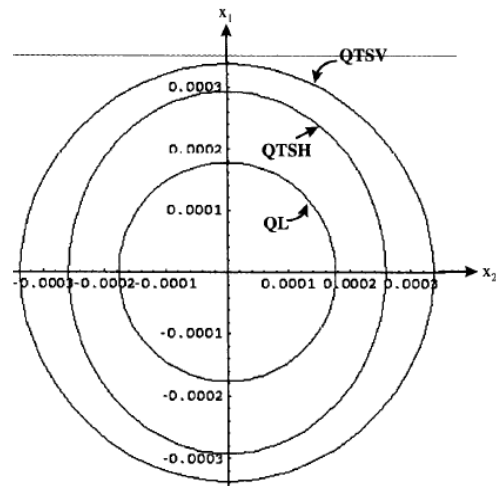


Figure 6-6 : Représentation de la surface des lenteurs de l'acier dans le plan XOY.

Cette simulation montre une parfaite concordance entre les surfaces des lenteurs calculées et celles déterminées par Ahmed dans sa thèse pour les trois plans principaux. Les figures 6-1 à 6-4 révèlent une forte anisotropie du matériau dans les deux plans de propagation XZ et YZ alors que le plan XY est quasi isotrope.

Cette comparaison entre les simulations montre que la fonction permet de calculer pour un matériau orthotrope les vitesses de phase dans un plan principal.

Dans le cas général, les matériaux à caractériser présentent des angles d'Euler non nuls. Dans un objectif de validation du modèle, les angles d'Euler que nous avons choisi d'appliquer sur la matrice (6.1) sont présentés dans le Tableau 6-1.

Tableau 6-1 : Angles d'Euler (°).

φ	θ	ψ
7	23	0

Par composition des trois rotations associées aux angles d'Euler, on passe du repère de l'échantillon aux axes cristallographiques du matériau.

Sur les figures suivantes (Figure 6-8, Figure 6-10 et Figure 6-12), sont représentées dans différents plans les surfaces des lenteurs pour le même matériau avec une prise en compte de la désorientation.

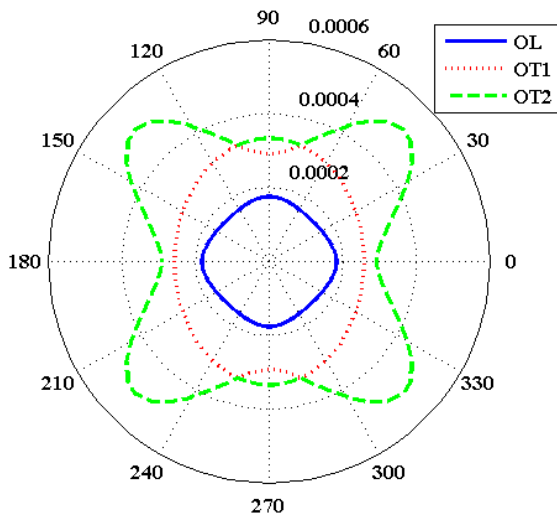


Figure 6-7 : Représentation de la surface des lentilles de l'acier dans le plan XOZ (pas de désorientations).

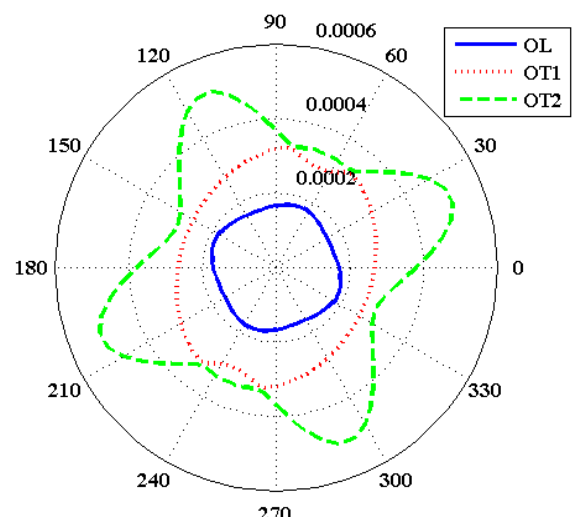


Figure 6-8 : Représentation de la surface des lentilles de l'acier dans le plan XOZ (avec désorientation).

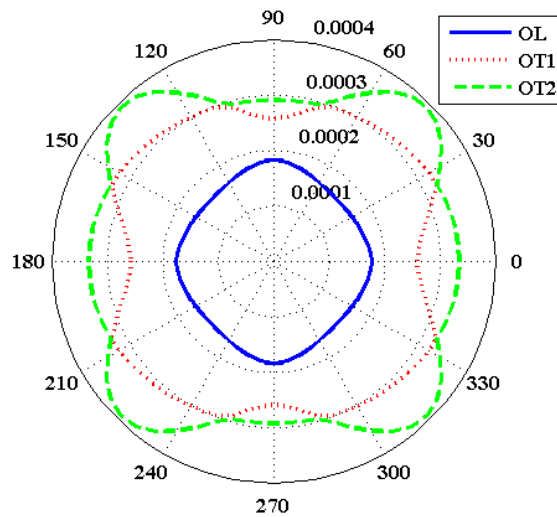


Figure 6-9 : Représentation de la surface des lentilles de l'acier dans le plan YOZ (pas de désorientations).

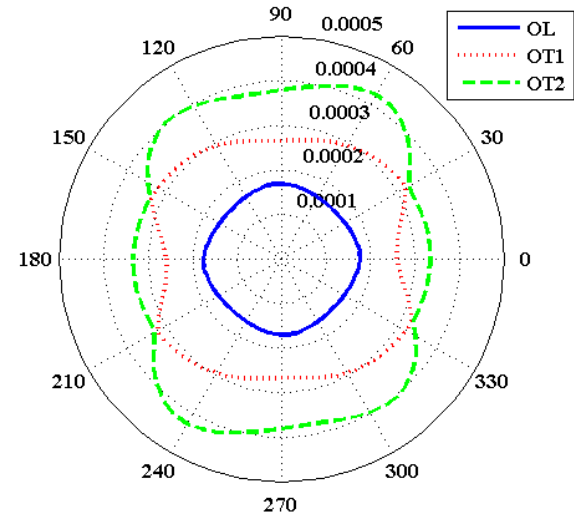


Figure 6-10 : Représentation de la surface des lentilles de l'acier dans le plan YOZ (avec désorientation).

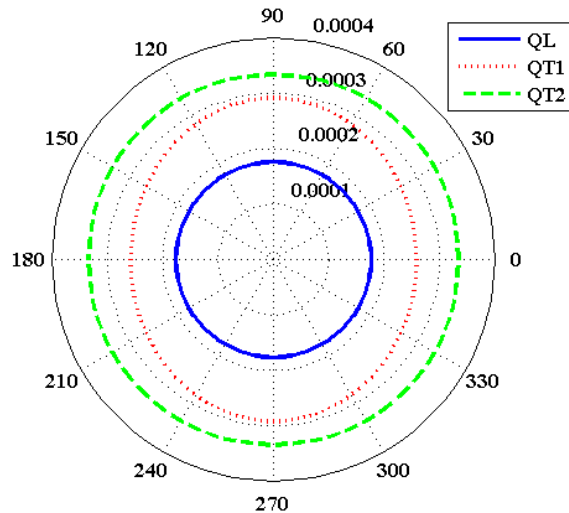


Figure 6-11 : Représentation de la surface des lentilles de l'acier dans le plan XOY (pas de désorientations).

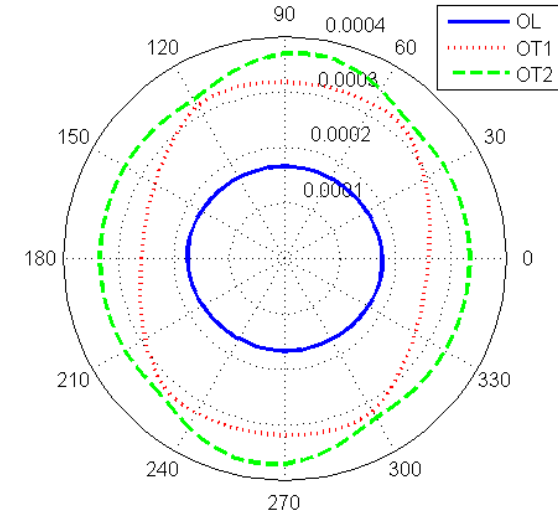


Figure 6-12 : Représentation de la surface des lentilles de l'acier dans le plan XOY (avec désorientation).

Les figures de droite montrent une désorientation des pôles par rapport aux figures de gauche. Il est aussi important de noter que la quasi-isotropie du plan XOY (Figure 6-11) est rompue avec la prise en compte des angles d'Euler (Figure 6-12).

Ces représentations montrent que notre fonction de calcul peut prendre en compte une désorientation.

Pour valider notre code lorsque les angles d'Euler sont non nuls (plan quelconque), nous choisissons une matrice d'élasticité d'un échantillon à symétrie orthotrope avec une désorientation étudié par Chassignole [CHA 2000]. Cet échantillon est référencé D717coe et a une masse volumique ρ de 7925 kg.m^{-3} . Les vitesses simulées à partir des constantes d'élasticité et des angles de désorientations (les 3 angles d'Euler) obtenus par optimisation sont comparées aux vitesses expérimentales. La Figure 6-13 montre une bonne concordance entre les vitesses simulées et les vitesses expérimentales quand les angles d'Euler sont non nuls dans le plan d'incidence 45° .

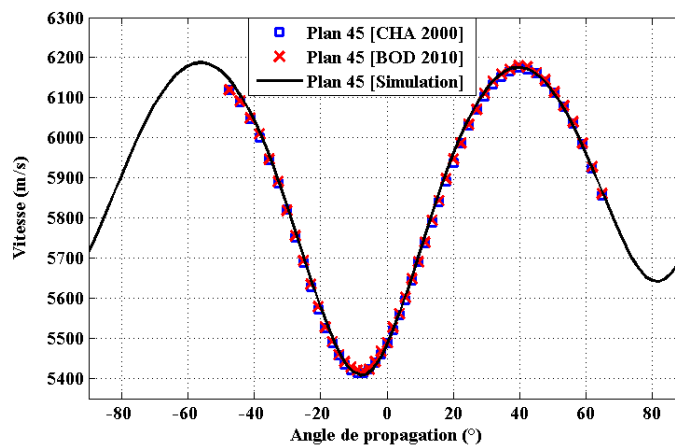


Figure 6-13 : Comparaison vitesses expérimentales (\square -[CHA 2000], \times -[BOD 2010]) et vitesses simulées ($—$) sur un échantillon référencé D717coe.

Les deux tests précédents nous permettent de valider la fonction calculant les vitesses de phase dans toutes les directions de propagation dans un matériau anisotrope à symétrie orthotrope à partir d'un jeu de constantes données et quelle que soit la désorientation.

Cette fonction est utilisée pour simuler les vitesses théoriques utilisées dans l'expression de la fonction à minimiser dans le processus d'optimisation.

6.2 Validation du processus d'optimisation

Afin de bien simuler les contrôles ultrasonores dans les structures, il est indispensable d'accéder aux propriétés d'élasticité du matériau obtenues à partir du processus décrit au paragraphe 2.2.1 du chapitre 2.

Nous proposons dans ce paragraphe de comparer les performances d'un algorithme, dit local, basé sur une méthode dérivée des gradients conjugués type Levenberg-Marquardt, et utilisé dans de précédentes études [DUB 1996] avec celles d'un algorithme génétique, quali-

fié de global, car moins sensible à la présence de minima locaux et apte à rechercher le minimum absolu d'une fonction.

Dans le cas de l'algorithme génétique, plusieurs paramètres doivent être ajustés : la taille de la population qui est fixée suivant le coût en temps de calcul, le mode de sélection (le système tire un individu aléatoirement et conserve celui de meilleure *fitness* ou fonction d'évaluation de l'individu), le taux de mutation qui permet de maintenir une diversité suffisante pour explorer l'espace de recherche, le taux de croisement (*crossover*) qui permet de recombiner l'information des parents et enfin le critère d'arrêt. Pour ce dernier, l'algorithme s'arrête si le nombre maximum de génération est atteint ou si les deux meilleurs individus (solutions) ne changent pas après cinquante générations consécutives.

Après avoir trouvé une solution proche de l'optimum global avec l'algorithme génétique, une option d'hybridation peut être introduite pour trouver le meilleur individu en utilisant un algorithme de type local.

Pour réaliser la comparaison entre l'algorithme de Levenberg-Marquardt et l'algorithme génétique, nous avons choisi de simuler des résultats expérimentaux à partir de constantes d'élasticité obtenues sur un échantillon en acier inoxydable austénitique de masse volumique ρ de 7895 kg.m^{-3} [CHA 2000].

C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
255	250	230	127	137	112	113	102	60	7	23	0

Tableau 6-2 : Constantes d'élasticité d'un échantillon en acier inoxydable austénitique (GPa) et angles d'Euler (°).

Ces constantes sont notées dans ce qui suit C_{objectif} et représentent donc les valeurs que l'algorithme d'optimisation doit trouver. C_{objectif} contient les neuf constantes d'élasticité du matériau orthotrope considéré, ainsi que les trois angles d'Euler permettant de rendre compte d'une éventuelle désorientation du repère principal du matériau par rapport au repère de l'éprouvette. A partir de C_{objectif} , nous simulons des vitesses de propagation dans de nombreuses directions (plans et angles d'incidences) qui sont alors considérées comme un jeu de vitesses « expérimentales mesurées ».

A partir de ce jeu de vitesses, nous cherchons à retrouver les constantes C_{objectif} en résolvant le problème inverse par optimisation en utilisant comme valeurs d'initialisation des valeurs notées C_{init} .

Afin de nous rapprocher de conditions expérimentales réalistes et également de vérifier la sensibilité des algorithmes au bruit, nous avons utilisé trois jeux de vitesses « expérimentales ». Le premier correspond aux valeurs exactes déduites des constantes C_{objectif} , les deux autres sont obtenus en bruitant les valeurs calculées, avec des niveaux de bruit de 0,5% et 1% respectivement. Ces niveaux de bruit sont choisis car ils sont proches des incertitudes expérimentales estimées sur la mesure des vitesses.

	C_{init}	C_{objectif}	bruit					
			0%		0.5%		1.0%	
			LM	AG	LM	AG	LM	AG
C_{11}	280	255	255	255	254.9	255	254.5	254.6
C_{22}	280	250	250	250	249.4	250	249.6	249.6

	C _{init}	C _{objectif}	bruit					
C ₃₃	280	230	230	230	229.8	229.4	228.4	229.2
C ₂₃	150	127	127	127	126.6	127.3	127.9	127.3
C ₁₃	150	137	137	137	136.9	136.8	136.9	137.2
C ₁₂	150	112	112	112	111.6	111.9	112.6	113.2
C ₄₄	120	113	113	113	113.4	113.2	113	113
C ₅₅	120	102	102	102	102	102	102.3	101.8
C ₆₆	120	60	60	60	59.9	60	59.6	59.6
φ	0	7	7	7	6.1	7	7.1	7
θ	0	23	23	23	23	23	22.9	23
ψ	0	0	0	0	1.2	0	0.9	0

Tableau 6-3 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) déterminées par optimisation à partir des vitesses ultrasonores simulées (initialisation proche de la solution).

Nous présentons dans le Tableau 6-3, les résultats obtenus, avec les deux algorithmes (Levenberg-Marquardt LM ou Algorithme Génétique AG) dans le cas de constantes d'initialisation C_{init} proches des valeurs à trouver, pour les trois jeux de vitesses « expérimentales ». Les résultats du Tableau 6-3, montrent que les deux algorithmes fonctionnent parfaitement pour des vitesses non bruitées et une initialisation relativement proche des valeurs à trouver. Pour ce qui concerne les résultats obtenus en présence de bruit, là aussi les deux algorithmes ont des performances acceptables.

En termes de temps de calcul, l'algorithme de Levenberg-Marquardt est beaucoup plus rapide (2s -18s) que l'algorithme génétique (431s -1003s), même si le temps de calcul pour l'algorithme de Levenberg-Marquardt augmente avec le niveau de bruit. Les temps de calcul sont donnés à titre indicatif car ils dépendent fortement du nombre de vitesses expérimentales (plage angulaire, type de vitesses...).

Dans un deuxième temps, les algorithmes sont testés en prenant des valeurs de C_{init} très éloignées des valeurs de C_{objectif}. Les résultats des optimisations sont indiqués dans le Tableau 6-4.

	C _{init}	C _{objectif}	bruit					
			0%		0.5%		1.0%	
			LM	AG	LM	AG	LM	AG
C ₁₁	80	255	245.6	255	245.2	255	246	254.6
C ₂₂	80	250	241.9	249.9	241.7	249.6	241.2	249.6
C ₃₃	80	230	224.6	230	223.7	229.6	223	229.2
C ₂₃	50	127	131.4	127	129.9	126.8	131.5	127.3
C ₁₃	50	137	133.3	137	134.1	137	134.8	137.2
C ₁₂	50	112	122.3	112	122.3	111.9	122.2	113.2
C ₄₄	20	113	107.5	113	107.5	113.3	107.8	113
C ₅₅	20	102	106.8	102.1	106.9	101.9	106.2	101.8
C ₆₆	20	60	71	60	71.3	60	70.7	59.6

	C_{init}	$C_{objectif}$	bruit					
			0%		0.5%		1.0%	
			LM	AG	LM	AG	LM	AG
φ	0	7	9	7	9	7	10.4	7
θ	0	23	22	23	22	23	22.1	23
ψ	0	0	-44	0	-44	0	-43	0

Tableau 6-4 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) déterminées par optimisation à partir des vitesses ultrasonores simulées (valeurs d'initialisation éloignées de la solution recherchée)

Les résultats du Tableau 6-4 montrent que l'algorithme génétique donne des résultats très satisfaisants dans tous les cas, avec des écarts entre les valeurs estimées et les valeurs exactes inférieurs à 1%. En revanche, l'algorithme de Levenberg-Marquardt présente des écarts importants allant de 2,5% jusqu'à 18% sur C_{66} . L'écart observé pour les angles d'Euler est particulièrement important.

Quelles que soient les conditions d'initialisation ou de bruit, le temps de calcul de l'algorithme génétique est en moyenne compris entre 481s et 724s, tandis que celui de l'algorithme de Levenberg-Marquardt croît de manière très importante avec le niveau de bruit et ce d'autant plus que l'initialisation est éloignée de la solution recherchée.

Ces résultats montrent donc une bonne robustesse de l'algorithme génétique (AG), qui converge quelle que soit l'initialisation ou le bruitage des vitesses. Ceci n'est pas le cas pour l'algorithme local Levenberg Marquardt (LM).

Il est possible de réduire le temps de calcul par une limitation de l'espace de recherche en introduisant par exemple des bornes supérieures et inférieures pour les constantes à déterminer.

En conclusion, l'étude menée dans ce paragraphe montre que l'algorithme génétique est plus robuste que l'algorithme de Levenberg Marquardt. L'utilisation de l'algorithme génétique est notamment préconisée lorsque les angles d'Euler sont totalement inconnus.

Conclusion

La détermination des constantes d'élasticité par optimisation sur des données de vitesses ultrasonores simulées a permis de montrer l'importance de disposer de mesures précises de vitesses ultrasonores selon un grand nombre de directions de propagation et l'importance d'effectuer une optimisation avec un algorithme d'optimisation globale qui est moins sensible au bruit de mesure et aux valeurs d'initialisation. En général, le temps de calcul de l'algorithme génétique est supérieur au temps de calcul de l'algorithme de Levenberg Marquardt. Toutefois ces temps de calcul sont suffisamment faibles pour ne pas remettre en cause l'utilisation de l'algorithme génétique. La robustesse de ce dernier est un atout majeur qui oriente notre choix pour la suite de l'étude.

7 Validations vitesses et Cij

Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons montré que l'algorithme génétique est plus adapté que l'algorithme de Levenberg-Marquardt pour la détermination des constantes d'élasticité par optimisation à partir des vitesses ultrasonores. Dans ce paragraphe, nous allons présenter des résultats d'optimisation des constantes d'élasticité et des angles d'Euler de nos échantillons obtenus en résolvant le problème inverse avec l'algorithme génétique.

Nous présenterons d'abord des résultats obtenus sur un échantillon isotrope en Inconel 600 présenté au paragraphe 5.1.

Nous exposerons ensuite des résultats sur des matériaux anisotropes et de structures mixtes détaillés dans les paragraphes 5.2 et 5.3

Des comparaisons entre vitesses théoriques et expérimentales sont également proposées pour quelques plans (0-45-90).

7.1 Résultats pour un échantillon en Inconel 600[®]

Le premier échantillon étudié correspond à la plaque prélevée dans la barre forgée en Inconel 600[®] dont les caractéristiques ont été décrites dans le paragraphe 5.1.

Des mesures de vitesses sont effectuées en immersion et par simple transmission suivant la méthode décrite au paragraphe 4.1.3.3 c'est-à-dire en faisant varier l'angle d'incidence pour un plan d'incidence donné.

Sur la Figure 7-1 (respectivement Figure 7-2), sont représentées les vitesses longitudinales (respectivement transversales) en fonction de l'angle réfracté, ceci pour trois plans d'incidence différents (plan 0, plan 45 et plan 90). On constate que les vitesses des ondes longitudinales et transversales ne varient ni avec le plan d'incidence ni avec l'angle de réfraction pour un plan d'incidence donné.

L'écart maximum en fonction de l'angle de réfraction est notamment inférieur à 50 m/s, alors qu'il peut atteindre 1000 m/s pour un matériau anisotrope, comme par exemple une soudure en acier inoxydable austénitique [CHA 2000]. Ces divers constats permettent d'affirmer que le matériau est quasi-isotrope et peut être caractérisé en première approximation par une vitesse moyenne des ondes longitudinales de 5878 m/s et une vitesse moyenne des ondes transversales de 3130 m/s.

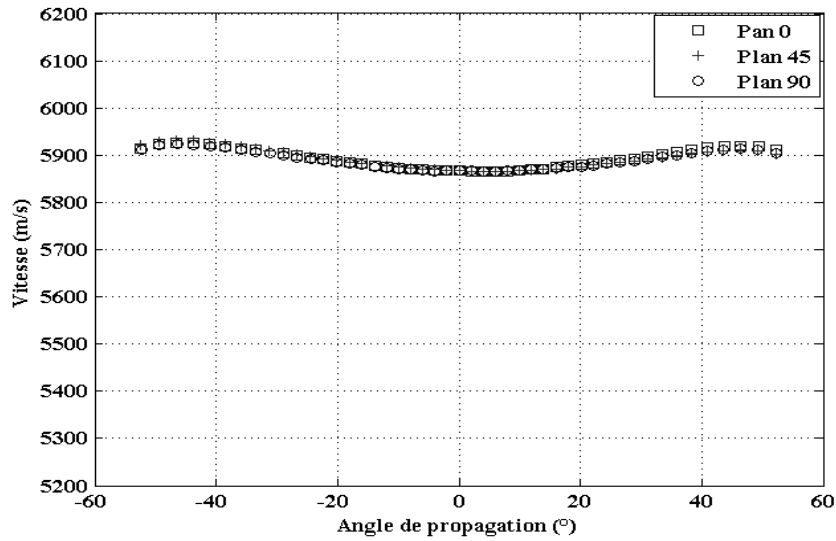


Figure 7-1 : Vitesses de propagation des ondes longitudinales dans trois plans différents pour un échantillon prélevé dans une barre forgée en Inconel 600®.

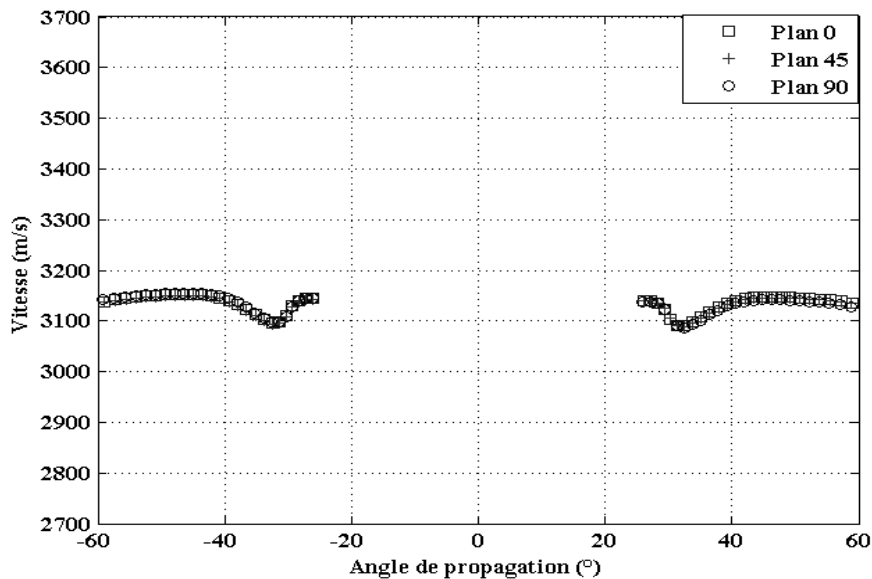


Figure 7-2 : Vitesses de propagation des ondes transversales dans trois plans différents pour un échantillon prélevé dans une barre forgée en Inconel 600®.

Sur la Figure 7-2, nous constatons que pour des angles de propagation compris entre 30° et 40°, les valeurs de vitesses des ondes transversales présentent un « décrochement » pour les trois plans d'incidence. Ce phénomène est dû à la superposition de deux ondes (l'onde transversale directe et l'onde longitudinale après double transmission) qui arrivent au même instant sur le récepteur. La précision sur la mesure de vitesse de l'onde transversale est donc détériorée.

Dans un deuxième temps, des mesures ont également été effectuées en gardant l'angle d'incidence fixe et en faisant varier l'angle du plan d'incidence. Les résultats sont présentés sur la Figure 7-3.

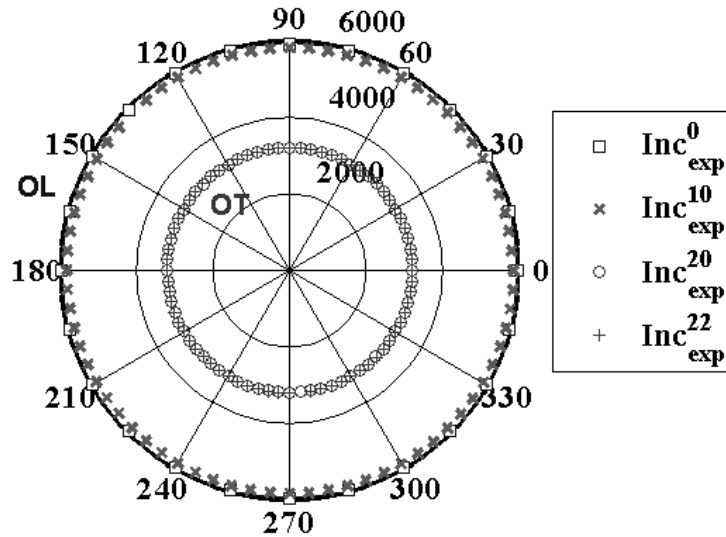


Figure 7-3 : Vitesses mesurées en fixant l'angle d'incidence et en faisant varier le plan d'incidence.

Pour une incidence donnée, la vitesse ne varie pas avec le plan d'incidence et les courbes sont assimilables à des anneaux concentriques. Nous remarquons aussi qu'il n'existe qu'une seule onde transversale, ce qui est caractéristique d'un matériau isotrope.

En conclusion, les vitesses de propagation ultrasonore mesurées selon deux méthodes différentes sont en accord avec les observations effectuées en micrographie révélant une structure équiaxe et supposée isotrope.

Ces vitesses ultrasonores sont alors utilisées dans le processus d'optimisation basé sur l'algorithme génétique. Les constantes d'élasticité et les angles d'Euler obtenus sont présentés dans le Tableau 7-1. Ces valeurs sont caractéristiques d'un matériau quasi-isotrope avec cependant quelques écarts avec la condition de la pure isotropie rappelée ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & & & \\ & C_{11} & C_{12} & & & 0 \\ & & C_{11} & & & \\ & & & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} & & \\ & sym & & & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} & \\ & & & & & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \end{pmatrix}$$

La condition de la pure isotropie a pour conséquence un coefficient d'anisotropie adimensionné égale à 1.

Remarque :

Le coefficient d'anisotropie d'un matériau est défini par la relation

$$A_{ij} = \frac{2C_{kk}}{C_{ii} - C_{ij}}$$

Avec $k = 9 - (i + j)$ et $i \neq j \in (1, 2, 3)$.

Plus l'anisotropie du matériau est prononcée, plus ces coefficients d'anisotropie sont élevés [DIE 1974].

Nous obtenons ainsi pour cet échantillon les coefficients d'anisotropie suivants :

$$A_{ij} = \begin{pmatrix} * & 1.10 & 1.10 \\ 1.16 & * & 1.00 \\ 1.16 & 1.00 & * \end{pmatrix}$$

Ces valeurs de coefficients d'anisotropie sont très proches des coefficients d'un matériau isotrope. Ces résultats confirment la quasi-isotropie observée sur les mesures de vitesses et sur les constantes d'élasticité obtenues par optimisation.

Ceci traduit une très légère anisotropie du matériau, avec un repère matériau confondu avec le repère échantillon (angles d'Euler presque nuls). Il est important de rappeler que la notion d'angles d'Euler n'a plus de sens pour un matériau parfaitement isotrope, ce qui devrait se traduire par des valeurs d'angles d'Euler optimisées quelconques.

C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
292.8	284.6	284.2	118	141.3	141.1	83.1	83.6	83.6	0.7	-0.1	0

Tableau 7-1 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon en Inconel 600.

Une comparaison entre les vitesses expérimentales et théoriques est présentée sur la Figure 7-4.

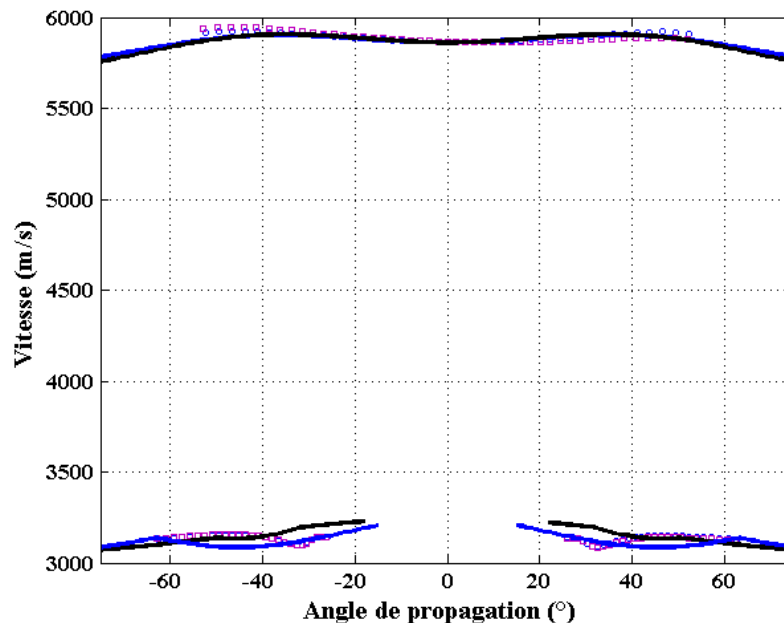


Figure 7-4 : Comparaison entre les vitesses expérimentales (puce) et les vitesses théoriques (trait plein).

Nous constatons sur la Figure 7-4 une bonne concordance entre les vitesses expérimentales et les vitesses théoriques calculées à partir des constantes d'élasticité du Tableau 7-1. L'écart maximal entre théorie et expérience est de 1% pour les ondes longitudinales. Cet écart est obtenu aux grands angles de propagation. L'écart maximal pour les ondes transversales est de 1.5%.

7.2 Résultats pour les échantillons prélevés dans une soudure en Inconel 182

Les échantillons étudiés ont été prélevés en différentes zones d'une soudure en Inconel 182 (voir paragraphe 5.2).

Seuls les résultats pour les échantillons référencés 1581A1-CU-X avec (X=1, 2, 3, 4) seront présentés. Cependant comme nous allons le montrer ultérieurement pour l'échantillon référencé 1581A1-CU-4 il est important que le centre de gravité de l'échantillon soit fixe durant toute la mesure.

Des mesures de vitesse en simple transmission avec le système expérimental décrit au paragraphe 4.1 confirment l'anisotropie de l'échantillon comme le montrent la Figure 7-5(A), la Figure 7-6(A), pour les ondes quasi-transversales, ainsi que la Figure 7-7 pour les ondes quasi-longitudinales.

Sur le Figure 7-5(B) nous représentons la différence entre les vitesses ultrasonores et la vitesse ultrasonore minimale pour chaque incidence. L'écart nul que nous observons dans le plan 180° sur la Figure 7-5 s'explique par la présence du minimum des vitesses dans ce plan pour les deux incidences (cf. Figure 7-5(A)). L'écart peut atteindre 250m/s (Figure 7-5 (B)).

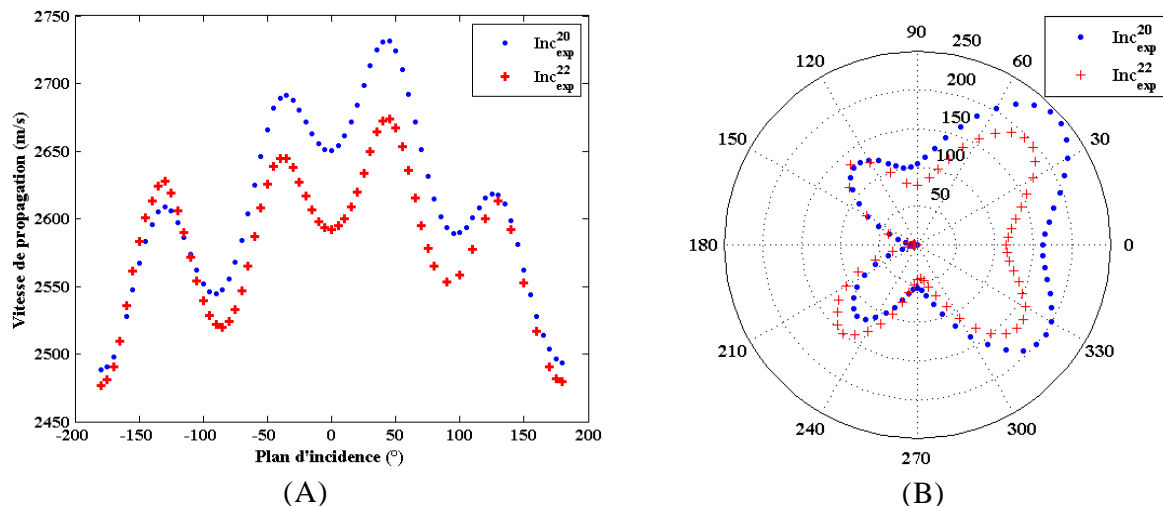


Figure 7-5 : (A) Vitesses de propagation des ondes quasi-transversales mesurées pour deux angles d'incidence fixe (20° et 22°), (B) Représentation en coordonnées polaires de l'écart de vitesse pour les deux angles d'incidence (20° et 22°)

Des mesures effectuées pour deux angles d'incidences opposés (21° et -21°) sont présentés sur la Figure 7-6 (A). Nous observons une symétrie des écarts de vitesses entre les deux angles d'incidence.

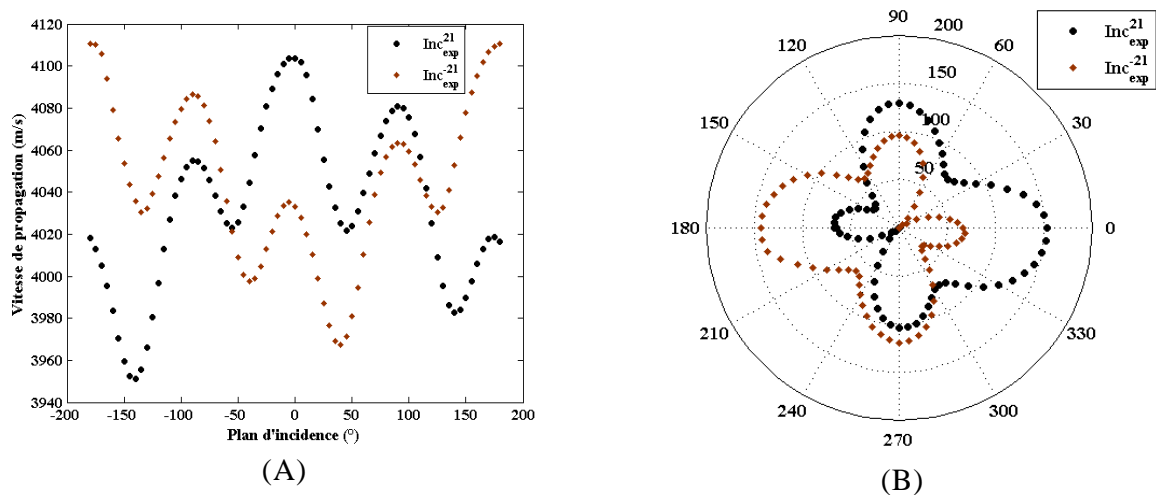


Figure 7-6 : (A) Vitesses de propagation des ondes quasi-transversales mesurées pour deux angles d'incidence fixe (-21° et 21°), (B) Représentation en coordonnée polaire de l'écart de vitesse pour les deux angles d'incidence (-21° et 21°)

Cette symétrie vient du fait qu'avec des grains d'inclinaison très faible par rapport au sens de soudage, le volume inspecté pour chaque incidence est identique plan par plan.

Ces vitesses sont calculées à partir des signaux acquis en transmission avec l'utilisation de deux capteurs ultrasonores de fréquence 2.25MHz.

Les constantes d'élasticité et les angles d'Euler sont obtenus à partir de ces vitesses par optimisation en utilisant l'algorithme génétique.

Les constantes trouvées pour l'échantillon en Inconel 182 référencé CU1 sont présentées dans le Tableau 7-2.

C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
237.2	248.2	242.7	117.3	136.2	145.3	77.1	111.9	107.9	5.5	0.0	0.0

Tableau 7-2 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour un échantillon en Inconel 182 CU1.

Ces constantes d'élasticité sont du même ordre de grandeur que ceux indiqués dans la littérature (Tableau 5-4). Compte tenu de notre choix de repère notre axe 1 (cf. Figure 4-4) correspond à l'axe 3 des auteurs référencés au Tableau 5-4. Ainsi en exprimant les constantes d'élasticité du tableau dans notre repère de travail nous obtenons les constantes d'élasticité présentées dans la Tableau 7-3.

	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}
J1	240	250	250	108	84	84	71	116	116
J2	254	278	278	115	139	139	82	106	106
J3	245	259	259	115	139	139	72	102	102

Tableau 7-3 : constantes d'élasticité du Tableau 5-2 exprimé dans notre repère de travail

Le facteur d'anisotropie pour l'échantillon CU1 est présenté dans la matrice A_{CU1} :

$$A_{cu1} = \begin{pmatrix} * & 2.34 & 2.21 \\ 2.09 & * & 1.17 \\ 2.10 & 1.22 & * \end{pmatrix}$$

Ce facteur est cohérent avec les observations effectuées sur les vitesses mesurées.

La valeur de ϕ est relative à l'inclinaison des grains dans le sens de soudage et donc cohérente avec l'analyse de la micrographie (estimée à environ 4°). La valeur de θ est quant à elle liée à l'inclinaison de l'axe de fibre par rapport à la verticale dans le plan transverse. Il est donc normal de trouver une valeur nulle car l'échantillon CU1 a été prélevé de telle manière à avoir des grains colonnaires orientés perpendiculairement aux grandes faces de l'échantillon (cf. paragraphe 5.1.2). Enfin la valeur nulle pour l'angle ψ indique que les renforcements de symétrie orthotrope (pseudo-fibre) sont orientés selon les directions transverses et de soudage.

Sur la Figure 7-7 nous observons un très bon accord entre les vitesses expérimentales mesurées dans trois plans d'incidence différents avec les valeurs théoriques calculées à l'aide des constantes du Tableau 7-2. L'anisotropie du matériau est bien mise en évidence (variation des vitesses de l'ordre de 700m/s en fonction de la direction de propagation pour les ondes quasi-longitudinales et variation des vitesses de l'ordre de 250m/s pour les vitesses quasi-transversales en fonction du plan d'incidence).

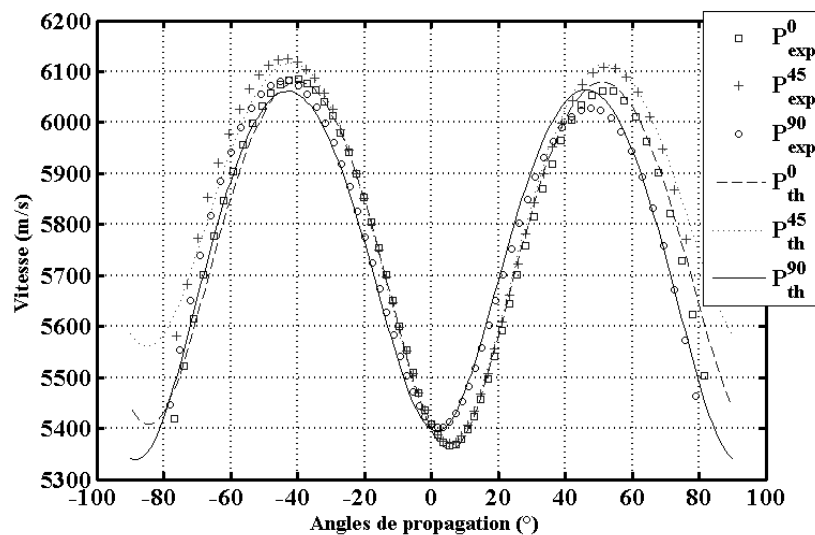


Figure 7-7 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théoriques (trait plein) et expérimentales (puce) pour l'échantillon CU1 dans trois plans d'incidence 0-45-90.

Le minimum de vitesse dans le plan d'incidence 0° est atteint à un angle de propagation compris entre 5° et 6° . Cet angle correspond à la valeur de l'angle d'Euler ϕ . Dans le plan d'incidence 90° nous observons un décalage quasi nul du minimum de vitesse.

Il est aussi important de noter que le maximum de vitesse est localisé pour des angles de propagation de 45° pour tous les plans étudiés.

Les mesures effectuées sur un deuxième échantillon en Inconel 182 référencé CU2 révèlent aussi une anisotropie importante des propriétés d'élasticité (Tableau 7-4). Le facteur d'anisotropie pour cette échantillon est de A_{CU2} .

$$A_{CU2} = \begin{pmatrix} * & 2.28 & 2.21 \\ 1.89 & * & 1.17 \\ 1.85 & 1.29 & * \end{pmatrix}$$

Ce facteur d'anisotropie est du même ordre de grandeur que A_{CU1} , ce qui est cohérent avec le fait que les vitesses ultrasonores mesurées pour l'échantillon CU2 sont du même ordre de grandeur que l'échantillon référencé CU1. Cette similitude des vitesses se traduit par des constantes d'élasticité très proches pour les deux échantillons (Tableau 7-2 et Tableau 7-4). L'écart maximum est de 11% sur l'élément C23 (Figure 7-8). Ce résultat est logique car les échantillons ont été prélevés dans une même soudure présentant une structure relativement homogène.

Par contre on observe une variation de la valeur de l'angle θ . En effet le plan de coupe diffère entre les deux échantillons (paragraphe 5.1.2, Figure 5-5). La valeur de 28.8° trouvée pour l'échantillon CU2 est cohérente avec le plan de coupe à 30° .

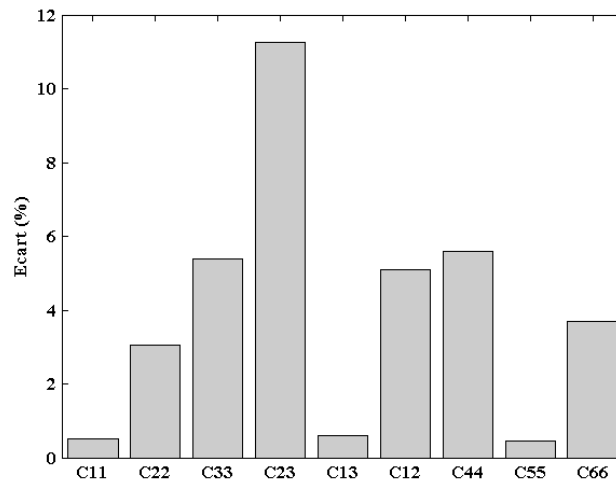


Figure 7-8 : Ecart des constantes d'élasticité entre les échantillons CU1 et CU2.

C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
236.0	255.8	255.8	130.5	135.4	137.9	81.4	111.4	111.9	5.3	-28.8	0.0

Tableau 7-4 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler ($^\circ$) déterminés par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon en Inconel 182 référencé CU2.

Une comparaison entre les vitesses expérimentales mesurées et les vitesses simulées à partir du Tableau 7-4 montre une bonne concordance (Figure 7-9).

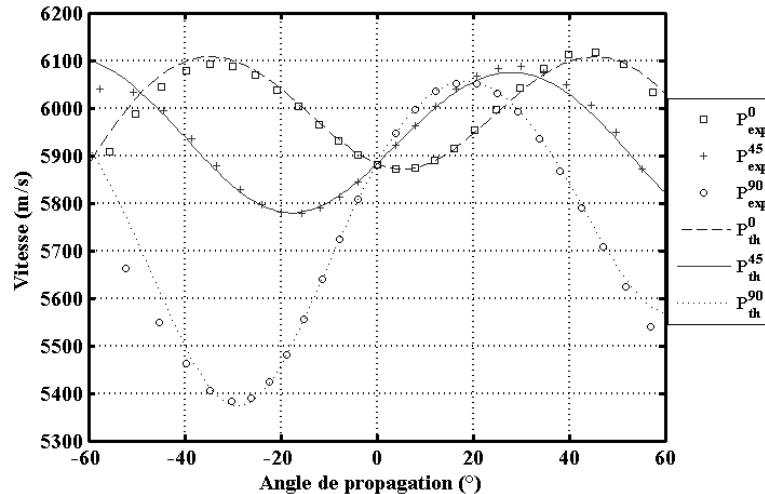


Figure 7-9 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théoriques (trait plein) et expérimentales (puce) pour l'échantillon CU2 dans trois plans d'incidence 0-45-90.

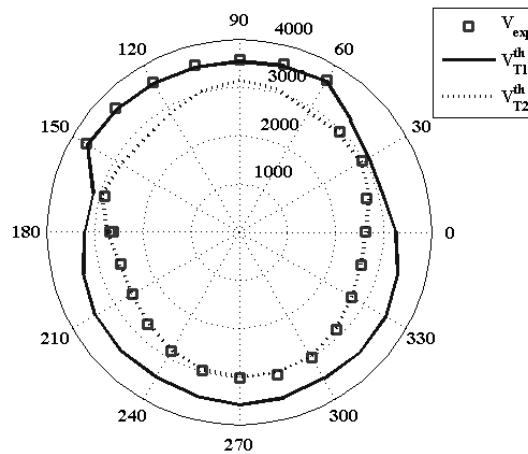


Figure 7-10 : Comparaison des vitesses quasi-transversales théoriques et expérimentales pour un angle d'incidence fixe de 23° en fonction du plan d'incidence.

Pour ce qui concerne les ondes quasi-transversales (Figure 7-10), on constate là aussi un très bon accord. On observe que pour les plans d'incidence compris entre 60° et 150°, les échos mesurés correspondent à une onde quasi-transversale rapide (V_{T1}), tandis que pour les plans compris entre 150° et 360°, on est plutôt en présence d'ondes quasi-transversales lentes (V_{T2}).

Des mesures effectuées sur les échantillons CU3 et CU4 mettent en évidence une différence au niveau des vitesses expérimentales (Figure 7-11). L'anisotropie de l'échantillon CU3 est un peu plus marquée (variation de vitesse de 700 m/s) que celle de l'échantillon CU4 (variation de vitesse de 500m/s). Cette anisotropie est confirmée par les valeurs des facteurs d'anisotropie A_{CU3} et A_{CU4} calculées à partir des constantes présentées dans le Tableau 7-5 .

$$A_{CU3} = \begin{pmatrix} * & 2.10 & 2.19 \\ 1.87 & * & 1.49 \\ 1.92 & 1.46 & * \end{pmatrix} \quad A_{CU4} = \begin{pmatrix} * & 2.03 & 2.16 \\ 1.93 & * & 1.17 \\ 1.90 & 1.47 & * \end{pmatrix}$$

	C ₁₁	C ₂₂	C ₃₃	C ₂₃	C ₁₃	C ₁₂	C ₄₄	C ₅₅	C ₆₆	φ	θ	ψ
CU3	233.9	245.6	248.0	125.1	132.1	135.4	90.2	111.7	103.5	3.6	-41.0	0
CU4	236.6	241.8	250.4	120.2	136.6	133.1	95.8	108.2	105.4	4	-40.6	0

Tableau 7-5 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons en Inconel 182 référencés CU3 et CU4.

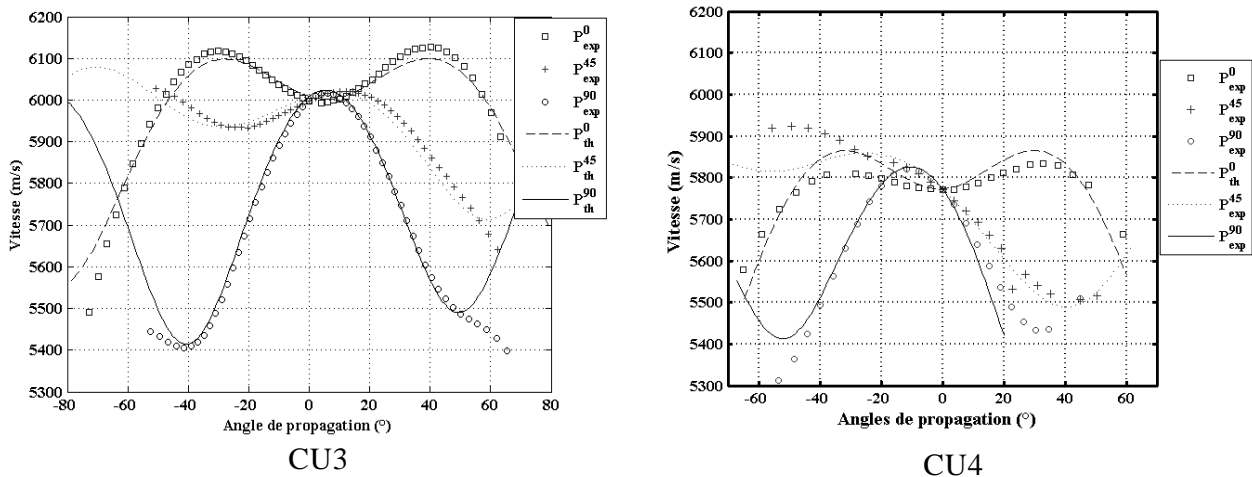
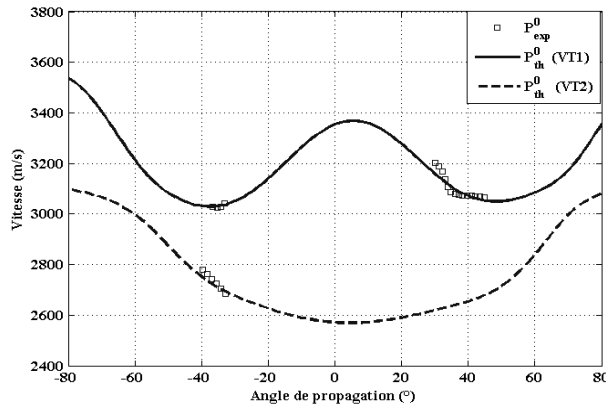
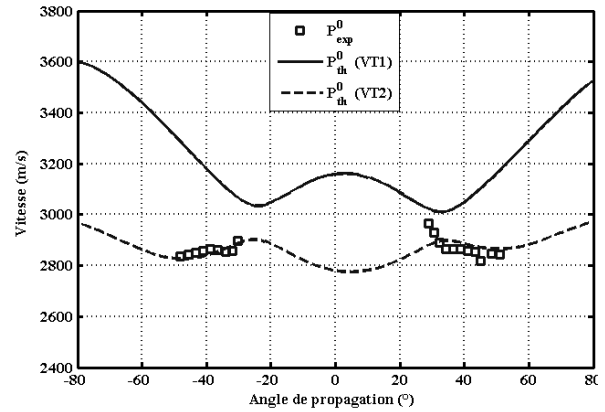


Figure 7-11 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théoriques (trait plein) et expérimentales (puce) et dans trois plans d'incidence 0-45-90.

Nous observons à nouveau la présence de deux types d'onde quasi-transversales (quasi-transversale lente (TV2)- quasi-transversale rapide (TV1)) dans certains plans (Figure 7-12, Figure 7-13).



CU3



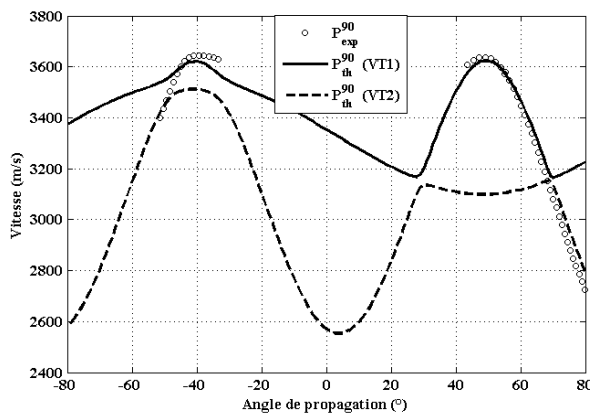
CU4

Figure 7-12 : Comparaison des vitesses quasi-transversales expérimentale (puce) et théorique (ligne) dans le plan 0.

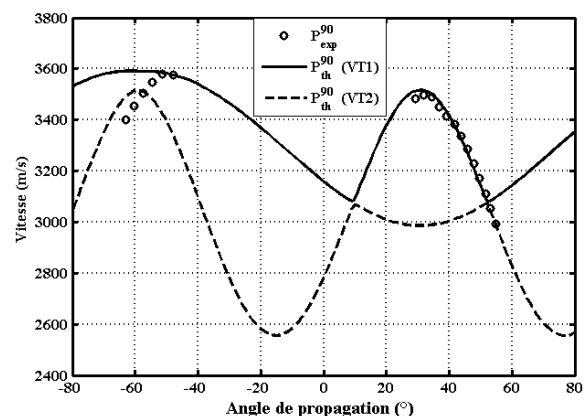
Par exemple sur la Figure 7-12 pour le plan 0 nous observons l'existence des deux types d'ondes quasi-transversales pour l'échantillon référencé CU3. Alors que pour l'échantillon en Inconel 182 référencé CU4 seules les vitesses des ondes quasi-transversales lentes sont mesurées. Ce plan n'est donc pas favorable à la propagation des ondes quasi-transversales rapides. Cela signifie que dans ce plan l'onde quasi-transversale rapide est noyée dans le bruit du signal.

Cependant nous pouvons remarquer sur la Figure 7-13 que dans le plan 90 les vitesses des deux types d'ondes quasi-transversales sont mesurées.

Pour l'optimisation, toutes les vitesses expérimentales de valeurs inférieures à 3000m/s sont considérées comme des vitesses de l'onde quasi-transversale lente (VT2) et toutes les autres vitesses comprises entre 4000m/s et 3000 m/s sont considérées comme vitesses de l'onde quasi-transversale rapide (VT1).



CU3



CU4

Figure 7-13 : Comparaison des vitesses quasi-transversales théorique (ligne) et expérimentale (puce) et dans le plan 90.

La comparaison entre les vitesses expérimentales et les vitesses théoriques calculées à partir des constantes d'élasticité et des angles d'Euler obtenus par optimisation et présentés dans le Tableau 7-5 montrent à nouveau une bonne concordance (Figure 7-11).

Il est important de noter que pour certains angles de propagation, les deux vitesses sont identiques. Ce constat implique l'existence d'un plan principal car les deux ondes quasi-transversales sont confondues.

Il est aussi important de noter que pour ces deux échantillons les angles d'Euler sont très proches alors que les plans de coupe sont différents (Figure 5-5). Pour l'échantillon référencé 1581A1-CU-3, l'angle θ est de 41° , or le plan de coupe est à 45° . Par contre, l'échantillon 1581A1-CU-4, l'optimisation donne une valeur de 40° alors que le plan de coupe est à 60° . Cet écart de 20° peut avoir deux origines. D'une part l'échantillon CU4 a été prélevé en bord de soudure, dans une zone un peu moins homogène, ce qui est confirmé par les mesures de vitesses avec une anisotropie moins marquée. D'autre part, contrairement aux autres échantillons, l'échantillon CU4 a des dimensions latérales plus petites ($60*50\text{mm}^2$) ; une fois posé sur le porte échantillon, son centre de gravité n'est plus fixe. La zone inspectée après une rotation de l'échantillon dans son propre plan de 90° est alors décalée par rapport à la zone inspectée dans le plan d'incidence 0° . La valeur de φ relative à l'inclinaison des grains dans le sens de soudage, est quant à elle similaire à celle trouvée pour les autres échantillons analysés.

En conclusion, il est intéressant de constater que trois échantillons (CU1 à CU3) conduisent à des tenseurs d'élasticité très proches, ce qui est logique car ces propriétés sont normalement indépendantes de l'orientation des grains. Seuls les angles d'Euler varient d'un échantillon à l'autre.

7.3 Résultats pour les échantillons en acier austénoferritique moulé par centrifugation

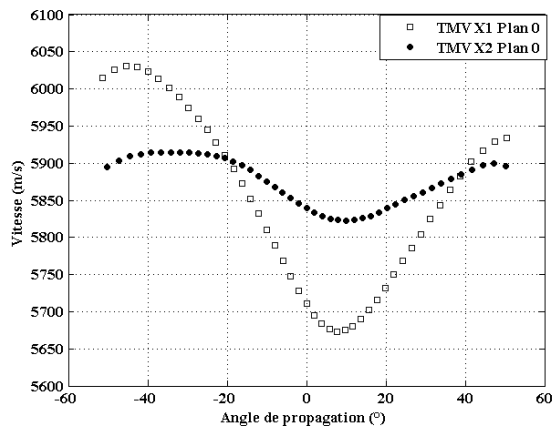
On rappelle que, pour ce type d'acier, deux coulées référencées TMV et U746 et présentant des structures différentes sont étudiées (cf. paragraphe 5.1.3).

Pour certains échantillons de ces matériaux, seules des valeurs de vitesses pour les ondes quasi-longitudinales sont présentées. En effet, les ondes quasi-transversales n'ont pas pu être exploitées à cause d'une diffusion ultrasonore élevée due à la structure à gros grains. La discussion sur les variations de vitesse des ondes quasi-longitudinales présente quand même un intérêt car elle permet de tirer des conclusions préliminaires sur l'anisotropie des différentes couches du matériau.

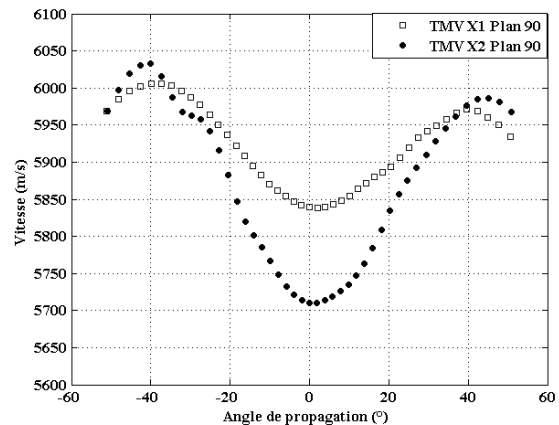
7.3.1 Matériau TMV

Quatre échantillons de 10 mm d'épaisseur ont été prélevés dans cette maquette (cf. Figure 5-10 , Figure 5-11 du chapitre 5).

La Figure 7-14 présente les résultats obtenus dans les plans 0 et 90° , sur les échantillons X1 et X2 prélevés dans la demi-épaisseur caractérisée par une structure colonnaire.



Plan 0 (dans l'axe de la tuyauterie)



Plan 90 (plan transverse)

Figure 7-14 : courbes de vitesse – zone colonnaire du matériau TMV.

Sur l'échantillon X2, on obtient un écart de vitesse de l'ordre de 350 m/s, avec une vitesse maximale à 45° sur les deux plans de mesures 0 et 90°. Ce résultat est à mettre en regard des écarts de 1000 m/s obtenus sur les échantillons prélevés dans les soudures austénitiques (cf. Figure 4-11 paragraphe 4.1.4). L'anisotropie moins marquée des échantillons en acier moulé par centrifugation peut s'expliquer par le caractère biphasique de ce matériau. En effet, pour ces aciers, le mode de solidification (et donc la structure résultante), ainsi que le taux de ferrite résiduelle, sont directement liés aux teneurs en éléments gammagènes comme le nickel et alphagènes comme le chrome. Un des ces modes consiste en une solidification primaire en ferrite suivi d'une transformation de phase en austénite à l'état solide. Dans la zone colonnaire, les grains de ferrite primaire présentent une direction cristallographique $\langle 100 \rangle$ commune liée à la direction de refroidissement. Par ailleurs, des relations entre les orientations cristallographiques de la phase austénitique formée à l'état solide et celles de la phase ferritique peuvent exister, qui ne sont pas encore clairement établies. Différents types de relation sont proposés dans la littérature, [DAH 1982], [ROU 1999].

- relation dite de Kurdjumov-Sachs (K-S) [KUR 1930]: un plan cristallographique $\{111\}$ de l'austénite est parallèle à un plan $\{110\}$ de la ferrite et dans ce plan une direction $\langle 110 \rangle$ de l'austénite est parallèle à une direction $\langle 111 \rangle$ de la ferrite ;
- relation dite de Nishiyama-Wassermann (N-W) [NIS 1934] et [WAS 1933] : un plan cristallographique $\{111\}$ de l'austénite est parallèle à un plan $\{110\}$ de la ferrite et dans ce plan une direction $\langle 110 \rangle$ de l'austénite est parallèle à une direction $\langle 100 \rangle$ de la ferrite.

Au final, ceci signifie qu'une orientation cristallographique donnée de la phase primaire donne naissance à 24 variantes possibles pour l'orientation cristallographique de la phase secondaire. La structure résultante est donc complexe et la texture moins marquée que dans le cas d'une soudure austénitique, pour laquelle les grains d'austénite présentent une direction cristallographique $\langle 100 \rangle$ commune (symétrie isotrope transverse en première approximation).

En ce qui concerne l'échantillon X1, prélevé près de la peau externe du composant, les mesures révèlent une anisotropie moins marquée que sur l'échantillon X2, avec un écart de vitesse pour les ondes quasi-longitudinales de l'ordre de 160 m/s. En première analyse, on aurait pourtant pu s'attendre à des résultats équivalents sur ces deux échantillons présentant des structures macrographiques semblables. L'anisotropie semble donc évoluer dans l'épaisseur du composant. Les vitesses maximales, obtenues pour un angle de 45°, sont par ailleurs en bonne concordance (environ 6000 m/s).

Les constantes d'élasticité de ces deux échantillons sont présentées dans le Tableau 7-6. Ces constantes d'élasticité sont obtenues par optimisation à partir des vitesses quasi-longitudinales car la diffusion ultrasonore élevée due à la structure à gros grains rend inexploitable les vitesses quasi-transversales. Pour pallier ces inconvénients nous avons augmenté le nombre de vitesses quasi-longitudinales en auscultant plus grand nombre de plans d'incidence.

Les facteurs d'anisotropie calculés à partir des valeurs du Tableau 7-6 sont donnés par les relations :

$$X1 = \begin{pmatrix} * & 1.15 & 1.28 \\ 1.09 & * & 0.92 \\ 1.37 & 1.01 & * \end{pmatrix} \quad X2 = \begin{pmatrix} * & 1.41 & 1.49 \\ 1.22 & * & 0.87 \\ 1.45 & 0.96 & * \end{pmatrix}$$

Ces facteurs montrent que ces deux échantillons en acier austéno-ferritique présentent une anisotropie moins marquée que les soudures en Inconel 182 étudiées au paragraphe 7.2.

	C ₁₁	C ₂₂	C ₃₃	C ₂₃	C ₁₃	C ₁₂	C ₄₄	C ₅₅	C ₆₆	φ	θ	ψ
X1	259.2	265.6	250	96.3	127.0	130.4	78.1	84.8	74.1	9.6	0.8	0
X2	249.9	269.0	253.3	106.8	125.9	126.3	70.8	92.6	87.4	8.3	0.7	0
Ecart(%)	3.6	1.2	1.3	10.9	0.8	3.1	9.3	9.2	17.9	-	-	-

Tableau 7-6 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X1 et X2.

On note des écarts importants entre les deux échantillons pour certaines constantes d'élasticité. Cet écart est par exemple de près de 18% pour la constante C₆₆.

Enfin, on remarque sur les courbes de la Figure 7-14 un décalage du minimum de vitesse : proche de 0° dans le plan 90, il est compris entre 5 et 10° dans le plan 0. Ce résultat est à rapprocher de l'orientation des dendrites, considérée en première approximation perpendiculaire à la peau externe du composant. D'après ces résultats, il semblerait donc que les dendrites soient bien perpendiculaires à la surface externe du composant dans le plan transverse (plan 90), mais désorientées de quelques degrés dans l'axe de la tuyauterie (plan 0). On retiendra également que pour un plan donné, les minima sont obtenus au même angle sur les deux échantillons X1 et X2 (plans de symétrie identiques pour les deux échantillons). Ces angles peuvent être associés aux angles d'Euler qui sont présentés dans le Tableau 7-6.

Nos observons une bonne concordance entre les vitesses théoriques calculées à partir des constantes d'élasticité et des angles d'Euler du Tableau 7-6 et les vitesses expérimentales mesurées pour les deux échantillons comme le montre la Figure 7-15.

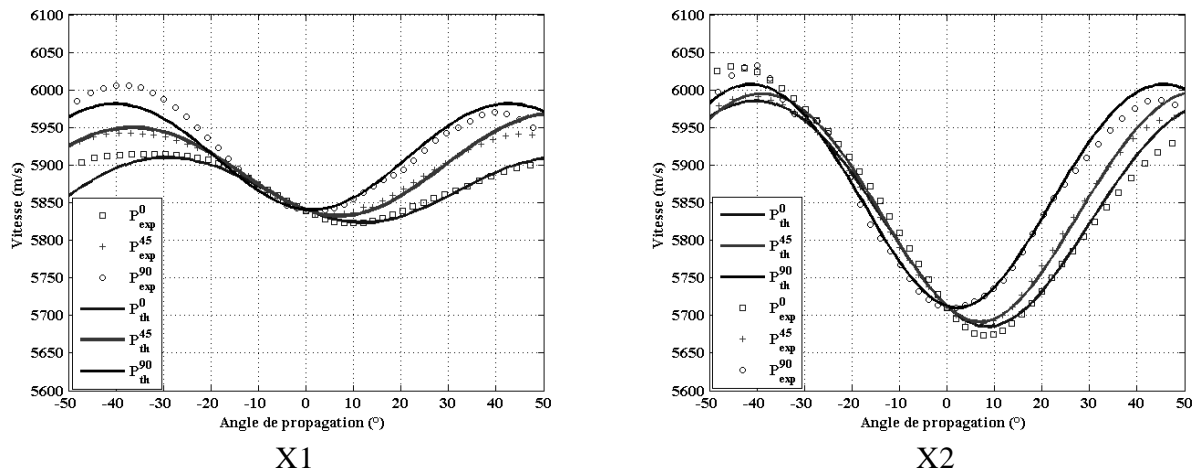


Figure 7-15 : Comparaison des vitesses quasi-longitudinales théorique (ligne) et expérimentale (puce) dans les trois plans d'incidence 0-45-90.

La Figure 7-16 présente les résultats obtenus sur les échantillons X3 et X4 pour les ondes quasi-longitudinales, selon les plans 0 et 90.

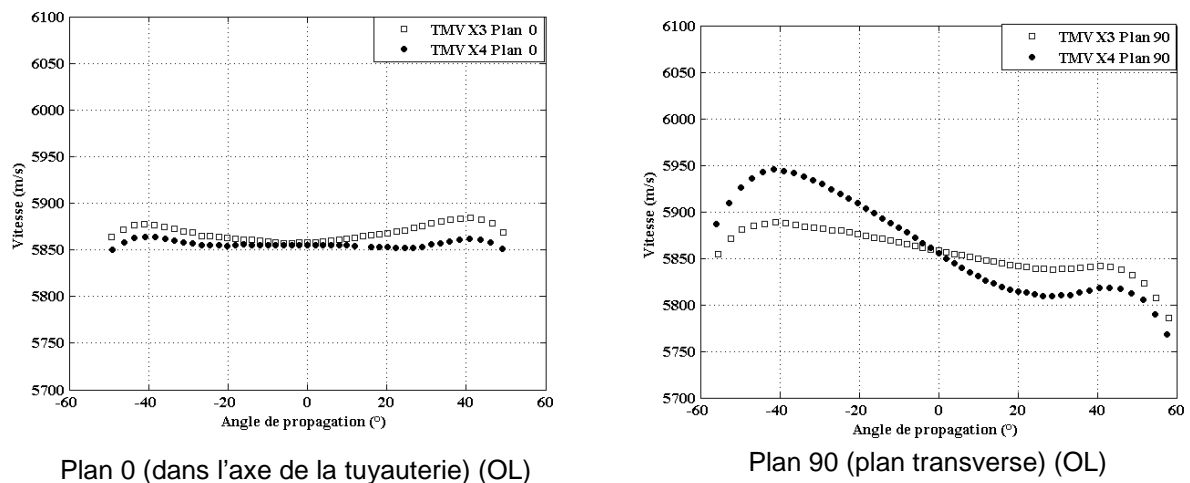
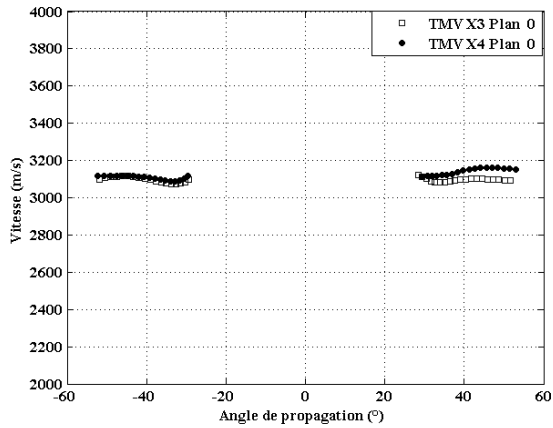
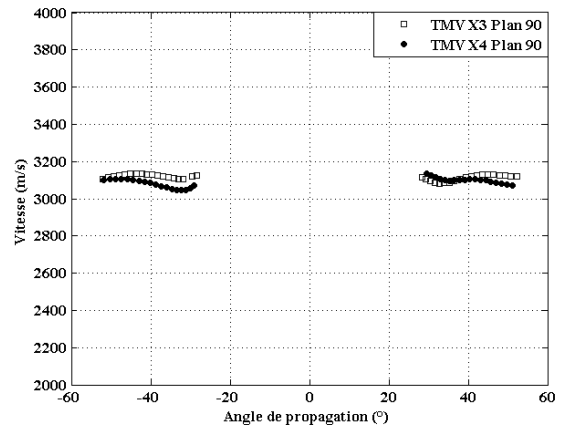


Figure 7-16 : Courbes de vitesse ultrasonore (OL) – zone équiaxe du matériau TMV.

La Figure 7-17 présente les résultats obtenus sur les échantillons X3 et X4 pour les ondes quasi-transversales, selon les plans 0 et 90.



Plan 0 (dans l'axe de la tuyauterie)



Plan 90 (plan transverse)

Figure 7-17 : Courbes de vitesse ultrasonore (OT) – zone équiaxe du matériau TMV.

Dans le plan 0, on constate que les deux échantillons sont quasi-isotropes, ce qui est lié au caractère aléatoire de l'orientation des grains équiaxes composant la structure. La vitesse moyenne est de l'ordre de 5860 m/s pour les ondes quasi-longitudinales (OL) et de 3110 m/s pour les ondes quasi-transversales.

Le plan 90 révèle quant à lui une légère anisotropie (peu classique), avec une légère décroissance de la vitesse ultrasonore de -45 à 45° . Ce résultat peut s'expliquer par le faible nombre de grains traversés lors de la mesure (moyennage imparfait de l'orientation aléatoire des grains), ou encore par des plans de contrôle qui ne seraient pas des plans de symétrie.

Néanmoins la vitesse moyenne est du même ordre de grandeur pour les deux échantillons et selon les deux plans considérés (proche de 5860 m/s).

Nous constatons sur la Figure 7-16 et la Figure 7-17 une faible variation des vitesses, de l'ordre de 50 m/s pour le plan 0 et de 100m/s pour le plan 90 par rapport à la vitesse moyenne.

La zone dans laquelle ont été prélevés les échantillons X3 et X4 pourra donc être considérée en première approximation comme isotrope.

Cette isotropie est confirmée d'une part par la présence d'un seule type d'onde quasi-transversale et d'autre part par les facteurs d'anisotropie et les constantes d'élasticité obtenues par optimisation et indiquées dans le Tableau 7-7.

$$X3 = \begin{pmatrix} * & 1.04 & 1.02 \\ 1.09 & * & 0.93 \\ 1.05 & 0.93 & * \end{pmatrix} \quad X4 = \begin{pmatrix} * & 1.03 & 1.07 \\ 1.05 & * & 0.95 \\ 1.04 & 0.91 & * \end{pmatrix}$$

	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
X3	266.7	261.1	262.1	113.6	112.5	127.1	69.2	79.1	73.2	0.7	-1.2	0
X4	262.9	260.4	266.8	116.3	116.5	124.0	68.5	78.4	71.9	-2.7	20.3	0

Tableau 7-7 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler ($^\circ$) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X3 et X4

La différence entre les constantes d'élasticité des deux échantillons est très faible. L'écart maximal de 3.5% est observé pour la constante C13 (Figure 7-18).

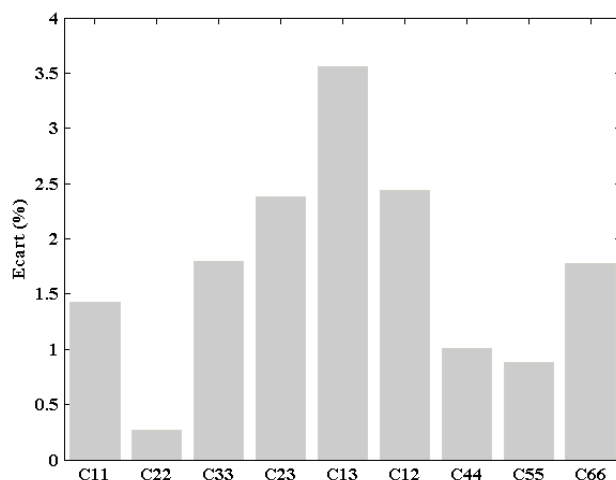


Figure 7-18 : Ecart (%) des constantes d'élasticité entre les échantillons X3 et X4.

En conclusion, les mesures de vitesses et les constantes d'élasticité obtenues confirment bien l'existence de deux zones dans la maquette. La surface externe est caractérisée par une structure colonnaire avec des grains d'orientation quasi-verticale (échantillons X1 et X2) alors que la structure est équiaxe en peau interne (échantillons X3 et X4).

7.3.2 Matériau U746

Pour rappel, sept échantillons d'épaisseur 6 mm et un échantillon d'épaisseur 12 mm ont été prélevés dans le matériau U746 (cf. paragraphe 5.3.2 du chapitre 5). Seuls les six premiers échantillons ont été étudiés. Les valeurs de vitesse des ondes quasi-longitudinales obtenues pour les différents échantillons et dans les différents plans de propagation, sont présentées de la Figure 7-19 à Figure 7-22.

L'échantillon X1 présente une isotropie très marquée, avec une vitesse moyenne de l'ordre de 5850 m/s (valeur similaire à celle obtenue sur les échantillons X3 et X4 du bloc TMV), quel que soit le plan de mesure.

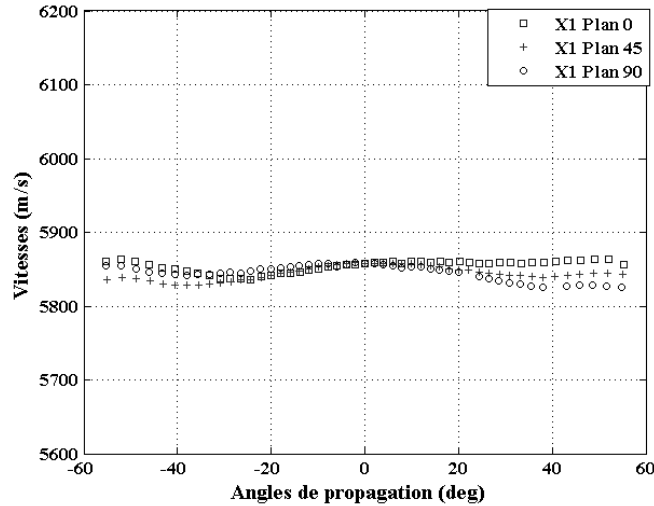


Figure 7-19 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746 (Echantillon X1).

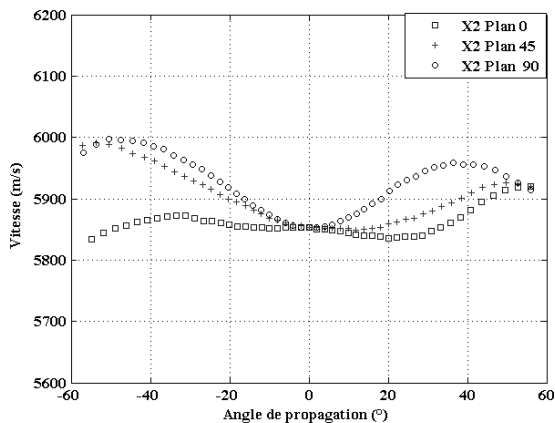
Les constantes obtenues pour cet échantillon sont présentées dans le Tableau 7-8.

	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
X1	267.6	266.4	265.6	116.6	110.8	110.1	78.9	76.7	77.1	-10.7	31.9	-27.6

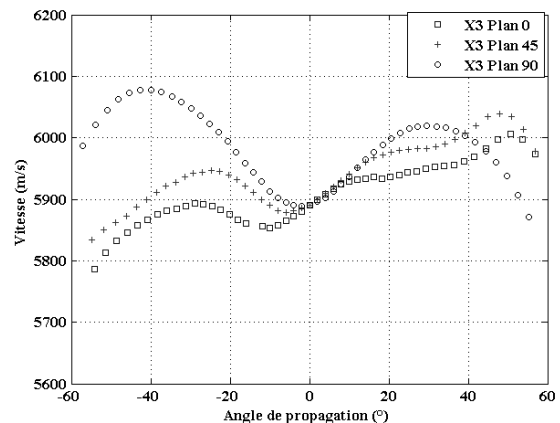
Tableau 7-8 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon X1.

Ces constantes sont caractéristiques d'un matériau isotrope (cf. paragraphe 7.1). Cette isotropie est confirmée par un coefficient d'anisotropie moyen égal à 1.

Pour les échantillons X2 et X3, les courbes obtenues ne semblent pas très cohérentes d'un plan de contrôle à l'autre (Figure 7-10). Ceci peut sans doute s'expliquer par le faible nombre de grains traversés pour les mesures dans ces échantillons (zone à gros grains, notamment pour l'échantillon X3). Nous observons une variation des vitesses du même ordre que l'échantillon TMV référencé X1 (variation entre 200 m/s et 300m/s). Ces variations restent plus faibles que celles observées sur les échantillons en Inconel 182.



Echantillon X2



Echantillon X3

Figure 7-20 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746.

Les résultats ne sont en tout cas pas cohérents avec une symétrie isotrope transverse ou orthotrope. Les constantes d'élasticité et angles d'Euler estimés par processus d'optimisation (cf. Tableau 7-9) ne sont donc indiqués qu'à titre indicatif. Notons que les coefficients d'anisotropie de ces deux échantillons (X2 et X3) sont du même ordre de grandeur (1.12 pour X2 et 1.15 pour X3).

	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
X2	268.7	267.1	271.5	111.8	117.1	120.2	93.5	86.8	77.8	14.8	2.0	6.7
X3	272.9	261.8	244.8	106.7	122.2	119.0	72.2	95.1	78.6	37.1	-4.7	-19.3

Tableau 7-9 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X2 et X3.

L'échantillon X4 présente quant à lui une anisotropie plus classique, avec des courbes du même type que celles rencontrées dans les soudures austénitiques (Figure 7-21). Cependant, comme dans le matériau TMV colonnaire, les écarts de vitesse sont beaucoup plus faibles que dans une soudure austénitique (300 m/s dans cet échantillon contre 1000 m/s dans une soudure austénitique).

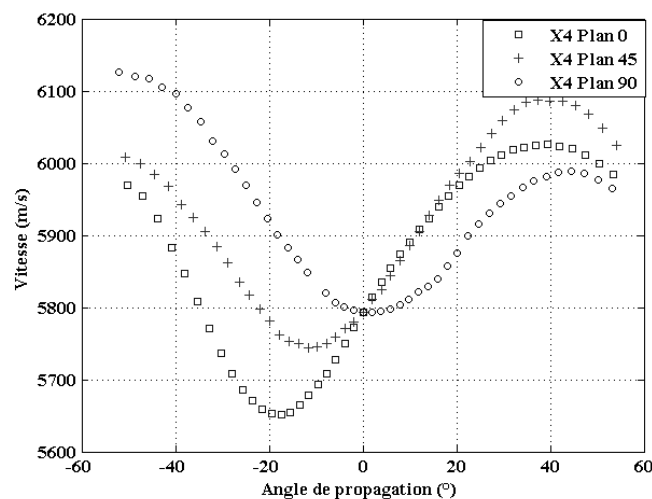


Figure 7-21 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746. Echantillon X4.

Ce résultat peut s'expliquer de la même manière que pour les échantillons TMV à structure colonnaire (effets de la structure biphasique et des relations cristallographiques particulières entre la ferrite et l'austénite). Les constantes optimisées sont présentées dans le Tableau 7-10. Ces constantes donnent un coefficient d'anisotropie moyen plus important que les échantillons référencés X1-X2-X3 (augmentation de 9 à 21%).

	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{23}	C_{13}	C_{12}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	φ	θ	ψ
X4	252.3	281.8	257.0	107.7	131.1	126.6	82.3	93.1	90.4	-9.6	1.7	-7.8

Tableau 7-10 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour l'échantillon X4.

Les constantes d'élasticité de l'échantillon X4 diffèrent de celles déterminées pour les échantillons X1-X2-X3. Il y a donc une évolution des propriétés d'élasticité suivant l'épaisseur du tube, comme l'analyse macrographique le laissait supposer.

Enfin, les mesures effectuées sur les échantillons X5 et X6 révèlent une anisotropie des vitesses quasi-longitudinales (Figure 7-22) et des vitesses quasi-transversales (Figure 7-23).

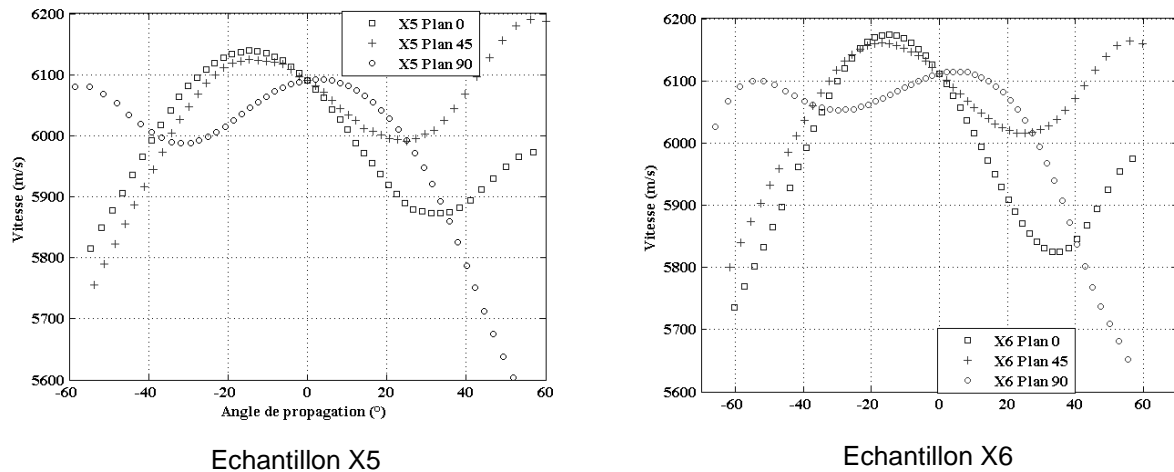


Figure 7-22 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale – matériau U746.

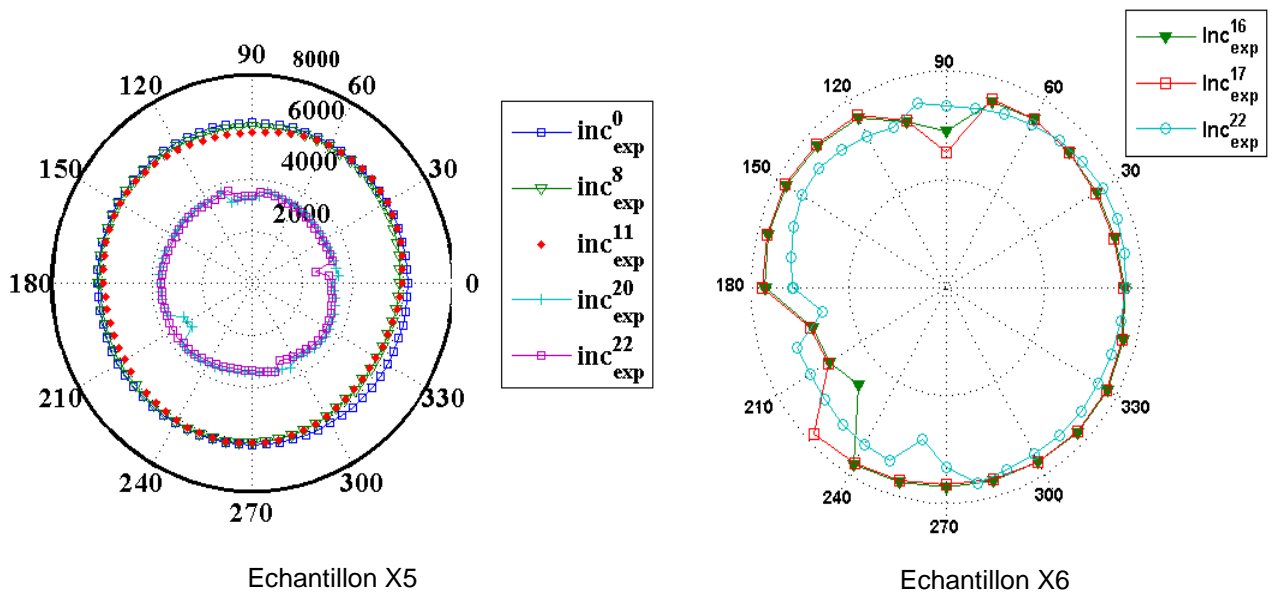


Figure 7-23 : Courbes de vitesse quasi-longitudinale, quasi-transversale (Echantillon X5) et quasi-transversale (Echantillon X6) – matériau U746.

Ces deux échantillons (X5 et X6) présentent des courbes à nouveau caractéristiques d'un matériau orthotrope mais les plans de contrôle ne sont sans doute pas des plans de symétrie du matériau (Figure 7-22). Ceci est confirmé par les valeurs non nulles des angles d'Euler après application du processus d'optimisation (Tableau 7-11). Des écarts importants sont également relevés entre les deux structures pour certaines constantes d'élasticité (Figure 7-24). Ainsi l'écart atteint environ 40% pour C_{55} .

	C ₁₁	C ₂₂	C ₃₃	C ₂₃	C ₁₃	C ₁₂	C ₄₄	C ₅₅	C ₆₆	φ	θ	ψ
X5	293.2	285.6	222.7	133.0	122.4	144.5	127.9	72.7	53.6	10.2	-4.7	-22.0
X6	293.1	283.0	251.7	128.1	109.2	110.8	99.2	102.3	44.7	-12.6	-31	-1.4

Tableau 7-11 : Valeurs des constantes d'élasticité (GPa) et des angles d'Euler (°) déterminées par optimisation avec l'AG à partir des vitesses ultrasonores pour les échantillons X5 et X6.

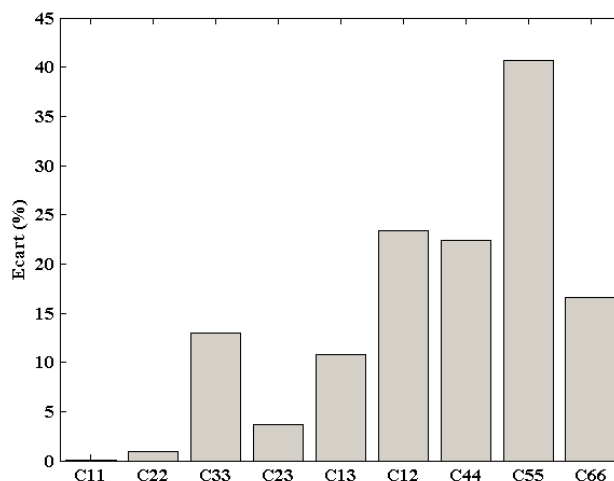


Figure 7-24 : Ecart (%) des constantes d'élasticité entre l'échantillon X5 et X6.

En conclusion, le matériau TMV pourrait être décrit en première approximation en trois couches d'anisotropies différentes : deux couches légèrement anisotropes jusqu'à mi-épaisseur et une troisième couche isotrope avec une vitesse des ondes quasi-longitudinales de 5860 m/s. Le matériau U746 paraît quant à lui difficilement modélisable par un matériau multi-couches avec des symétries polycristallines différentes. L'alternative serait de proposer une description à l'échelle du grain, par exemple basée sur des diagrammes de Voronoï [FEU 2009].

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté d'une part les vitesses ultrasonores mesurées pour chaque échantillon étudié et d'autre part les constantes obtenues par optimisation à partir des vitesses ultrasonores mesurées en incidence quelconque. Les vitesses présentées montrent qu'il est possible d'obtenir avec une bonne précision les vitesses de propagation dans toutes les directions (les courbes de vitesses ne sont pas bruitées).

A partir de ces vitesses, il est donc possible d'avoir une idée sur l'isotropie ou l'anisotropie des échantillons étudiés. Les vitesses mesurées dans plusieurs plans permettent d'avoir une idée sur d'une part l'inclinaison des grains par rapport au sens de soudure et l'inclinaison de l'axe de fibre par rapport à la verticale dans le plan transverse pour des échantillons en Inconel 182 prélevés dans une soudure et d'autre part l'orientation des dendrites. Ces observations sont par la suite confirmées par les constantes d'élasticité et les angles d'Euler obtenus par optimisation. Pour certains matériaux, il est très difficile d'accéder à la vitesse des

ondes quasi-transversales. L'optimisation s'effectue alors qu'avec les ondes quasi-longitudinales tout en auscultant le plus de plans possible lors des mesures de vitesse. Les résultats montrent qu'il y a une bonne concordance entre les vitesses théoriques et les vitesses expérimentales.

8 Atténuation

Introduction

Dans le chapitre 3 nous avons montré que pour déterminer l'atténuation intrinsèque du matériau par décomposition en spectre angulaire d'ondes planes, il est indispensable de calculer le coefficient de transmission total de l'échantillon à partir des constantes d'élasticité et des angles d'Euler obtenus par optimisation sur les vitesses ultrasonores.

Dans ce chapitre nous présenterons tout d'abord le calcul du coefficient de transmission en milieu anisotrope et incidence quelconque pour les ondes quasi-longitudinales et les ondes quasi-transversales. Par la suite nous donnerons des résultats d'atténuation pour différents matériaux. Ces résultats sont directement issus des mesures avec le banc expérimental en immersion, couplé avec l'analyse théorique basée sur la méthode par décomposition du spectre angulaire d'ondes planes et le calcul des coefficients de transmission.

8.1 Calcul du coefficient de transmission en incidence quelconque

En contrôle ou évaluation non destructif, la détermination du coefficient de transmission à l'interface entre eau/milieu anisotrope et milieu anisotrope/eau est un facteur déterminant. Ce facteur a fait l'objet de plusieurs études notamment pour la caractérisation des matériaux [HEN 1972].

Dans notre application, le calcul du coefficient de transmission ne prend en compte que la traversée directe de l'échantillon [PLO 2006] [HOS 1991]. Les conditions de continuité des contraintes à la première interface ne sont exprimées que pour l'onde incidente, l'onde réfléchie et trois ondes transmises dans le milieu anisotrope. Les ondes ayant subi une réflexion sur la seconde interface ne sont pas prises en compte.

En pratique cela signifie que nous ne devons considérer que le premier signal, qui correspond à une simple traversée de l'échantillon. Si, en régime impulsionnel, la séparation entre les ondes de simple transmission et celles transmises après des rebonds multiples dans l'échantillon est claire, il n'en va pas de même lorsqu'on travaille en régime harmonique établi. Or le modèle de coefficient de transmission est établi pour une onde plane harmonique. Ne pas considérer les allers-retours revient donc à supposer une épaisseur infinie, ou au moins suffisamment grande compte tenu de l'atténuation pour qu'aucune onde réfléchie à la seconde interface ne puisse revenir jusqu'à la première.

Pour prendre en compte la réalité 2D du faisceau et de l'anisotropie du matériau, le coefficient de transmission est calculé dans le domaine des fréquences spatiales (k_x, k_y) .

Rappelons que le coefficient de transmission total est la somme des coefficients de transmission à travers les deux interfaces, de l'onde longitudinale (OL), de l'onde quasi-transversale (QT1) rapide et de l'onde quasi-transversale lente (QT2).

$$TT(k_x, k_y, f) = T_{OL}(k_x, k_y, f) + T_{QT1}(k_x, k_y, f) + T_{QT2}(k_x, k_y, f) \quad (8.1)$$

Sur la Figure 8-1 est représenté le module du coefficient de transmission total de trois échantillons (quasi-isotrope, isotrope et anisotrope) à la fréquence de 2.25MHz.

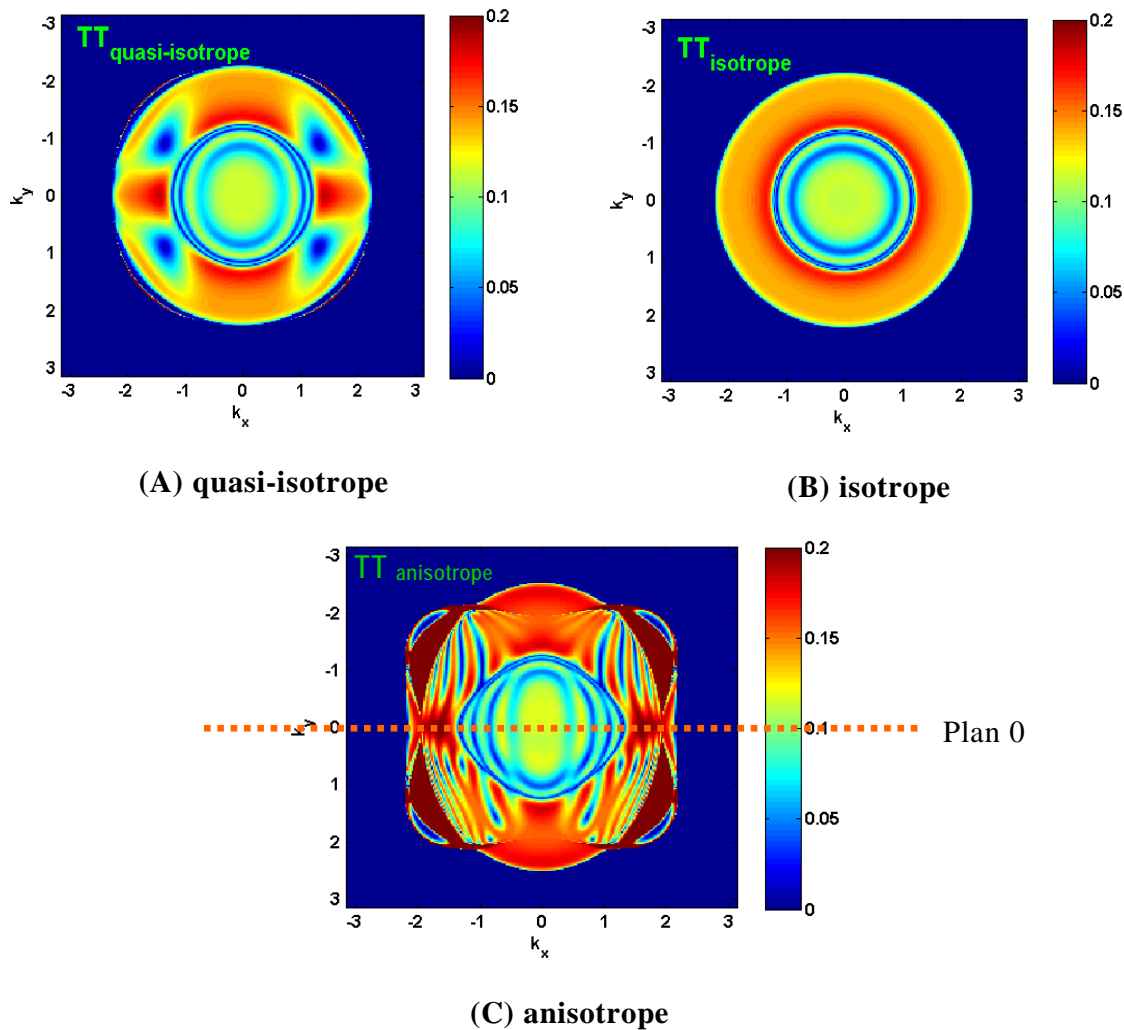


Figure 8-1 : Module du coefficient de transmission total à 2.25MHz

Le coefficient de transmission quasi-isotrope obtenu pour l'échantillon en Inconel 600 (Figure 8-1 (A)) est calculé à partir des constantes d'élasticité du Tableau 7-1. On n'observe pas sur cette figure une isotropie parfaite, mais plutôt des symétries par rapport aux plans 0 et 90, caractéristiques d'un matériau orthotrope avec des angles d'Euler quasi-nuls.

A partir des constantes C_{11} et C_{44} du Tableau 7-1, nous avons calculé un tenseur de matériau isotrope de propriétés proches de l'Inconel 600. Son coefficient de transmission est représenté sur la Figure 8-1 (B). Il est formé d'anneaux concentriques, ce qui reflète bien l'isotropie de ce tenseur d'élasticité.

Sur la Figure 8-1 (C) est représenté le coefficient de transmission de l'échantillon référencé 1581-CU2 (soudure en Inconel 182) à partir des constantes du Tableau 7-4. La valeur importante de l'angle d'Euler θ montre que ce matériau n'est pas orthotrope dans le repère de l'échantillon. Ainsi sur la Figure 8-1(C), nous n'observons pas de symétrie par rapport au plan 0.

8.2 Méthode de mesure de l'atténuation des ondes longitudinales et des ondes transversales

Dans le chapitre 3 nous avons rappelé le principe de la méthode pour déterminer l'atténuation par décomposition du faisceau en spectre angulaire d'onde plane. Les mesures sont effectuées à partir du dispositif expérimental présenté dans le chapitre 4. Pour prendre en compte le plan et l'angle d'incidence, le coefficient de transmission total est calculé dans des plages angulaires bien plus larges que les plages explorées expérimentalement. Ce coefficient est multiplié par la transformée spatiale du faisceau incident.

Par cette méthode nous pouvons alors déterminer l'atténuation pour n'importe quel angle d'incidence dans tous les plans d'incidence, à la fois pour les ondes longitudinales et transversales.

Ainsi pour déterminer l'atténuation en incidence normale, le centre de la transformée spatiale du faisceau incident coïncide avec l'incidence 0° du coefficient de transmission total. Ceci est illustré sur la Figure 8-2 qui est une coupe du coefficient de transmission total d'un échantillon quasi-isotrope dans le plan 0 (Inconel 600). Nous avons remarqué qu'il n'existe qu'une seule onde transversale, ce qui est caractéristique d'un échantillon isotrope.

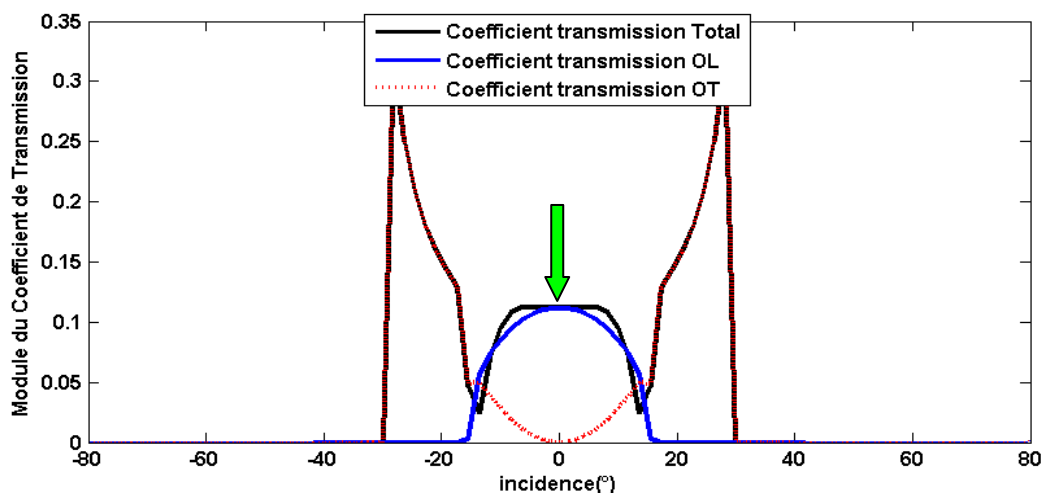
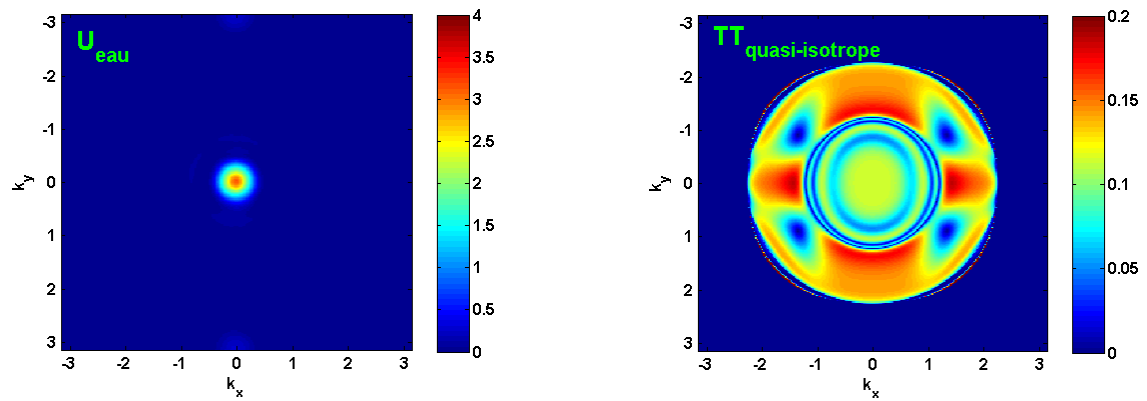


Figure 8-2 : Coefficient de transmission à 2.25MHz pour l'échantillon en Inconel 600 en fonction de l'angle d'incidence dans le plan 0° .

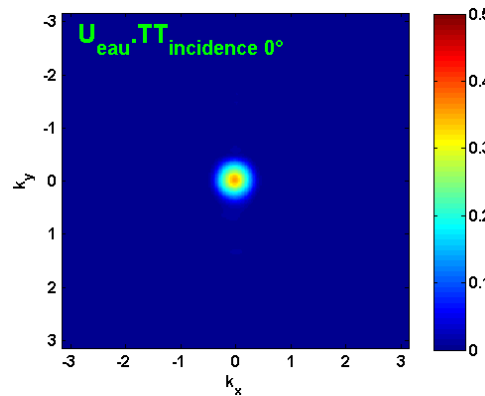
Sur la Figure 8-2, la flèche indique la position du centre de la transformée spatiale du faisceau incident sur le coefficient pour une incidence de 0° .

Le produit entre le coefficient de transmission total et la transformée du faisceau incident permet d'obtenir le spectre théorique du faisceau transmis comme le montre la Figure 8-3 pour une incidence normale.



Spectre d'ondes planes du faisceau incident

Coefficient de transmission total

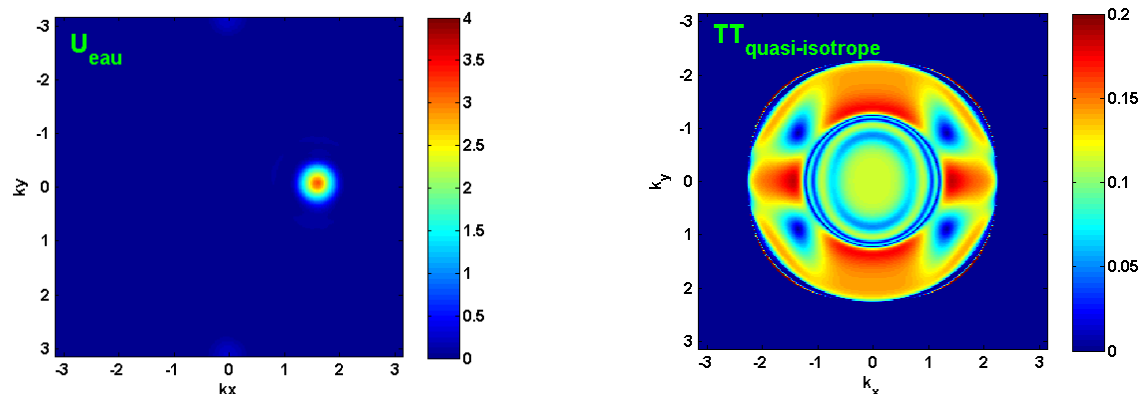


Produit du Spectre d'ondes planes du faisceau incident et du Coefficient de transmission total

Figure 8-3 : Calcul du spectre du faisceau théorique transmis en incidence normale.

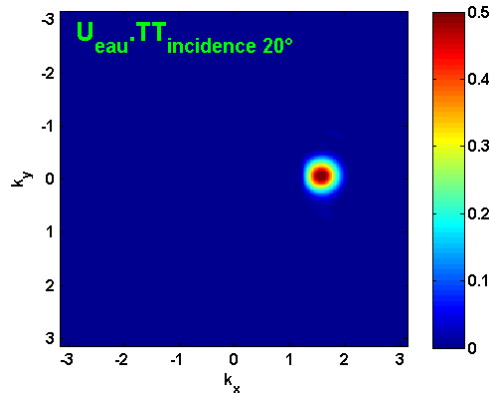
La Figure 8-4 montre le spectre du faisceau théorique transmis, cette fois-ci pour une incidence de 20° . Cet angle d'incidence est supérieur à celui de l'angle critique pour les ondes longitudinales. Donc l'atténuation calculée dans cette zone correspond à l'atténuation des ondes transversales.

Pour déterminer l'atténuation des ondes transversales, on procède comme précédemment en multipliant le spectre angulaire de référence par le coefficient de transmission.



Spectre d'ondes planes du faisceau incident

Coefficient de transmission total



Produit du Spectre d'ondes planes du faisceau incident et du Coefficient de transmission total

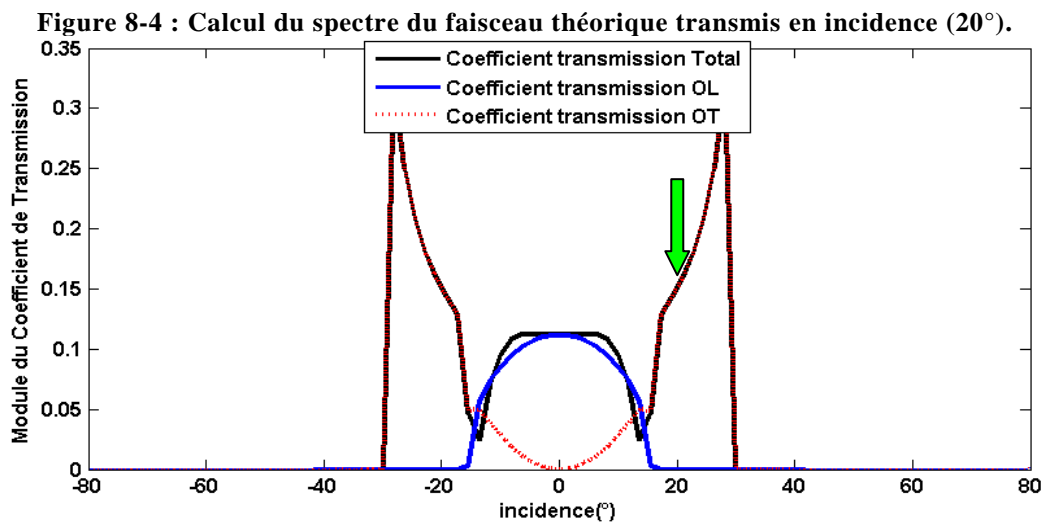


Figure 8-5 : Coefficient de transmission à 2.25MHz pour l'échantillon en Inconel 600 en fonction de l'angle d'incidence dans le plan 0.

La flèche sur la Figure 8-5 indique la position du centre de la transformée spatiale du faisceau incident pour une incidence de 20° .

Ces deux exemples montrent qu'il est possible avec notre montage de calculer l'atténuation dans toutes les directions et pour les différents modes d'onde.

Par ailleurs, nous présentons sur la Figure 8-6, une comparaison entre le faisceau transmis expérimental et le faisceau transmis théorique calculé d'après les constantes du Tableau 7-1 pour l'échantillon en Inconel 600.

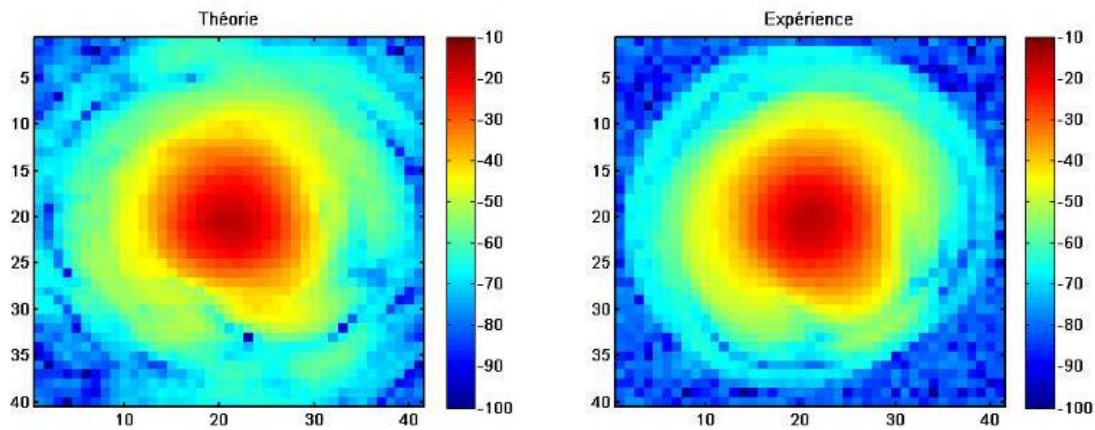


Figure 8-6 : Comparaisons théorie-expérience

Nous observons une bonne concordance entre théorie et expérience. Cette concordance permet de confirmer que les C_{ij} déterminés sont les bons car on retrouve une cartographie théorique très proche de l'expérience. D'autre part, le calcul des coefficients de transmission est juste car il met bien en évidence la légère déformation du faisceau liée à la légère anisotropie du matériau.

Nous allons présenter dans les paragraphes suivants les résultats d'atténuation obtenus pour les différents échantillons de l'étude. Nous indiquerons les résultats pour l'atténuation des ondes longitudinales avant de présenter l'atténuation obtenue pour les ondes transversales.

8.3 Vérification du code de calcul

Pour valider le code de calcul de l'atténuation, directement adapté de celui écrit par Ploix [PLO 2006], nous essayons de retrouver les valeurs d'atténuation qu'elle avait obtenues, en utilisant ses propres mesures expérimentales.

Ces résultats correspondent à des mesures sur des échantillons prélevés dans une soudure de nuance 316L.

Pour rappel, nous appelons atténuation globale l'atténuation évaluée en faisant le rapport des énergies des faisceaux transmis expérimental et simulé. L'atténuation locale correspond à la valeur obtenue en un point des cartographies (au centre dans notre cas). Cette valeur est théoriquement proche de la valeur déterminée par la méthode spectrale classique en incidence normale.

Sur les Figure 8-7 et Figure 8-8 sont comparées les résultats d'atténuations globale et locale obtenus respectivement par Ploix [PLO 2006] et par notre modèle de calcul.

Nous observons une bonne concordance entre les deux jeux de résultats.

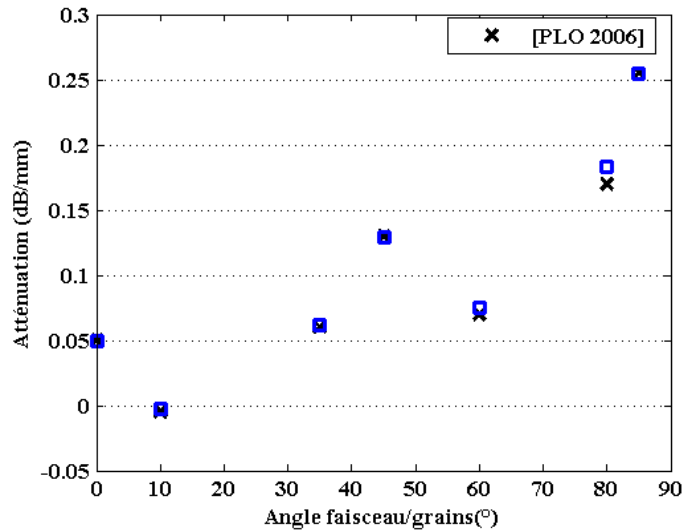


Figure 8-7 : Atténuation globale en fonction de l'orientation des grains (X = [PLO 2006]) (□= Calcul)

De plus, conformément aux données de la littérature, l'atténuation varie d'une manière croissante en fonction de l'angle entre la direction de propagation et la direction de croissance des grains colonnaires.

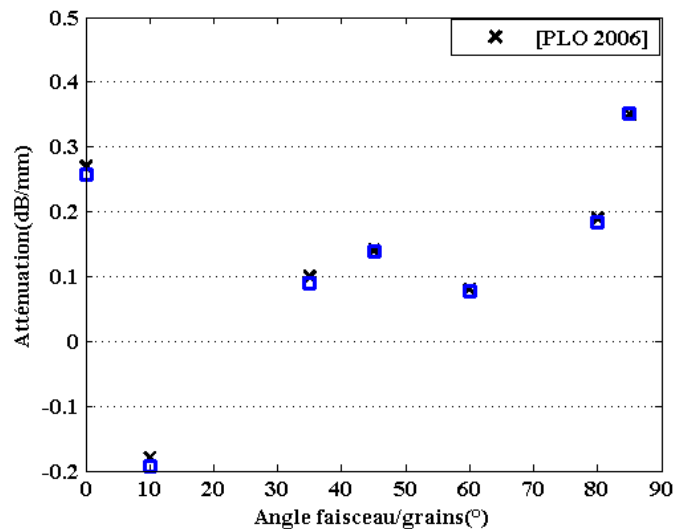


Figure 8-8 : Atténuation locale en fonction de l'orientation des grains (X = [PLO 2006]) (□= Calcul)

L'atténuation est mesurée en utilisant la méthode par décomposition du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes décrite dans le paragraphe 3.3.

8.4 Résultats de mesure d'atténuation des ondes longitudinales

8.4.1 Atténuation des ondes longitudinales dans l'échantillon d'Inconel 600[®]

Les mesures d'atténuation sont effectuées sur l'échantillon d'Inconel 600[®] présenté dans le paragraphe 5.1.1.

A la fréquence de 2.25MHz, l'atténuation globale des ondes longitudinales, déterminée en incidence normale par décomposition en spectre d'ondes planes, est très faible et inférieure aux incertitudes.

Des mesures effectuées avec un capteur de fréquence centrale de 4.3 MHz sont présentées sur la Figure 8-9. Les mesures sont effectuées dans la bande passante du capteur (Figure 8-10).

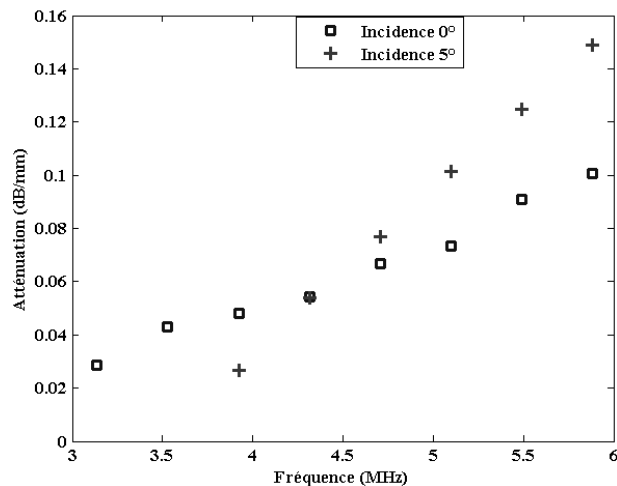


Figure 8-9 : Atténuation de l'onde longitudinale à 5MHz pour l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600[®].

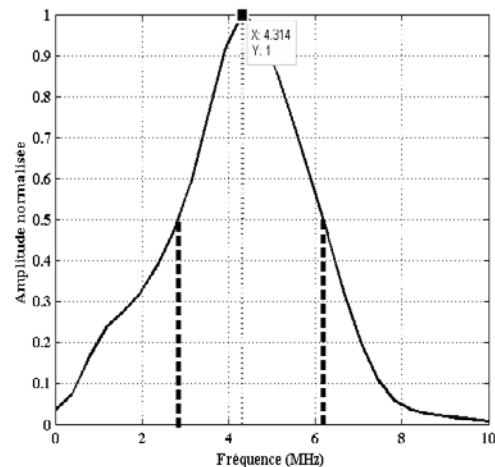


Figure 8-10 : Spectre du signal référence.

Nous remarquons tout d'abord sur la Figure 8-9 une augmentation de l'atténuation avec la fréquence, ce qui est cohérent avec la théorie de la diffusion dans le domaine de Rayleigh ($\lambda/D \approx 10$ pour cette configuration). Il est également intéressant de constater que les valeurs d'atténuation sont parfaitement identiques pour les deux incidences à la fréquence centrale du capteur (4.3 MHz). Ce résultat tendrait donc à confirmer l'isotropie du matériau. Par contre l'écart entre les deux courbes tend à augmenter lorsqu'on s'éloigne de la fréquence centrale.

Il est également à noter que des valeurs similaires ont été obtenues avec un autre montage basé sur l'analyse de la décroissance en amplitude des échos de fond d'une éprouvette de 8mm d'épaisseur prélevée dans le même matériau [FEU 2009]. Ce constat renforce la validité de notre approche.

8.4.2 Atténuation des ondes longitudinales dans les échantillons d'Inconel 182

Nous rappelons tout d'abord que les échantillons sont prélevés en différentes régions d'une soudure en Inconel 182 et selon différents plans de coupe. Les mesures de vitesses ultrasonores ont montré que les différents échantillons sont très anisotropes. Nous avons choisi d'étudier trois échantillons de cette soudure (les échantillons référencés CU1, CU2 et CU3 à des fréquences de 2 à 5MHz. Ces échantillons présentent des inclinaisons des axes de pseudo-fibres différentes par rapport au repère de référence (0° pour le CU1, 28.8° pour le CU2 et 41° pour le CU3).

Les cartographies du faisceau incident et du faisceau transmis sont effectuées avec un capteur de fréquence 2.10 MHz ; son spectre est présenté sur la Figure 8-14 . En appliquant la méthode de la décomposition en spectre angulaire d'ondes planes décrite précédemment, nous déduisons l'atténuation. Sur la Figure 8-11 nous représentons le coefficient de transmission total de l'échantillon CU1 à la fréquence centrale en fonction des fréquences spatiales (k_x, k_y). Nous observons une légère inclinaison des pôles ; cette inclinaison est due à l'inclinaison des grains dans le sens de soudage.

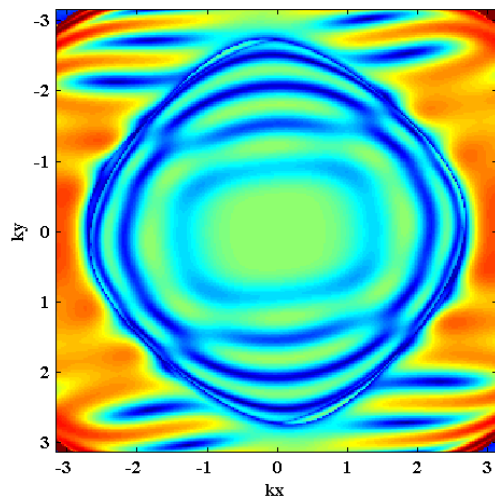


Figure 8-11 : Coefficient de Transmission Total (TT) de l'échantillon CU1 à la fréquence 2.10MHz.

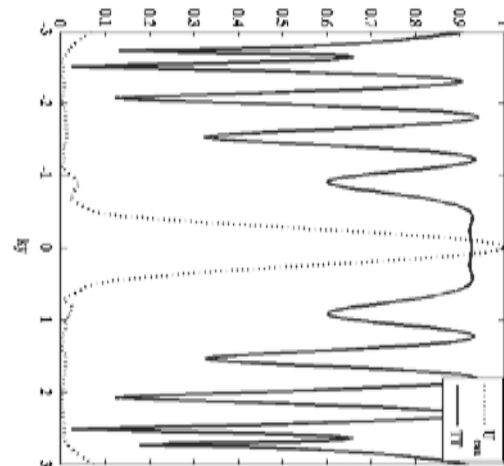


Figure 8-12 : Position du spectre angulaire de référence dans le plan 90 du coefficient de Transmission Total (TT).

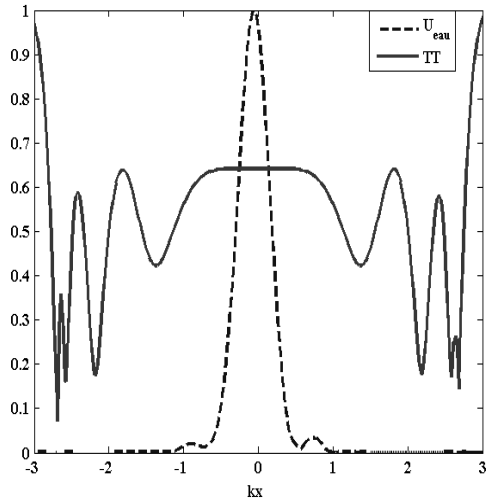


Figure 8-13 : Position du spectre de référence dans le plan 0 du coefficient de Transmission Total (TT).

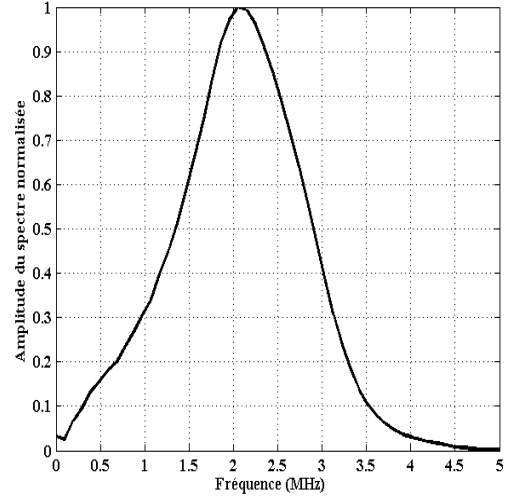


Figure 8-14 : Spectre du signal incident dans l'eau (référence).

Une représentation de la position du faisceau en spectre angulaire d'ondes planes monochromatiques par rapport au coefficient de transmission total est présentée sur la Figure 8-12 dans le plan 90 et sur la Figure 8-13 dans le plan 0. Nous remarquons que le spectre est positionné dans une zone quasi homogène du coefficient de transmission total (TT).

Les mesures d'atténuation sont effectuées dans la bande passante du capteur (Figure 8-14). Nous observons une croissance de l'atténuation en fonction de la fréquence pour les deux échantillons (Figure 8-15). Cependant l'augmentation est plus significative pour l'échantillon CU1 dans la bande passante du capteur. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les valeurs d'atténuation obtenues pour des soudures en acier inoxydable austénitique (paragraphe 8.2).

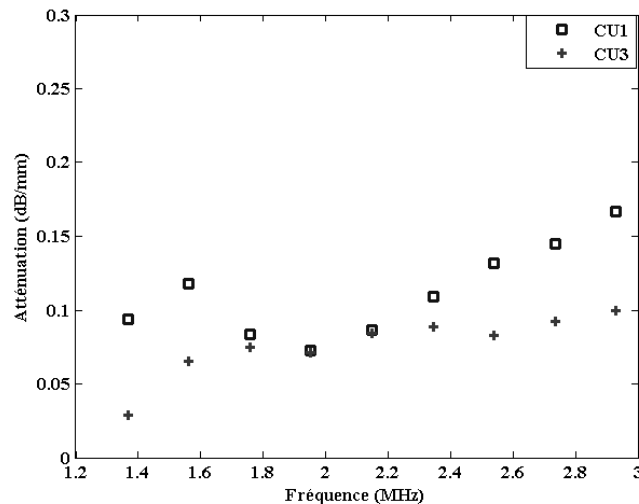


Figure 8-15 : Atténuation de l'onde longitudinale pour des échantillons anisotropes en inconnu 182 référencés CU1 (□) et CU3 (+).

Les valeurs d'atténuation de l'échantillon CU1 sont soumises à caution car elles sont plus élevées que les valeurs d'atténuation de l'échantillon CU3.

Rappelons que les deux échantillons ont des orientations de grain différentes (0° pour CU1 et 41° pour CU3). Selon la théorie qui prédit une atténuation croissante en fonction de l'angle faisceau/grain, ces deux échantillons ne doivent pas avoir la même atténuation.

Des mesures d'atténuation ont été effectuées à la fréquence de 5MHz sur l'échantillon anisotrope en Inconel 182 CU2 (Figure 8-16), ceci pour trois incidences (0° , 2° , et 5°). L'atténuation des ondes longitudinales est plus importante pour l'échantillon anisotrope en Inconel 182 que pour l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600 (Figure 8-9). L'atténuation moyenne pour l'onde longitudinale est estimée à 0.15dB/mm dans l'Inconel 182, cette valeur étant environ trois fois plus élevée que dans l'Inconel 600.

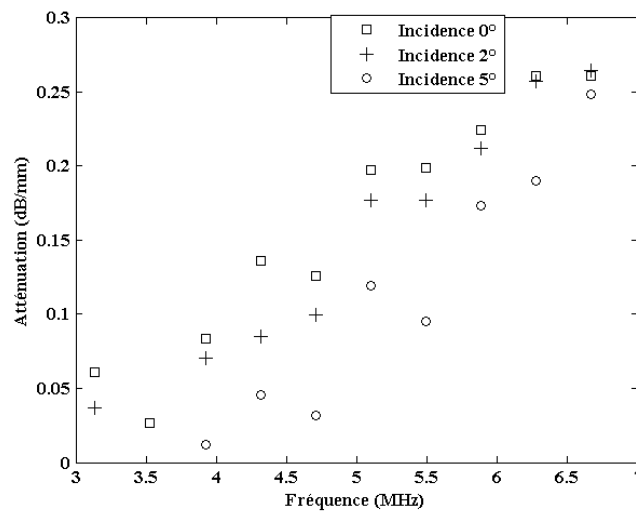


Figure 8-16 : Atténuation de l'onde longitudinale dans l'Inconel 182 à la fréquence 5MHz pour des incidences de 0° (\square), 2° (+) et 5° (o).

Nous constatons pour cet échantillon que d'une incidence à l'autre la valeur d'atténuation varie. Cette évolution de l'atténuation en fonction de l'incidence est cohérente avec les modèles théoriques proposées dans la littérature pour les soudures anisotropes.

En effet, l'atténuation diminue avec l'angle d'incidence (un angle d'incidence de 2° correspond à une réfraction de 8° dans l'Inconel et un angle d'incidence de 5° dans l'eau correspond environ à 20° dans l'Inconel). Or les grains sont orientés à 30° par rapport au repère de référence. D'après la théorie proposée par Ahmed [AHM 1996], l'atténuation est minimale lorsque l'angle entre la direction de propagation et l'axe de fibre est nul.

8.4.3 Atténuation des ondes longitudinales dans les échantillons en acier austénoferritique moulé par centrifugation

En premier lieu nous allons présenter des valeurs d'atténuation d'ondes longitudinales obtenues à incidence normale pour des échantillons du bloc TMV et ensuite nous présenterons des mesures d'atténuation sur le bloc U746 (les caractéristiques de ces matériaux étant détaillées au paragraphe 5.3).

- Matériau TMV

Nous avons choisi d'analyser les trois premiers échantillons référencés (X1-X2-X3).

Sur la Figure 8-17, nous présentons une comparaison pour un réglage identique des signaux transmis en incidence normale par deux échantillons prélevés dans chacune des zones (X2 pour la zone à structure colonnaire et X3 pour la zone à structure équiaxe). Les amplitudes des différents échos indiquent que les échantillons prélevés dans la zone à structure colonnaire sont plus atténuants que ceux prélevés dans la zone à structure équiaxe (rappelons que ces échantillons ont la même épaisseur). Ce constat est confirmé par les C-Scan des faisceaux transmis en incidence normale (Figure 8-18).

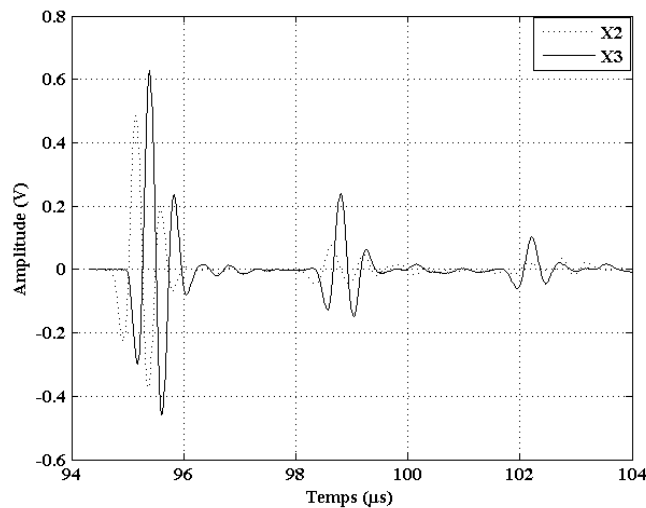


Figure 8-17 : Signaux transmis en incidence normale par l'échantillon référencé X2 (-----) et par l'échantillon X3 (———).

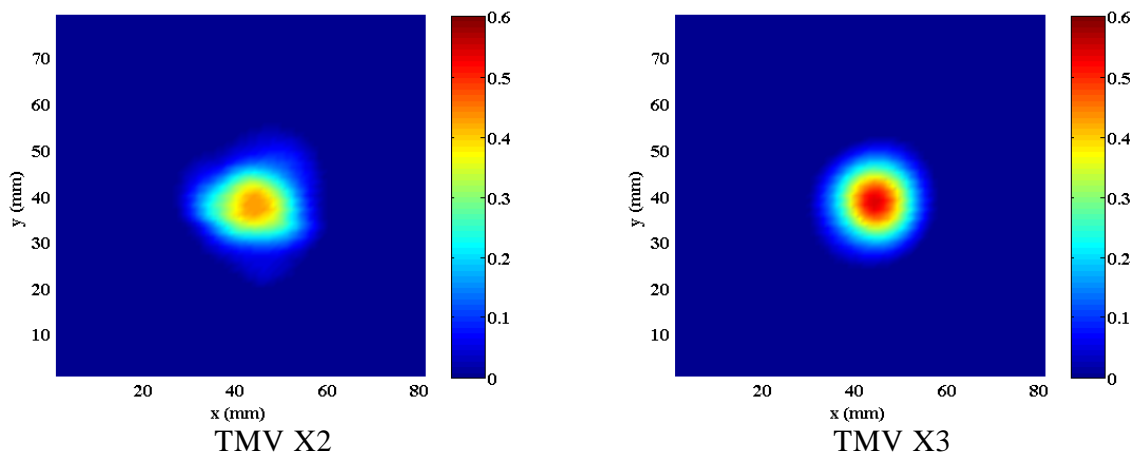


Figure 8-18 : C-Scan du faisceau transmis en incidence normale à la fréquence de 2.25MHz pour les échantillons référencés TMV X2 et TMV X3.

De plus nous observons une distorsion du faisceau transmis dans la zone colonnaire (TMV X2) et un faisceau quasi homogène pour le faisceau transmis en zone équiaxe (TMV X3). L'homogénéité du faisceau confirme l'hypothèse effectuée au paragraphe 7.31 sur l'isotropie de la zone équiaxe.

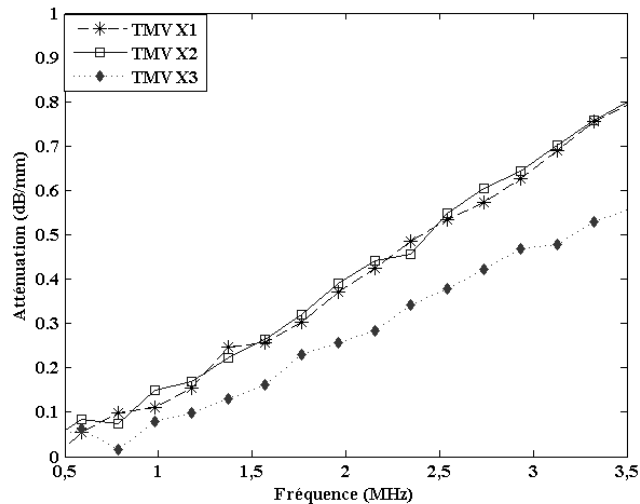


Figure 8-19 : Atténuation des ondes longitudinale à 2.10MHz pour les échantillons TMV X1 à X3.

Les résultats des mesures d'atténuation effectuées en incidence normale sont synthétisés sur la Figure 8-19. En premier lieu, nous constatons que ces échantillons présentent des atténuations plus élevée que les matériaux étudiés précédemment (échantillons en Inconel 182, Inconel 600), ce qui est logique car la structure est plus grossière.

Nous observons par ailleurs croissance de l'atténuation des ondes longitudinales pour ces trois échantillons dans la bande passante du capteur. Conformément à l'analyse menée sur les vitesses ultrasonores, deux types de structure sont mis en évidence.

Les deux échantillons prélevés dans la zone à structure colonnaire (X1 -X2) donnent des valeurs d'atténuation très proches. L'atténuation de ces deux échantillons est supérieure à l'atténuation de l'échantillon X3 qui est prélevé dans la zone à structure équiaxe. L'atténuation de l'échantillon X4 devrait être du même ordre de grandeur que l'échantillon X3 car ils sont prélevés dans des zones présentant des structures similaires.

Les échantillons X1 et X3 présentent une différence d'atténuation de près de 0.16 dB/mm à 2MHz.

- Matériau U746

Nous avons montré à partir des mesures de vitesses et des constantes d'élasticité que ce matériau est difficile à modéliser. De ce fait, nous avons alors choisi de mesurer l'atténuation sur des échantillons caractérisés par des vitesses de propagation des ondes ultrasonores et des constantes d'élasticité différentes.

Sur la Figure 8-20 sont indiquées les valeurs d'atténuation pour les échantillons X3 X4 et X5 du bloc U746 qui ont respectivement des épaisseurs de 12mm, 6 mm et 6mm (cf. Figure 5-9 et Figure 5-10).

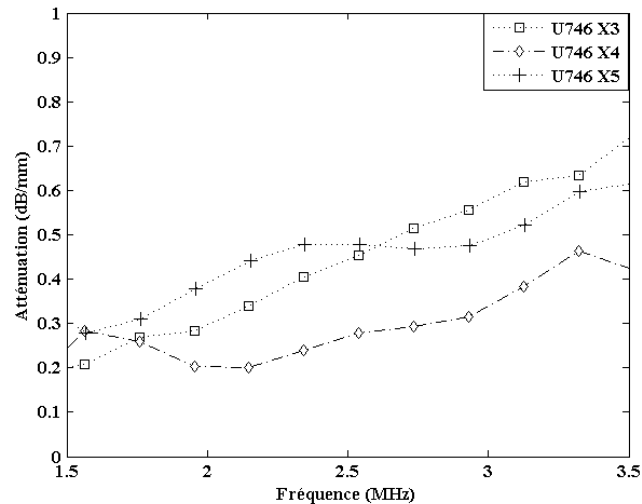


Figure 8-20 : Atténuation des ondes longitudinales en incidence normale pour les échantillons du bloc U746 référencés X3 (□), X4 (◇) et X5 (+).

Nous observons comme dans les autres matériaux une croissance de l'atténuation en fonction de la fréquence. Toutefois la croissance de l'atténuation en fonction de la fréquence est moins marquée que pour la coulée TMV et est plus caractéristique du régime de diffusion stochastique. Ce constat n'est pas surprenant compte tenu de la structure très grossière du matériau U746.

Pour des hautes fréquences l'atténuation de l'échantillon X3 prélevé dans le bloc U746 est plus élevée que l'atténuation des deux autres échantillons (X4, X5). Cette observation est logique car l'échantillon X3 a la structure la plus grossière.

En conclusion, nous notons que les deux blocs (TMV & U746) présentent des niveaux d'atténuation du même ordre de grandeur. Dans le bloc TMV, les résultats montrent une différence entre l'atténuation dans la zone à structure colonnaire qui est plus importante que l'atténuation dans la zone à structure équiaxe. Ce bloc peut donc être modélisé en deux zones distinctes. Le bloc U746 est plus complexe à modéliser étant donné que l'atténuation varie très rapidement d'un échantillon à l'autre.

8.5 Résultats de mesure d'atténuation des ondes transversales.

Après avoir effectué des mesures d'atténuation d'ondes longitudinales nous nous intéressons maintenant à l'atténuation des ondes transversales. Comme nous l'avons indiqué dans les chapitres précédents, cette mesure d'atténuation d'onde transversale est possible à condition de se placer à une incidence supérieure à la valeur de l'angle critique des ondes longitudinales.

8.5.1 Atténuation des ondes transversales dans l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600[®]

Des mesures ont été effectuées à une fréquence de 5MHz et pour des incidences de 20° et 21°, c'est-à-dire au-delà de l'angle critique de l'onde longitudinale, ceci afin d'estimer l'atténuation des ondes transversales dans l'échantillon en Inconel 600 (Figure 8-21). Il apparaît que les valeurs d'atténuations obtenues pour les ondes transversales, sont supérieures aux valeurs d'atténuation des ondes longitudinales. De plus, conformément à la théorie de la diffusion dans les milieux polycristallins.

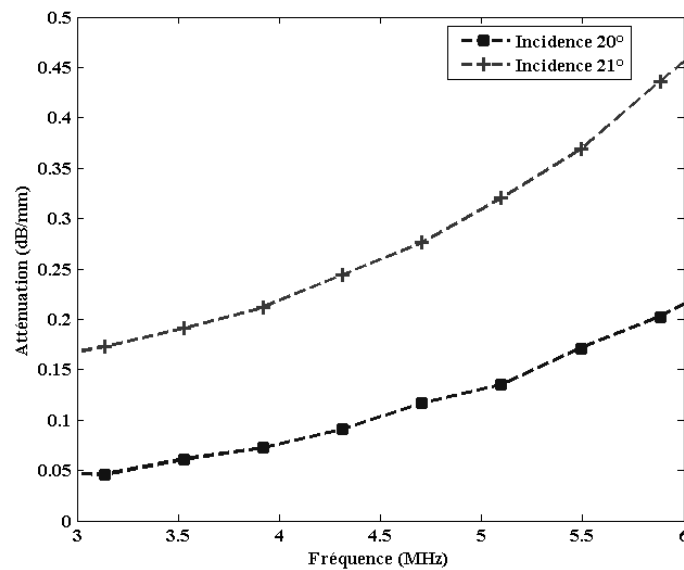


Figure 8-21 : Atténuation de l'onde transversale à 5MHz pour l'échantillon quasi-isotrope en Inconel 600.

Contrairement aux attentes, l'atténuation est différente d'une incidence à l'autre, y compris à la fréquence centrale du capteur. Ces écarts sont a priori dus à la différence des volumes inspectés d'une incidence à l'autre (l'échantillon n'est pas parfaitement isotrope).

Des mesures d'atténuation de l'onde transversale effectuées sur le même échantillon avec un capteur de fréquence centrale théorique de 1 MHz sont présentées sur la Figure 8-22.

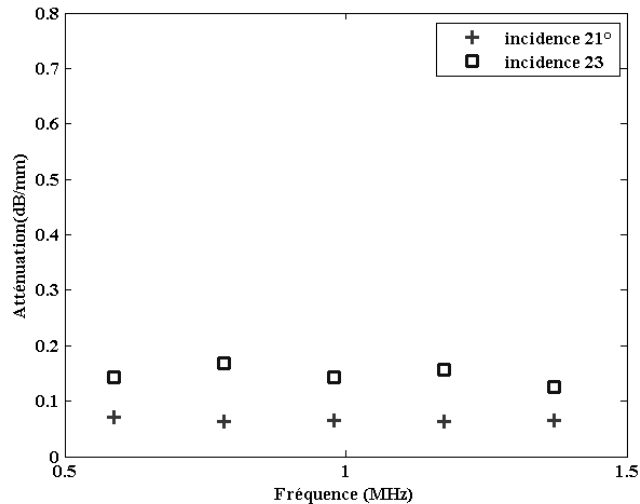


Figure 8-22 : Atténuation de l'onde transversale à 1MHz pour des incidences (21°, 23°).

Nous constatons que l'atténuation à cette fréquence est plus faible que l'atténuation obtenue avec un capteur de 5MHz, ce qui est conforme à nos attentes. La différence entre l'atténuation entre les deux incidences est de 0.07 dB/mm.

Nous constatons aussi que quelle que soit la fréquence, l'atténuation varie avec l'angle d'incidence même pour un échantillon quasi-isotrope. Ces variations sont plus importantes pour les ondes transversales. Ce constat peut être expliqué par le fait que l'échantillon n'est pas parfaitement isotrope.

8.5.2 Atténuation des ondes transversales dans des échantillons anisotropes en Inconel 182

Dans le paragraphe 8.4.2 nous avons présenté l'atténuation des ondes longitudinales pour des échantillons prélevés dans la soudure en Inconel 182. Nous allons dans ce paragraphe présenter quelques résultats d'atténuation des ondes transversales pour ces mêmes échantillons.

Rappelons que l'analyse des vitesses de propagation et des constantes d'élasticité a montré que ces matériaux sont très anisotropes. Cette anisotropie se caractérise par l'existence de deux ondes quasi-transversales très proches du point de vue du temps de vol pour certains angles d'incidence (cf. Figure 8-23).

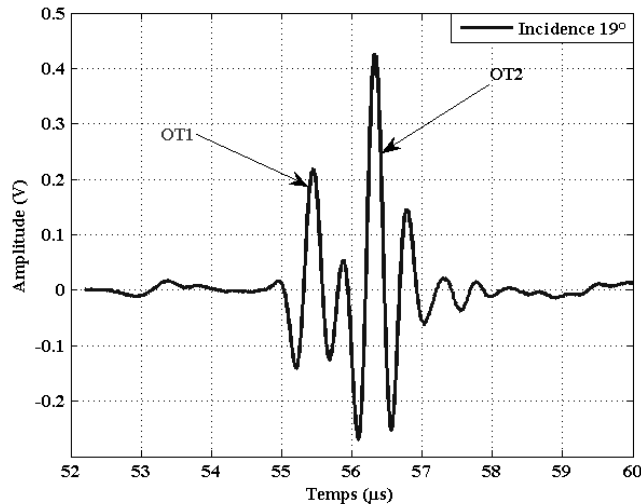


Figure 8-23 : Signal transmis à une incidence de 19° sur un échantillon de soudure en Inconel 182.

Pour une incidence de 19°, c'est-à-dire au-delà de l'angle critique longitudinal, les deux signaux observés sur la Figure 8-23 correspondent à l'onde quasi-transversale rapide (OT1) et à l'onde quasi-transversale lente (OT2). Pour certains angles, il est très difficile de distinguer ou séparer les deux modes. Ceci nous oblige à ne travailler qu'à certains angles d'incidence spécifiques pour lesquels il est possible de séparer les deux ondes quasi-transversales.

Remarque :

Les plages d'angle exploitables sont différentes d'un échantillon à l'autre et également d'un plan d'incidence à l'autre pour un même échantillon, d'où la difficulté du point de vue expérimental d'avoir des signaux exploitables pour la détermination de l'atténuation des ondes transversales. Autrement dit, il est très délicat d'effectuer des comparaisons entre échantillons.

Sur la Figure 8-24, nous présentons des valeurs d'atténuation des ondes quasi-transversales pour les échantillons CU1 et CU3.

Nous observons que l'évolution de l'atténuation dans les deux échantillons est très différente. Cette différence est directement liée à l'orientation des grains dans les échantillons. Pour rappel, cette orientation est estimée à 0° pour l'échantillon référencé CU1 et 41° pour l'échantillon référencé CU3.

Nous observons en particulier que vers la fréquence centrale du capteur, l'atténuation de l'échantillon CU3 est plus faible. Ces résultats sont conformes à la théorie qui prédit une atténuation plus faible si l'onde se propage suivant l'orientation des grains. Pour une incidence de 20° sur l'échantillon CU3, l'angle de réfraction dans le matériau est de 40° (cf. Figure 7-12). L'angle de réfraction est très proche de l'orientation des grains. L'évolution de l'atténuation de l'échantillon référencé CU3 croît en fonction de la fréquence, conformément à la littérature.

L'évolution de l'atténuation de l'échantillon CU1 représente les 3 domaines fréquentiels :

- 1.5 MHz -2 MHz domaine Rayleigh ;

- 2 MHz - 3MHz domaine stochastique ;
- 3 MHz-5MHz domaine géométrique.

Notons que ces trois domaines ne sont pas observés en incidence normale mais en incidence oblique.

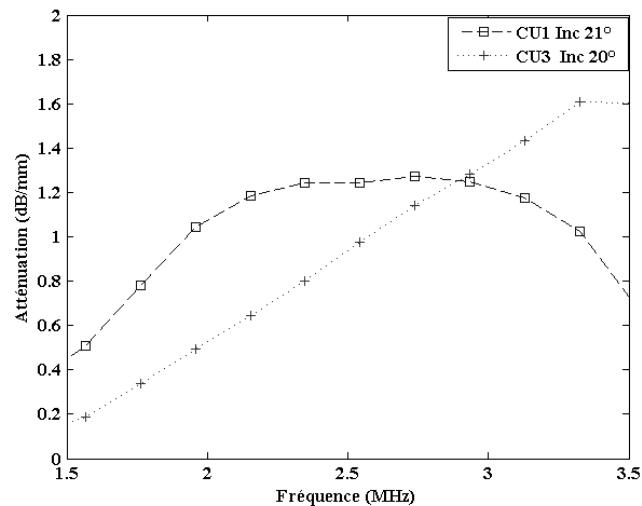


Figure 8-24 : Atténuation de l'onde transversale à 21° pour l'échantillon CU1 (--□--) et 20° pour l'échantillon CU3 (--+--).

Comme nous l'avons observé dans le paragraphe 8.4, l'atténuation des échantillons anisotropes en Inconel 182 est supérieure à l'atténuation de l'échantillon en Inconel 600 quasi-isotrope. Ceci est dû à la différence de structure entre les deux matériaux.

Des résultats d'atténuations obtenues sur l'échantillon anisotrope d'Inconel 182 référencé CU2 sont présentés pour un traducteur de fréquence centrale égale à 5MHz sur la Figure 8-25. Comme nous pouvons le remarquer, les valeurs obtenues sont nettement supérieures à l'atténuation des ondes longitudinales à la même fréquence et restent croissantes en fonction de la fréquence. L'atténuation des ondes transversales est sept fois plus importante que l'atténuation de l'onde longitudinale. Cette différence est due au rapport longueur d'onde sur diamètre moyen des grains (λ/D), qui est environ deux fois plus faible pour les ondes quasi-transversales.

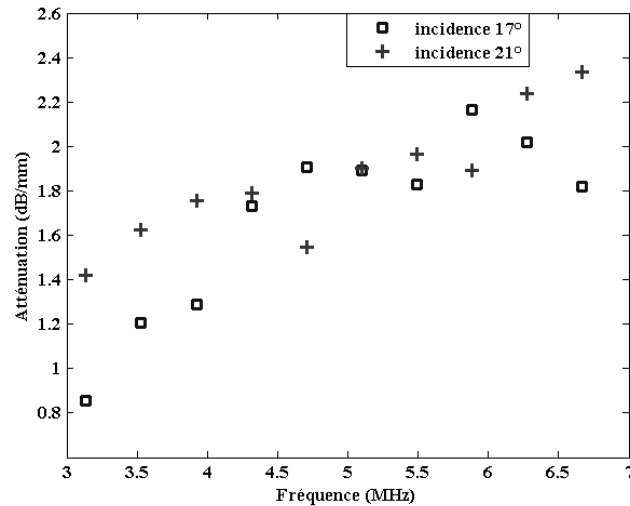


Figure 8-25 : Atténuation de l'onde transversale dans l'Inconel 182 CU2 à la fréquence 5MHz pour des incidences de 17° et 21°.

Sur la Figure 8-25 nous observons que l'atténuation moyenne à l'incidence 17° (angle de réfraction égal à 28.7°) est inférieure à l'atténuation moyenne à l'incidence 21° (angle de réfraction égal à 36.5°). Rappelons que l'orientation des grains pour l'échantillon CU2 est de l'ordre de 28.9° (cf. Tableau 7-4). Ces résultats sont donc conformes aux théories d'Ahmed et de Munikoti, qui prévoient que l'atténuation est d'autant plus faible que la direction de propagation est proche de celle des grains.

8.5.3 Atténuation des ondes transversales dans les échantillons en acier austénoferritique moulé par centrifugation

- Matériau TMV

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à l'atténuation des ondes transversales dans les deux zones (structure colonnaire et structure équiaxe) caractérisant le bloc TMV.

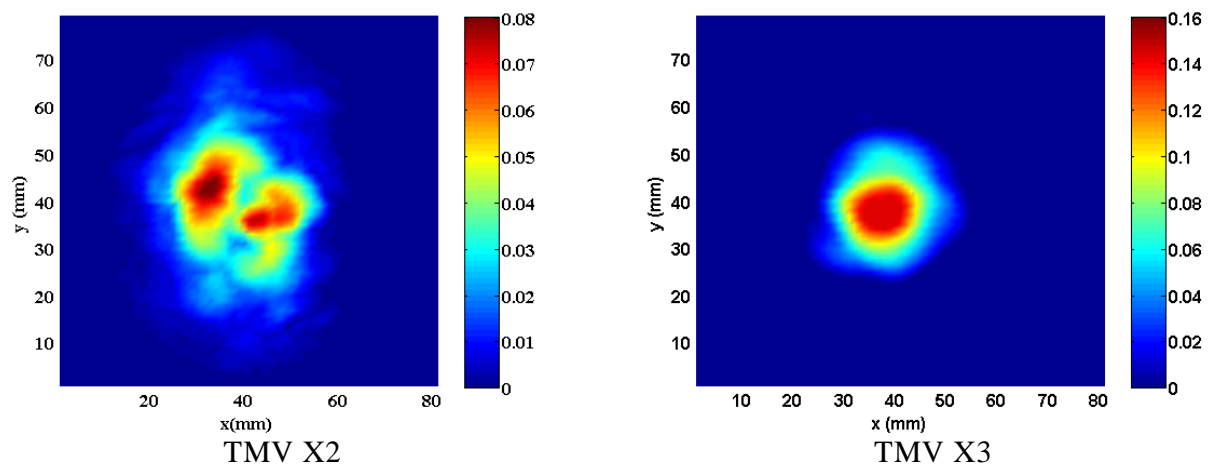


Figure 8-26 : C-Scan du faisceau transmis en incidence oblique à la fréquence de 2.25MHz pour les échantillons référencés TMV X2 (structure colonnaire) et TMV X3 (structure équiaxe).

Sur la Figure 8-26 nous constatons d'abord que l'onde transversale est plus atténuée dans l'échantillon prélevé dans la zone à structure colonnaire que dans l'échantillon prélevé dans la zone à structure équiaxe. Pour l'échantillon TMV X2, nous observons une division du faisceau transmis, qui traduit une certaine hétérogénéité du matériau en terme d'orientation des grains colonnaires. Le faisceau transmis à travers l'échantillon TMV X3 reste quant à lui beaucoup plus homogène.

Sur la Figure 8-27, nous présentons l'atténuation des ondes transversales des échantillons étudiés.

Les atténuations sont obtenues à partir des cartographies de la Figure 8-26 par décomposition en spectre angulaire d'ondes planes.

Une première comparaison entre l'atténuation des deux échantillons TMV X1 et TMV X2 met en évidence des allures de courbe très similaires. Cependant il est important de noter que l'atténuation de l'échantillon référencé X1 est légèrement plus importante que l'atténuation de l'échantillon référencé X2. Cette différence peut être due au choix des angles d'incidence qui sont différents pour les deux échantillons. Les écarts observés pour l'atténuation des ondes longitudinales étaient encore plus faible (Figure 8-19).

Sur la Figure 8-27, nous constatons également que l'évolution de l'atténuation dans la zone à structure colonnaire TMV (X1, X2) est différente de celle de la zone à structure équiaxe TMV X3. Ceci est à nouveau cohérent avec les mesures de vitesses et d'atténuation des ondes longitudinales

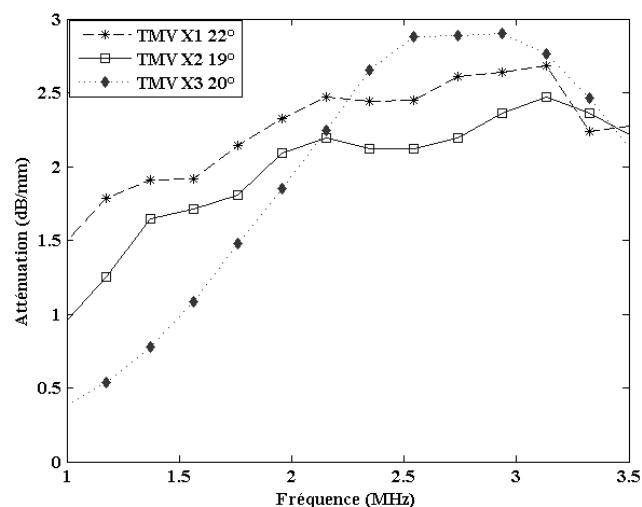


Figure 8-27 : Atténuation des ondes quasi-transversales à 2.10MHz pour 3 échantillons du bloc TMV et pour différentes incidences.

La courbe représentative de l'atténuation de l'échantillon référencé TMV X3 est caractéristique du passage du domaine de Rayleigh au domaine stochastique, décrite au paragraphe 3.1 du chapitre 3.

- Matériau U746

Pour ce bloc, nous avons choisi les mêmes échantillons référencés (X3-X4-X5) étudiés dans la partie atténuation des ondes longitudinales.

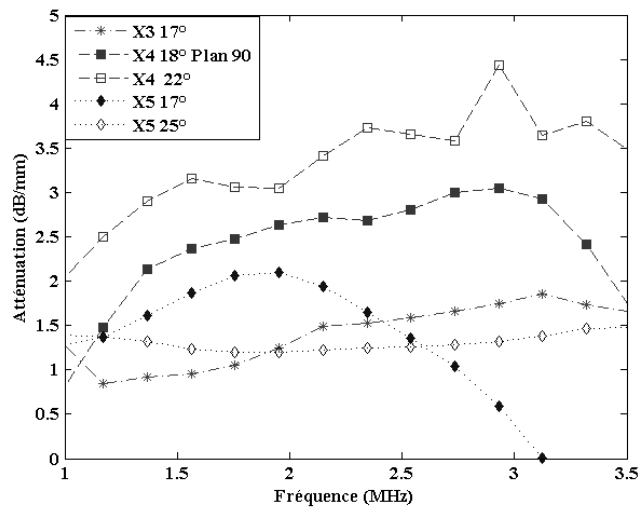


Figure 8-28 : Atténuation des ondes transversales à 2.10MHz pour 3 échantillons du bloc U746 et pour différentes incidences.

Sur la Figure 8-28, nous présentons les valeurs d'atténuation d'ondes transversales mesurées sur ces échantillons. Nous constatons qu'il est très difficile voire impossible de prédire l'évolution de cette atténuation d'un échantillon à l'autre. Par contre les résultats mettent bien en évidence les différences de structure de ce matériau selon l'épaisseur.

La courbe représentative de l'atténuation de l'échantillon référencé X3 en incidence 17° croît avec la fréquence, conformément à la théorie.

L'évolution de l'atténuation de l'échantillon référencé X4 est caractéristique du passage du domaine de Rayleigh au domaine stochastique pour une incidence 18° dans le plan d'incidence 90 et d'autre part le passage du domaine de Rayleigh au domaine géométrique en passant pas le domaine stochastique pour une incidence de 22° dans le plan d'incidence 0.

L'évolution du dernier échantillon (référencé X5) a une évolution de l'atténuation presque constante en fonction de la fréquence pour une incidence de 25°. Alors que pour une incidence de 17° la courbe représentative de l'atténuation pour l'échantillon est caractéristique du passage du domaine stochastique au domaine géométrique.

Ces résultats confirment que, du point de vue de la simulation, il est nécessaire de décrire ce bloc par un matériau « multi-couches », chaque couche étant caractérisée par un milieu homogène isotrope ou anisotrope.

Il est également intéressant de noter que ce matériau présente les plus hauts niveaux d'atténuation en ondes transversales, qui sont directement liés aux tailles de grain millimétriques voire centimétriques pour certaines profondeurs. Il est donc évident que ce mode d'onde est prohibé pour le contrôle des aciers austénoferritiques moulés par centrifugation.

Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir décrit brièvement la méthode de calcul de l'atténuation des ondes longitudinales et des ondes transversales en incidence quelconque, nous avons présenté des résultats de mesure pour différents échantillons de l'étude.

D'une manière générale, ces résultats montrent que quel que soit le matériau étudié, l'atténuation des ondes transversales est supérieure à l'atténuation des ondes longitudinales à une fréquence identique.

Nous avons aussi observé des différences d'atténuation sur un échantillon quasi isotrope en Inconel 600 d'une incidence à une autre. Cette différence est plus importante pour l'atténuation des ondes transversales. En première hypothèse, nous pouvons conclure que les ondes transversales sont plus sensibles aux faibles anisotropies. Le point positif observé sur l'échantillon en Inconel 600 est que l'atténuation de l'onde longitudinale ne varie pas en fonction de l'angle d'incidence à la fréquence centrale du capteur.

Les mesures d'atténuation sur les soudures anisotropes en Inconel 182 ont montré que la détermination de l'atténuation des ondes transversales est très complexe. Il est en effet délicat suivant le plan d'incidence choisi de séparer les deux ondes transversales qui sont très proches temporellement. Par ailleurs, l'amplitude des signaux peut être très faible dans certains cas.

Néanmoins les mesures d'atténuation des ondes longitudinales et transversales réalisées sur ces échantillons montrent une évolution conforme aux théories d'Ahmed et Munikoti, avec une augmentation de l'atténuation quand la direction de propagation s'éloigne de l'axe d'élongation des grains.

Nous avons observé ces mêmes difficultés de mesure sur les échantillons en acier austéno-ferritique moulé par centrifugation. Néanmoins pour ces derniers, les résultats sur l'atténuation des ondes longitudinales et transversales ont montré qu'il est possible de différencier deux zones sur le bloc TMV à partir des mesures d'atténuation. En effet la zone colonnaire est plus atténuante que la zone équiaxe. Par ailleurs des valeurs d'atténuation de l'onde longitudinale identiques ont été trouvées pour deux échantillons prélevés dans une même zone. Ces résultats nous permettent de dire que la modélisation de la propagation des ondes dans un bloc de type TMV nécessite de prendre en compte une atténuation propre à chaque zone. Les valeurs d'atténuation estimées sur les échantillons du bloc U746 montrent que l'atténuation varie très rapidement suivant l'épaisseur du bloc. Ce matériau sera donc plus difficile à modéliser.

Pour tous les échantillons étudiés, l'évolution de l'atténuation en fonction de la fréquence est conforme aux modèles proposés dans la littérature. Les résultats confirment notamment que les valeurs d'atténuation dépendent fortement de la taille des grains.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

L'objectif de ce travail était de développer et de valider un système expérimental permettant de mesurer des vitesses ultrasonores dans des matériaux polycristallins isotropes et anisotropes et de déterminer à partir d'un seul et unique échantillon l'atténuation des ondes longitudinales et transversales dans toutes les directions de propagation. Ces paramètres sont des données d'entrée indispensables pour les codes de simulation du contrôle non destructif ultrasonore. En effet, les simulations sont d'autant plus réalistes que la description des structures à contrôler est précise, en particulier pour la quantification des différents phénomènes de propagation.

Dans ce mémoire, nous avons apporté une contribution à l'amélioration des connaissances sur l'influence des caractéristiques métallurgiques des matériaux anisotropes et/ou à structure grossière, comme les soudures en alliages à base nickel et les aciers austénoferritiques moulés par centrifugation, sur la propagation ultrasonore. D'autre part, nous avons proposé une méthode permettant de remonter de manière fiable aux constantes d'élasticité et aux coefficients d'atténuation par diffusion ultrasonore à partir des mesures expérimentales.

Pour cela, nous avons conçu et développé un dispositif expérimental permettant de mesurer les vitesses ultrasonores dans toutes les directions de propagation et pour les différents types d'onde dans deux configurations différentes :

- angle d'incidence variable dans un plan d'incidence fixe ;
- angle d'incidence fixe dans un plan d'incidence variable.

Le dispositif permet également de réaliser des cartographies du faisceau transmis en incidence quelconque, à partir desquelles l'atténuation ultrasonore peut être évaluée.

Ce dispositif très flexible permet alors d'obtenir un nombre important de vitesses de propagation ultrasonore dans un échantillon avec une très bonne précision. Nous avons développé aussi toute la partie interfaçage du dispositif expérimental pour un pilotage automatique des différents moteurs (déplacement des traducteurs et rotation de l'échantillon) ainsi que l'acquisition et le traitement des signaux. Le dispositif a été validé sur des échantillons isotropes et anisotropes. La taille des échantillons est choisie de manière à éviter les effets de bord qui peuvent interférer avec le signal enregistré.

Nous avons également montré l'utilité d'appliquer un algorithme non déterministe, en particulier un algorithme génétique, pour la résolution du problème inverse dans le processus d'optimisation des constantes d'élasticité. Contrairement aux algorithmes déterministes, l'algorithme génétique n'est pas piégé par un minimum local de la fonction à optimiser même si l'initialisation n'est pas judicieusement choisie. D'autre part l'algorithme génétique permet une bonne exploration de l'espace des solutions et une bonne exploitation des solutions trouvées, là où les autres types d'algorithme favorisent l'exploration (Monte Carlo) ou l'exploitation (Gradient, Levenberg-Marquardt...). Pour valider la robustesse de l'algorithme d'optimisation, nous avons effectué des tests sur une fonction connue ainsi que sur des données simulées. Ces tests ont montré que, quelle que soit l'initialisation,

l'algorithme génétique converge vers la bonne solution dans un temps raisonnable, y compris en bruitant les vitesses simulées.

La robustesse de l'algorithme d'optimisation permet alors de caractériser n'importe quel échantillon de symétrie orthotrope même si ses axes de symétrie sont inconnus.

Cette méthode de caractérisation a été appliquée à des matériaux composant le circuit primaire des réacteurs à eau pressurisée. Les macrographies ont montré que certains échantillons présentaient des structures très complexes, notamment les soudures austénitiques et les aciers austénoferritiques moulés.

Pour une première phase de validation, des mesures ont été effectuées sur une structure équiaxe et homogène en terme de taille de grain, qui génère des perturbations du faisceau ultrasonore beaucoup moins marquées que les structures précédentes. Les mesures de vitesses effectuées sur l'échantillon en Inconel 600 et les constantes d'élasticité déterminées par optimisation avec l'algorithme génétique ont confirmé le caractère isotrope du matériau. En ce qui concerne la soudure en Inconel 182, les résultats mettent bien en évidence l'anisotropie du matériau (variation de vitesse des ondes longitudinales d'environ 700 m/s en fonction de la direction de propagation). Le dispositif expérimental a permis de remonter non seulement aux neuf constantes d'élasticité du matériau orthotrope, mais également aux trois angles d'Euler définissant l'orientation du repère de symétrie du matériau. Une cohérence des résultats a été observée entre les différents échantillons prélevés selon des plans de coupe différents.

Pour les échantillons à gros grains, nous avons constaté qu'il est très difficile d'obtenir des vitesses d'ondes transversales. Pour compenser cette limitation, il est donc impératif d'acquérir un nombre important de vitesses longitudinales dans le processus d'optimisation, d'où l'intérêt de travailler en angle d'incidence fixe. Les mesures de vitesses ont montré que les deux blocs en acier austéno-ferritique moulé par centrifugation présentent des comportements différents. Le bloc référencé TMV est caractérisé par deux zones distinctes : une zone à structure colonnaire (anisotrope) et une zone à structure équiaxe (quasi-isotrope). Ce bloc peut être modélisé sous forme de matériaux stratifiés à deux couches. Quant au bloc U746, les mesures de vitesses ont mis en évidence une plus grande hétérogénéité de la structure, ce qui est en cohérence avec l'analyse métallographique. La modélisation de ce matériau sera donc plus complexe et une approche à l'échelle du grain pourrait être très intéressante.

Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous avons montré que les mesures d'atténuation par décomposition en spectre angulaire d'ondes planes permettent d'accéder à l'atténuation intrinsèque des matériaux étudiés, ceci pour une incidence quelconque. Cependant nous avons remarqué qu'il est très difficile de déterminer cette atténuation. Plusieurs précautions sont à prendre en compte du point de vue expérimental et du point de vue traitement du signal. Pour certaines incidences, dans le cas d'un matériau anisotrope, il est très difficile de séparer les deux ondes transversales qui sont très proches temporellement. A l'instar des mesures des vitesses, nous avons observé que non seulement l'atténuation varie d'un matériau à l'autre mais également d'un échantillon à l'autre pour certains matériaux (aciers moulés notamment). Ces variations sont à nouveau dues aux différences entre les structures (colonnaire - équiaxe - mixte).

Une prolongation naturelle de ce travail serait de poursuivre la validation du montage et notamment expliquer les écarts observés sur les mesures d'atténuation en ondes transversales. Par la suite, ce dispositif pourrait être utilisé pour de nouvelles applications (caractérisation d'autres types de matériaux). D'autre part il serait très intéressant d'utiliser les cartographies de faisceau pour mieux déterminer les facteurs de correction de la divergence du faisceau, qui doivent être connus pour appliquer d'autres méthodes de caractérisation de l'atténuation ultrasonore.

A terme, ce dispositif devrait permettre de proposer des lois de comportement de l'atténuation dans les soudures austénitiques et proposer un modèle 3D qui puisse être implémenté dans un code de simulation 3D (jusqu'à présent, les modèles sont limités à des configurations 2D en ce qui concerne l'atténuation).

Il serait intéressant de réaliser des simulations avec une modélisation du matériau à l'échelle du grain, du type Voronoï, pour déterminer une atténuation théorique et ainsi valider les données expérimentales. En effet la modélisation à l'échelle du grain génère implicitement le phénomène de diffusion et ne nécessite pas d'affecter au matériau un coefficient d'atténuation.

Bibliographie

- [ACH 2000] **ACHENBACH J. D.**, « Quantitative nondestructive evaluation » Int. J. of Solids and Structures, Vol. 37, pp. 13-27, 2000.
- [AHM 1992] **AHMED S. & THOMPSON R. B.**, «Effect of preferred grain orientation and grain elongation on ultrasonic wave propagation in stainless steel», Review of Progress in Quantitative Non Destructive Evaluation, Vol. 11B, pp.1999-2006, 1992.
- [AHM 1996] **AHMED S. & THOMPSON R. B.**, «Propagation of elastic waves in equiaxed stainless-steel polycrystals with aligned [001] axes», J. Acoust. Soc. Am., Vol. 99, N° 4, pp. 2086-2096, 1996.
- [AHM 1998] **AHMED F.**, « Etude de la diffusion des ondes ultrasonores dans les soudures austéno-ferritiques : application à la caractérisation des échos de lignes observés lors du contrôle des soudures bimétalliques », Thèse : Université Paris 7, 180p, 1998.
- [APF 2005] **APFEL A. & MOYSAN J.**, « Coupling an ultrasonic propagation code with a model of the heterogeneity of multipass welds to simulate ultrasonic testing», Ultrasonics, Vol. 43(6), pp. 447-456, 2005.
- [ARI 1997] **ARISTEGUI C. & BASTE S.**, « Optimal recovery of the elasticity tensor of general anisotropic materials from ultrasonic velocity data », J. Acoust. Soc. Am. Vol. 101, N° 2, pp. 813-833, 1997.
- [ARI 2000] **ARISTEGUI C. & BASTE S.**, « Determination of the elastic symmetry of a monolithic ceramic using bulk acoustic waves», Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 19, N° 4, pp. 115-127, 2000.
- [ARO 1995] **ARONSSON P., SÖDERMAN L.**, « Solidification structure and elastic moduli of weld metal of nickel base metal alloy – Inconel 182», SKI Rapport 95:75, 1995.
- [AUL 1973] **AULD B. A.**, « Acoustic fields and waves in solids », New York: Wiley Intersciences, Vol. 1, 423 p, 1973.
- [AUD 1991] **AUDOIN B.**, « Evaluation ultrasonore de l'endommagement anisotrope d'un composite à matrice fragile », Thèse : Université Bordeaux 1, 79p, Juin 1991.

- [BAI 1977] **BAIKIE B. L. & YAPP D.**, « Oriented structures and properties in type 316 stainless- steel weld metal », Proceeding of the International conference on Casting Metals Society, London, United Kingdom, pp. 438-443, 1977.
- [BAL 1998] **BALASUBRAMANIAM K. & RAO N. S.**, « Inversion of composite material elastic constants from ultrasonic bulk wave phase velocity data using genetic algorithms », Composites part B 29B, pp. 171-180, 1998.
- [BAU 1997] **BAUDOIN S. & HOSTEN B.**, « Comparison between prediction and measurement of viscoelastic moduli in composite materials versus temperature using ultrasonic immersion technique with oil », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 102, N° 6, pp. 3450-3457, 1997.
- [BAS 1989] **BASTE S. & DESCHAMPS M.**, « Identification des constantes d'élasticité à partir des vitesses de propagation dans un plan principal de symétrie », C.R. Acad. Sci. Paris Ser. II 309, pp.1521-1526, 1989.
- [BEA 1993a] **BEASLAY D., BULL D.R. & MARTIN R.R.**, « An overview of genetic algorithms: Part 1, Fundamentals », University Computing, Vol. 15, n°2, pp. 58-59, 1993.
- [BEA 1993b] **BEASLAY D., BULL D.R. & MARTIN R.R.**, « An overview of genetic algorithms: Part 2, Research Topics », University Computing, Vol. 15, n°4, pp. 170-181, 1993.
- [BRA 1999] **BRANCH M.A., COLEMAN T.F., & Y. LI**, « A subspace, interior, and conjugate gradient method for large-scale bound-constrained minimization problems », SIAM Journal on Scientific Computing, Vol. 21, N° 1, pp. 1-23, 1999.
- [CAL 2006] **CALMON P., MAHAUT S., CHATILLON S. & RAILLON R.** « CIVA : An expertise platform for simulation and processing NDT data », Ultrasonics 44, pp. 975-979, 2006
- [CAS 1984] **CASTAGNEDE B.**, « Mesure des constantes élastiques de solides anisotropes par une méthode ultrasonore », Thèse 3^e cycle, Bordeaux I, 1984.
- [CAS 1989a] **CASTAGNEDE B. & SACHSE W.**, « Optimised determination of elastic constants of anisotropic solids from wave speed measurements », Review of Progress in Quantitative Non Destructive Evaluation, Vol. 8B, pp.1855-1862, 1989.
- [CAS 1989b] **CASTAGNEDE B., ROUX J. & HOSTEN B.**, « Correlation method for normal mode tracking in anisotropic media using an ultrasonic immersion system », Ultrasonics, Vol. 27, September, pp. 280-287, 1989.

- [CAS 1990] **CASTAGNEDE B., JENKINS J. T., SACHSE W. & BASTE S.**, « Optimal determination of the elastic constants of composite materials from ultrasonic wave-speed measurements », J. Appl. Phys., Vol. 67, N° 6, pp. 2753-2761, 1990.
- [CAS 1991] **CASTAGNEDE B., KIM K. Y., SACHSE W., THOMPSON M. O.**, « Determination of the elastic constants of anisotropic materials using laser-generated ultrasonic signal », J. Appl. Phys., Vol. 70, N°1, pp. 150-157, 1991.
- [CAS 1992] **CASTAGNEDE B., EVERY A.G. & SACHSE W.**, « Numerical simulation of the instabilities associated to the recovery of elastic constants of anisotropic solids from quasi-longitudinal velocities alone ». C. R Acad. Sci. Paris., T.314, series II, pp. 865-871, 1992.
- [CHA 2000] **CHASSIGNOLE B.**, « Étude de l'influence de la structure métallurgique des soudures en acier inoxydable austénitique sur le contrôle Non Destructif par Ultrasons », Thèse de doctorat Lyon : Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 217 p, 2000.
- [CHA 2008] **CHASSIGNOLE B., DUPOND O., DOUDET L. DUWIG V. & ETCHEGARAY N.**, « Ultrasonic examination an austenitic weld: illustration of the disturbances of the ultrasonic beam », Review of Progress in Quantitative Non Destructive Evaluation, Vol. 28B, pp.1886-1893, 2008.
- [CHA 2009] **CHASSIGNOLE B., DUWIG V., PLOIX M-A, GUY P. & EL GUERJOUMA R.**, « Modelling the attenuation in the Athena finite elements code for the ultrasonic testing of austenitic stainless steel welds », Ultrasonics, Vol 49, pp. 653-658, 2009.
- [CHU 1992] **CHU Y. C. & ROKHLIN S. I.** « Determination of macro and micromechanical and interfacial elastic properties of composites from ultrasonic data », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 92, N° 2, pp. 920-931, 1992.
- [CIA 1982] **CIARLET P. G.**, « Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation » (Masson, Paris), 1982.
- [DAH 1982] **DAHMEN U.**, « Orientation relationships in precipitation systems, Acta Metallurgica », Vol. 30, pp. 63-73, 1982.
- [DAV 1991] **DAVIS T. E. & PRINCIPE J. C.**, « A simulated annealing like convergence theory for the simple genetic algorithm », Proc. Of the Fourth Intern. Conf. on Genetic Algorithms, R. K. Belew and L. B. Booker, Eds. San Mateo, CA: Morgan Kaufmann, pp. 174-181, 1991.

- [DEL 1972] **DEL GROSSO V.A. & MADER C.W.**, « Speed of sound in pure water », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 52, N° 5, pp. 1442-1446, 1972.
- [DES 1996] **DESSALES J.-L.**, « L'ordinateur génétique », Paris : Hermès, 1996.
- [DEW 1977] **DEWEY B. R., ADLER L., KING R. T. & COOK K. V.**, « Measurements of anisotropic elastic constants of type 308 stainless-steel electroslag welds », Experimental Mechanics, Vol.17, N° 11, Springer Boston, pp. 420-426, 1977.
- [DIE 1974] **DIEULESSAINT E. & ROYER D.**, « Ondes élastiques dans les solides » Paris : Masson, 375p, 1974.
- [DOU 2006] **DOUDET L., DUPOND O., CHASSIGNOLE B. & ABITTAN E.**, « Ultrasonic testing of centrifugally cast stainless steel: influence of the structure and beam characteristics », in Proceedings of the 5th ICNDE, San Diego, pp. 968-978, 2006.
- [DUB 1996] **DUBUGET M.**, « Evaluation non destructive des matériaux par ultrason caractérisation de l'état initial et suivi sous charge des propriétés d'élasticité linéaire et non linéaire d'alliages d'aluminium », Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 196 p, 1996.
- [DUB 2000] **DUBUGET M., CHASSIGNOLE B., EL GUERJOURA R. & AL.**, « Détermination simultanée des axes de symétrie et des constantes d'élasticité d'un matériau orthotrope par une méthode ultrasonore : application aux soudures en acier austénitique inoxydable », Congrès Français d'Acoustique. Lausanne (Suisse), Septembre 2000.
- [DUC 2000a] **DUCRET D., EL GUERJOURA R., GUY P., R'MILI M. BABOUX J.C. & MERLE P.**, « Characterisation of anisotropic elastic constants of continuous alumina fibre reinforced aluminium matrix composite processed by medium pressure infiltration », Composites Part A: Applied Science and Manufacturing, Vol. 3, N° 1, pp. 45-50, 2000.
- [DUC 2000b] **DUCRET D.**, « Elasticité anisotrope et endommagement des matériaux composites : caractérisation ultrasonore et modélisation micromécanique », Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 155 p, 2000.
- [EDE 1986] **EDELMANN X.**, « Manuel pour l'examen par ultrasons des soudures à structure austénitique », Paris : Institut International de la Soudure, 69p, 1986.

- [ERH 2004] **ERHARD A., MUNIKOTI V., BREKOW G., TESSARO U. & TSCHARNTKE D.**, «Modeling for the improvement of dissimilar weld inspection», 16th World conference on NDT, Montreal, 2004.
- [EVE 1990] **EVERY A. G. & SACHSE W.**, « Determination of the elastic constants of anisotropic solids from acoustic-wave group-velocity measurements », Phys. Rev. B, Vol. 42, N°13A, pp. 8196-8205, 1990.
- [EVE 1992] **EVERY A. G. & SACHSE W.**, « Sensitivity of inversion algorithms for recovering elastic constants of anisotropic solids from longitudinal wave speed data», Ultrasonics, Vol. 30, N° 1, pp.43-48, 1992.
- [EVE 1994] **EVERY A. G.** «Determination of the elastic constants of anisotropic solids», Nondestructive Testing and Evaluation International, Vol. 27, N° 1 pp. 3-10, 1994.
- [FEU 2009] **FEUILLY N.**, « Etude de l'influence de la microstructure sur la diffusion ultrasonore en vue de l'amélioration du contrôle non-destructif des matériaux polycristallins », Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée Aix-Marseille 2, 183 p, 2009.
- [FET 1964] **FETCHER R., & REEVES C. M.** « Function minimization by conjugate gradients », Computer J., pp.149-154, 1964.
- [FLE 1993] **FLEMING P. J. & FONCECA C. M.**, « Genetic algorithms for multiobjective optimization: formulation, discussion and generalization, in genetic algorithms », Proceedings of the First International Conference, S. Forrest, editor, San Mateo, CA: Morgan Kaufmann, juillet 1993.
- [FLE 1995] **FLEMING P. J. & FONCECA C. M.**, « An overview of evolutionary algorithms in multiobjective optimisation», Evolutionary computation, vol. 3, N°1, pp.1-16, 1995.
- [FRA 1995] **FRANCOIS M.**, « Détermination des symétries matérielles de matériaux anisotropes », Thèse Univ. P. M. Curie Paris 6, Paris, 1995.
- [FRA 1996] **FRANÇOIS M., BERTHAUD Y. & GEYMONAT G.**, «Une nouvelle analyse des symétries d'un matériau élastique anisotrope. Exemple d'utilisation à partir de mesures ultrasonores », Cr. Acad. Sci. Paris, Série Iib, 322, 2, pp. 87-94, 1996.
- [FRA 1998] **FRANÇOIS M., BERTHAUD Y. & GEYMONAT G.**, « Determination of the symmetries of an experimentally determined stiffness tensor: application to acoustic measurements », Int. J. Solids Structures, Vol. 35, N° 31-32, pp. 4091-4106, 1998.

- [GOL 1989] **GOLDBERG D. E.**, « Genetic algorithms in search, optimization and machine learning », Addison Wesley, 1989.
- [GOL 1991] **GOLDBERG D. E.**, « Real-coded genetic algorithms, virtual alphabets and blocking », Complex Systems, pp. 139-167, 1991.
- [GUE 2009] **GUEUDRE C., LE MARREC L., MOYSAN J. & CHASSIGNOLE B.**, « Direct model optimisation for data inversion. Application to ultrasonic characterisation of heterogeneous welds », Nondestructive Testing and Evaluation International, Vol. 42, Issue 1, pp. 47-55, 2009.
- [HAY 1969] **HAYES M.** « A simple static approach to the measurement of the elastic constants in anisotropic media », Journal of Materials Science, 4, pp. 10-14, 1969.
- [HEN 1972] **HENNEKE E. G.**, «Reflection-refraction of a stress wave at a plane boundary between anisotropic media», J. Acoust. Soc. Am., Vol. 51,N° 1B, pp. 210-217, 1972.
- [HIR 1982] **HIRSEKORN S.**, «The scattering of ultrasonic waves by polycrystals», J. Acoust. Soc. Am., Vol. 72, N°3, pp. 1021-1031, 1982.
- [HIR 1983] **HIRSEKORN S.**, «The scattering of ultrasonic waves by polycrystals. II. Shear Waves», J. Acoust. Soc. Am., Vol. 73, N°4, pp. 1160-1163, 1982.
- [HOS 1983] **HOSTEN B. & CASTAGNEDE B.** « Optimisation du calcul des constantes élastiques à partir des mesures de vitesse d'une onde ultrasonore » C. R. Acad. Sc. Paris, t. 296, Série II, pp. 297- 300, 1983.
- [HOS 1987] **HOSTEN B., DESCHAMPS M., & TITTMANN B.R.** « Inhomogeneous wave generation and propagation in lossy anisotropic solids: Application to the characterization of viscoelastic composite materials », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 82, N° 5, pp. 1763-1770, 1987.
- [HOS 1989] **HOSTEN B.**, «Anisotropic materials characterisation by simple or double transmission ultrasonic method », Ultrasonics, International 1989, Spain (Madrid), pp. 31-36, juillet 1989.
- [HOS 1990] **HOSTEN B., BASTE S.**, «Evaluation de la matrice d'élasticité des composites orthotropes par propagation ultrasonore en dehors des plans principaux de symétrie», Revue de Physique Appliquée, Vol. 25, N°2, pp. 161-168, 1990.
- [HOS 1991] **HOSTEN B.**, « Reflection and transmission of acoustic plane wave on an immersed orthotropic and viscoelastic solid layer », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 89, No. 6, pp. 2745- 2752, 1991.

- [HOS 1997] **HOSTEN B., CASTAINGS M. & KUND U. T.**, « Identification of viscoelastic moduli of composite materials from the plate transmission coefficient », Review of Progress in Quantitative Non destructive Evaluation, Vol. 17B, pp. 1117–1124, 1997.
- [HOS 2001] **HOSTEN B., CASTAINGS M., TRETOUT H., VOILLAUME H.**, « Identification of composite materials elastic moduli from Lamb wave velocities measured with single-sided, contact-less, ultrasonic method », Review of Progress in Quantitative Non Destructive Evaluation, Ed Thompson D.O. and Chimenti D.E., AIP Conf. Proc., NY, vol. 20(B), pp. 1023-1030, 2001.
- [HSU 1992] **HSU D. K. & HUGHES M. S.**, «Simultaneous ultrasonic velocity and sample thickness measurement and application in composites», J. Acoust. Soc. Am., Vol. 92, N° 2, pp. 669-675, 1992.
- [JEO 1994] **JEONG H., HUS D. K., SHANNON R. E. & LIAW P. K.**, « Characterization of Anisotropic Elastic constants of silicon-carbide particulate reinforced aluminium metal matrix composites: Part I. Experiment», Metallurgical and materials transactions, Vol. 25A, pp. 799-809, avril 1994.
- [KUM 1995] **KUMAR B. & KUMAR A.**, « Evaluation of ultrasonic attenuation without invoking the diffraction correction separately », Ultrasonic 34, pp.847-853, 1995.
- [KUO 1990] **KUO Y. I., HATE B., & SHUNG K. K.**, « A novel method for the measurement of acoustic speed », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 88, N° 4, pp. 1679-1682, 1990.
- [KUR 1930] **KURDJUMOV G.V., SACHS G.**, «Über den Mechanismus der Stahlhärtung», Zeitschrift für Physik, Vol. 64, pp. 325, 1930.
- [KRA 1977] **KRAUTKRAMER H. & KRAUTKRAMER J.**, « Ultrasonic testing of material », second edition, Springer-Verlag, 1977.
- [LIU 2006] **LIU Q., WIRDELIUS H.**, «A 2D model of ultrasonic wave propagation in an anisotropic weld», Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 40, N° 3, pp. 229-238, 2006.
- [MAH 2009] **MAHAUT S., DARMON M., CHATILLON S., JENSON F. & CALMON P.**, «Recent advances and current trends of ultrasonic modelling in CIVA», Insight, Vol. 51, N° 2, pp.78-81, 2009.

- [MAR 1993] **MARGETAN F. J., THOMPSON R. B., YALDA-MOOSHABAD I.**, « Modeling ultrasonic microstructural noise in titanium alloys », Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation(12), pp. 1735-1743, 1993.
- [MAR 2004] **MARGETAN F. J., HALDIPUR P., THOMPSON R. B.**, « Estimation of single-crystal elastic constants from ultrasonic measurement on polycrystalline specimens », Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation (24), 2004, pp. 1300-1307.
- [MAR 1970] **MARKHAM M. F.**, « Measurement of elastic constants of fibre composites by ultrasonics », Composites, Vol.1, pp. 145-149, 1970.
- [MIG 1989] **MIGNONA R. B.**, « Ultrasonic determination of elastic constants from oblique angles of incidence in non-symmetry planes», Review of Progress in QNDE, edited by D.O. Thompson and D.E. Chimenti, Vol 9, 1565-1573, 1989.
- [MIG 1991] **MIGNONA R. B., BATRA N. K. & SIMMONDS K. E.**, « Determination of elastic constants of anisotropic materials from oblique angle ultrasonic measurement I: Experimental », Review of Progress in QNDE, edited by D.O. Thompson and D.E. Chimenti, New York: Plenum, Vol. 10B, pp. 1677-1685, 1991.
- [MOU 1996] **MOUCHTACHI A.**, « Evaluation non destructive par ultrason des propriétés d'élasticité des matériaux anisotropes : mesure de vitesses et résolution du problème inverse », Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliqués de Lyon, 181p, 1996.
- [MOY 2003] **MOYSAN J., APFEL A., CORNELOUP G. & CHASSIGNOLE B.**, «Modelling the grain orientation of austenitic stainless steel multipass welds to improve ultrasonic assessment of structural integrity», International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 80, pp. 77-85 2003.
- [NIC 1992] **NICOLETTI D., ONARAL B. & BILGUTAY N.** « Scaling properties of ultrasonic attenuation inverse power-law grain-size distribution for different annealing durations », Materials Evaluation, pp.788-792, 1992.
- [NIS 1934] **NISHIYAMA Z.**, Sci. Rep. Tohoku Univ., Vol. 23, pp. 325, 1934.
- [PAP 1965] **PAPADAKIS E. P.**, «Revised grain-scattering formulas and table », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 34, N° 4, pp.703-710, 1965.
- [PAP 1966] **PAPADAKIS E. P.**, «Ultrasonic diffraction loss and phase change in anisotropic materials», J. Acoust. Soc. Am., Vol. 40, N° 4, pp. 863-876, 1966.

- [PAP 1973] **PAPADAKIS E. P., FOWLER K. A. & LYNNWORTH L. C.**, « Ultrasonic attenuation by spectrum analysis of pulses in buffer rods: method and diffraction corrections », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 54, N° 5, pp. 1336-1343, 1965.
- [PAP 1984] **PAPADAKIS E. P.**, « Physical acoustics and microstructure of iron alloys », International Metals Reviews, Vol. 29, N°1, 24 p, 1984.
- [PAP 1991] **PAPADAKIS E. M., PATTON T., TSAI Y. & THOMPSON D.O.**, « The elastic moduli of a thick composite as measured by ultrasonic bulk wave pulse velocity », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 89, N° 6, pp. 2753-2757, 1991.
- [PLO 2006] **PLOIX M. A.**, « Étude de l'atténuation des ondes ultrasonores. Application au contrôle non destructif des soudures en acier inoxydable austénitique », Thèse de Doctorat. Lyon : Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 144 p, 2006.
- [POP 1994] **POPPER K.**, « Toute vie est résolution de problèmes, questions autour de la connaissance de la nature », Arles : Actes Sud, 166 pages. ISBN : 2-7427-1349-2 ,1^{ère} Edition, 1994.
- [POL 1969] **POLAK E. & RIBIERE G.**, «Notes sur la convergence de méthodes de directions conjuguées », Revue Française d'informatique et de recherche opérationnelle 16, pp. 35-43, 1969.
- [ROK 1986] **ROKHLIN S. I., BOLLAND T. K., ADLER L.**, « Reflection and refraction of elastic waves on a plane interface between two generally anisotropic media », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 79, N° 4, pp. 906-918, 1986.
- [ROK 1989] **ROKHLIN S. I., WANG W.**, « Critical angle measurement of elastic constants in composite material », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 86, N° 5, pp. 1876-1882, 1989.
- [ROK 1992] **ROKHLIN S. I., WANG W.**, « Double through-transmission bulk wave method for ultrasonic phase velocity measurement and determination of elastic constants of composite materials », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 91, N° 6, pp. 3303-3311, 1992.
- [ROK 1993] **ROKHLIN S. I. & WANG W.**, « Measurements of elastic constants of very thin anisotropic plates », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 94, N° 5, pp. 2721-2730, 1993.
- [ROU 1999] **LE ROUX J. C.**, «Etude du comportement et de l'endommagement en fatigue d'un acier inoxydable austéno-ferritique moulé vieilli», Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Paris, 1999.

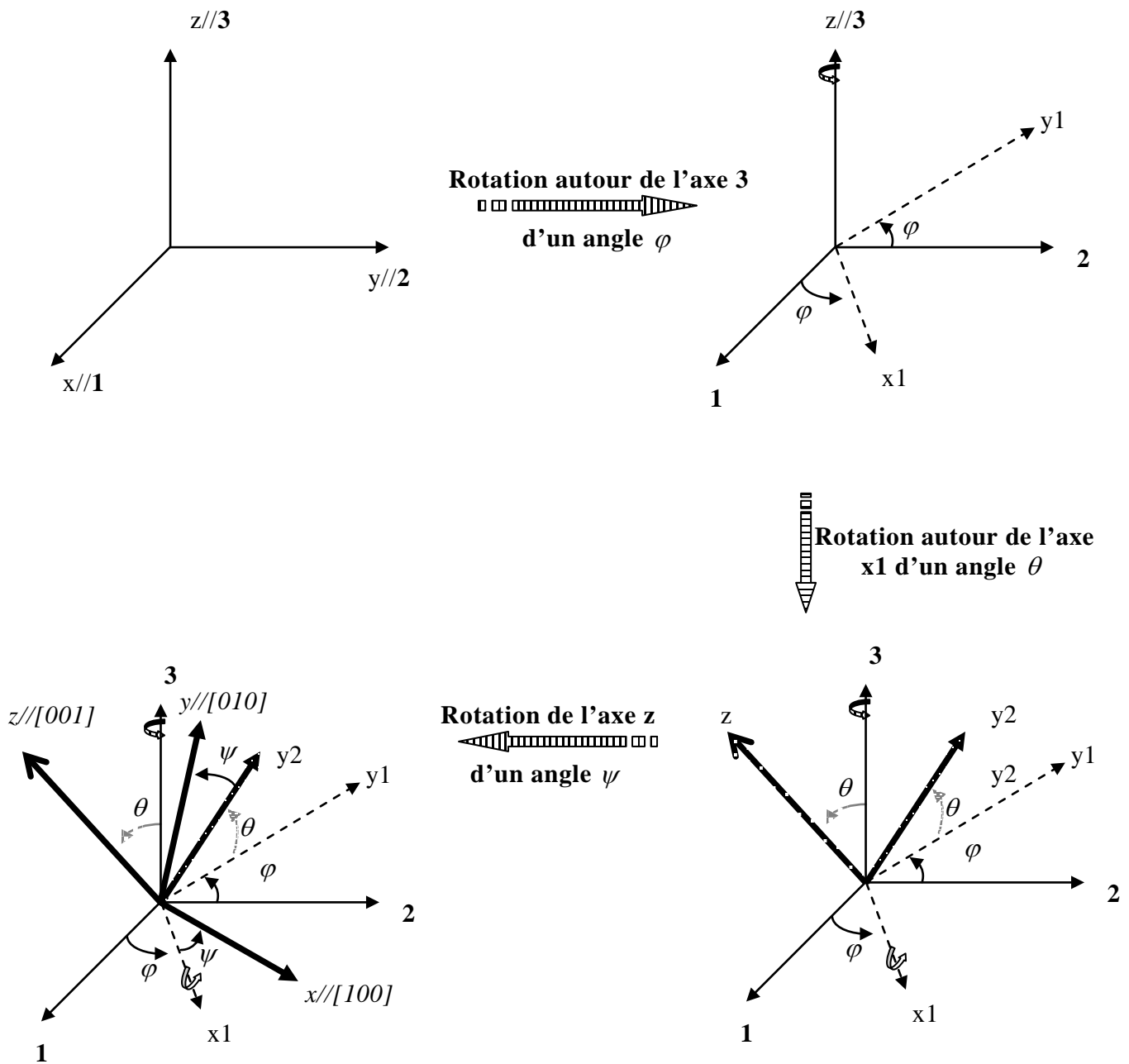
- [SCH 2006] **SCHUMM A., CHASSIGNOLE B., DIAZ J., DUWIG V. & FOUQUET T.**, « Structural Noise in modelisation », Proceedings of 9th European Conference on NDT, Berlin, 13 p., 2006.
- [SEK 1956] **SEKI H., GRANATO R. & TRUELL R.**, « Diffraction effects in the ultrasonic field of a piston source and their importance in the accurate measurement of attenuation », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 28, N°2, pp.230-238, 1956.
- [SEL 1998] **SELDIS T., PECORARI C. & BIETH M.**, « Measurement of longitudinal wave attenuation in austenitic steel », 1st International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurised Components, Amsterdam, Netherlands, pp.769-777,1998.
- [SEL 2000] **SELDIS T. & PECORARI C.**, « Scattering-induced attenuation of an ultrasonic beam in austenitic steel », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 108, N° 2, pp. 580-587, 2000.
- [SEL 2009] **SELDIS T.**, « Ultrasonic properties of reactor pressure vessel strip cladding », Insight - Non-Destructive Testing and Condition Monitoring, Vol.51, N°11, pp.601-605, 2009.
- [SMI 1972] **SMITH R. E.**, « Ultrasonic elastic constants of carbon fibers and their composites », J. Appl. Phys. 43, pp. 2555-2561, 1972.
- [STA 1984] **STANKE F. E. & KINO G. S.**, « A unified theory for elastic wave propagation in polycrystalline materials », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 75, No. 3, pp. 665-681, 1984.
- [STE 1983] **STEIHAUG T.**, « The conjugate gradient method and trust regions in large scale optimization », SIAM Journal on Numerical Analysis, Vol. 20, pp. 626-637, 1983.
- [TUR 1999] **TURNER J. A.** « Elastic wave propagation and scattering in heterogeneous, anisotropic media: Texture polycrystalline materials », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, pp. 541-552, 1999.
- [VIS 2007] **VISHNUVARDHAN J., KRISHNAMURTY C. V. & BALASUBRAMANIAM K.**, « Genetic algorithm reconstruction of orthotropic composite plate elastic constants from a single non-symmetric plane ultrasonic velocity data », Elsevier composites: Part B, Vol 38, N°2, pp. 216-227, 2007.

- [VIS 2009] **VISHNUVARDHAN J., KRISHNAMURTY C. V. & BALASUBRAMANIAM K.**, « Blind inversion method using Lamb waves for the complete elastic property characterization of anisotropic plates », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 125, No. 2, pp. 761-771, 2009.
- [WAS 1933] **WASSERMANN G.**, « Einfluß des α - γ -Umwandlung eines irreversiblen Nickelstahls auf Kristallorientierung und Zugfestigkeit », Arch. Eisenhüttenwiss., Vol. 6, pp. 347-351, 1933.
- [ZHA 2002] **ZHANG R., JIANG B., & CAO W.**, « Influence of sample size on ultrasonic phase velocity measurements in piezoelectric ceramics », Journal of applied physics, Vol. 91, N° 12, pp. 10194-10198, 2002.

ANNEXE

Annexe 1 : Définition des angles d'Euler

Les angles d'Euler correspondent à trois angles (φ, θ, ψ) qui associés à trois rotations successives, permettent de ramener un repère (R_0) de l'échantillon dans un repère (R) du matériau. Il existe deux définitions : une première dite de Bunge que nous utilisons et une deuxième dite de Roe. La seule différence entre ces deux définitions est l'axe autour duquel s'effectue la deuxième rotation.



Annexe 2 : Formule donnant la vitesse des ultrasons dans l'eau en fonction de la température

$$V_{eau}(T) = \sum_{j=0}^5 a_j T^j$$

a_0	$1.40238754 \cdot 10^3$
a_1	$5.03711129 \cdot 10^0$
a_2	$-5.80852166 \cdot 10^{-2}$
a_3	$3.34198834 \cdot 10^{-4}$
a_4	$-1.47800417 \cdot 10^{-6}$
a_5	$3.14643091 \cdot 10^{-9}$

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : BODIAN

DATE de SOUTENANCE : 23/03/2011

Prénoms : Pape Arago

TITRE :

PROPAGATION DES ULTRASONS EN MILIEU HETEROGENE ET ANISOTROPE :
APPLICATION A L'EVALUATION DES PROPRIETES D'ELASTICITE ET D'ATENUATION D'ACIERS MOULES PAR
CENTRIFUGATION ET DE SOUDURES EN INCONEL

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2011 ISAL 0024

Ecole doctorale : Ecole doctorale Matériaux de Lyon

Spécialité : Génie des Matériaux

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis CLASSE :

RESUME :

En sciences et dans l'industrie pour limiter le nombre de maquettes expérimentales dans les projets R&D afin de mieux comprendre et de bien interpréter les phénomènes ultrasonores complexes observés sur site, des simulations de contrôles ultrasonores sont effectuées. Ces simulations sont d'autant plus réalistes que la description des structures à contrôler est précise, en particulier au niveau des constantes d'élasticité et d'atténuation intrinsèque.

Les objectifs de cette étude sont d'améliorer d'une part les connaissances sur l'influence des caractéristiques métallurgiques des matériaux anisotropes et hétérogènes sur la propagation ultrasonore et d'autre part les performances des codes de calcul (logiciel ATHENA d'EDF) qui nécessitent de disposer des données d'entrée pertinentes, notamment en ce qui concerne les constantes d'élasticité et l'atténuation ultrasonore.

Cette étude est dédiée à la caractérisation des matériaux à gros grains, comme les aciers austéno-ferritiques moulés par centrifugation et les soudures en acier inoxydable austénitique ou en alliages à base nickel.

Un système expérimental unique permettant de mesurer les constantes d'élasticité et l'atténuation en incidence oblique a été mis au point. Le point fort de ce dispositif est qu'il permet de travailler au-delà de l'angle critique longitudinal et donc de mesurer les propriétés d'atténuation des ondes transversales. Les constantes d'élasticité sont déduites des vitesses ultrasonores à partir d'un processus d'optimisation basé sur la résolution de problème inverse. Nous avons montré les potentialités d'algorithmes d'optimisation globaux tels que les algorithmes génétiques moins susceptibles de converger vers des minima locaux de la fonction à minimiser. Les résultats obtenus à partir des mesures expérimentales sont en accord avec la littérature. Des résultats de l'atténuation des ondes longitudinales et transversales par décomposition du faisceau en spectre d'ondes planes sont présentés.

MOTS-CLES : vitesse-ultrasons - propagation - onde - constantes d'élasticité - atténuation - CND - END - anisotrope - hétérogène - algorithme - génétique - longitudinale - transversale

Laboratoire (s) de recherche : Insa de Lyon - MATEIS

Directeur de thèse : Pr. Joël COURBON
MCF. Philippe GUY

Président de jury :

Composition du jury :
Pr. ARISTEGUI CHRISTOPHE
Dr. CHASSIGNOLE BERTRAND
Pr. COURBON JOEL
Pr. EL GUERJOURA RACHID
Pr. MOYSAN JOSEPH
MCF. GUY PHILIPPE