



HAL
open science

Tomographie passive par ondes guidées pour des applications de contrôle santé intégré

Tom Druet

► **To cite this version:**

Tom Druet. Tomographie passive par ondes guidées pour des applications de contrôle santé intégré. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2017. Français. NNT : 2017VALE0032 . tel-01794894

HAL Id: tel-01794894

<https://theses.hal.science/tel-01794894>

Submitted on 18 May 2018

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

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

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS

Discipline : Acoustique

Spécialité : Électronique

Présentée et soutenue par Tom DRUET

Le 17/11/2017, au CEA Saclay

École doctorale :

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Équipe de recherche, Laboratoire :

Institut d'Électronique, de Micro-Électronique et de Nanotechnologie/Département d'Opto-Acousto-Électronique (IEMN/DOAE)

Tomographie Passive par Ondes Guidées pour des Applications de Contrôle Santé Intégré

JURY

Présidente du jury

— ABRAHAM, Odile. Ingénieure divisionnaire des travaux publics de l'état (IDTPE), HDR. IFSTTAR.

Rapporteurs

— CATHELIN, Stefan. Directeur de recherche. LabTAU INSERM 1032.

— LE DUFF, Alain. MCF HDR. LAUM UMR CNRS 6613.

Examineurs

— PRADA, Claire. Directrice de recherche au CNRS. Institut Langevin.

— ABRAHAM, Odile. Ingénieure divisionnaire des travaux publics de l'état (IDTPE), HDR. IFSTTAR.

— MOULIN, Emmanuel. Professeur. UVHC IEMN-DOAE.

— CHAPUIS, Bastien. Ingénieur chercheur, docteur. CEA-LIST.

Directeur de thèse : MOULIN, Emmanuel. Professeur. UVHC IEMN-DOAE.

Encadrant : CHAPUIS, Bastien. Ingénieur chercheur, docteur. CEA-LIST.



Communauté
d'Universités et d'Établissements
Lille Nord de France



Numéro d'ordre : 17/33

UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS (UVHC)

École doctorale Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)
Travaux effectués au sein du CEA/LIST/DISC/LMC

Thèse présentée par **Tom DRUET**

Soutenue le **17 novembre 2017**

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

Discipline **Acoustique**
Spécialité **Électronique**

Tomographie Passive par Ondes Guidées pour des Applications de Contrôle Santé Intégré

Composition du jury

<i>Rapporteurs</i>	Stefan CATHELIN	directeur de recherche au LabTAU INSERM 1032	
	Alain LE DUFF	MCF HDR au LAUM UMR CNRS 6613	
<i>Examineurs</i>	Odile ABRAHAM	IDTPE HDR à l'IFSTTAR	présidente du jury
	Claire PRADA	directrice de recherche à l'Institut Langevin	
	Emmanuel MOULIN	professeur à l'UVHC IEMN-DOAE	directeur de thèse
	Bastien CHAPUIS	ingénieur chercheur au CEA-LIST	encadrant



Communauté
d'Universités et d'Établissements
Lille Nord de France



UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS (UVHC)

Doctoral School **Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)**
Work conducted within **CEA/LIST/DISC/LMC**

Thesis defended by **Tom DRUET**

Defended on **17th November, 2017**

In order to become Doctor from Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

Academic Field **Acoustics**
Speciality **Electronics**

Passive Guided Wave Tomography for Structural Health Monitoring Applications

Committee members

<i>Referees</i>	Stefan CATHELIN	Senior Researcher at LabTAU INSERM 1032	
	Alain LE DUFF	HDR Associate Professor at LAUM UMR CNRS 6613	
<i>Examiners</i>	Odile ABRAHAM	HDR IDTPE at IFSTTAR	Committee President
	Claire PRADA	Senior Researcher at Institut Langevin	
	Emmanuel MOULIN	Professor at UVHC IEMN-DOAE	Supervisor
	Bastien CHAPUIS	Research engineer at CEA-LIST	Monitor

L'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis n'entend donner aucune approbation ni improbation aux opinions émises dans les thèses : ces opinions devront être considérées comme propres à leurs auteurs.

Cette thèse a été préparée au

CEA/LIST/DISC/LMC

Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives

Institut List | CEA Saclay Digitéo Labs

Bât. 565-PC120

F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex

France



TOMOGRAPHIE PASSIVE PAR ONDES GUIDÉES POUR DES APPLICATIONS DE CONTRÔLE SANTÉ INTÉGRÉ**Résumé**

Ce manuscrit présente une méthode d'imagerie quantitative et sans état de référence, de défauts de corrosion d'une plaque mince, exploitant de manière passive un réseau embarqué de capteurs d'ondes élastiques guidées. Les applications visées sont le contrôle santé intégré (SHM) de structures critiques qui amènent de fortes contraintes à la fois d'intrusivité des capteurs et de fiabilité du diagnostic. Une solution prometteuse, permettant de multiplier la densité de points de mesure sans augmenter l'intrusivité du système, est offerte par les réseaux de BRAGG sur fibre optique (FBG). Toutefois, contrairement aux transducteurs piézoélectriques (PZT) classiquement employés en SHM, les FBG ne permettent pas d'émettre d'ondes élastiques. L'idée consiste à utiliser des méthodes dites « passives » permettant de retrouver la fonction de GREEN entre deux capteurs à partir du bruit ambiant, naturellement présent dans la structure, mesuré simultanément entre ces deux capteurs. Nous étudions dans ce manuscrit deux méthodes passives : la *corrélation de bruit* et le *filtre inverse passif*. Nous verrons que ce dernier a plus de potentiel lorsqu'il est couplé à l'imagerie par tomographie. Différents algorithmes de tomographie sont évalués par simulation numérique puis lors d'expériences comparatives actives et passives à l'aide d'un réseau de PZT. Afin de rendre la *tomographie passive* robuste, nous présentons une méthode clé de détection de temps de vol, basée sur une représentation temps-fréquence. Enfin, nous décrivons une première démonstration expérimentale de mesures passives par FBG qui laisse à penser que la tomographie passive par FBG est prometteuse.

Mots clés : contrôle santé intégré, ondes guidées, ondes de LAMB, méthodes passives, corrélation, filtre inverse passif, tomographie, transducteurs piézoélectriques, réseaux de BRAGG sur fibre optique

PASSIVE GUIDED WAVE TOMOGRAPHY FOR STRUCTURAL HEALTH MONITORING APPLICATIONS**Abstract**

This manuscript presents a baseline-free quantitative method for the imaging of corrosion flaws present in thin plates. This method only requires an embedded guided waves sensors network in a fully passive way. The field of applications are Structural Health Monitoring (SHM) of critical structures with heavy constrains on both sensors intrusiveness and diagnostic reliability. A promising solution allowing to increase the number of measurement points without increasing the intrusiveness of the system is provided by the Fiber BRAGG Gratings (FBGs). However, unlike piezoelectric transducers generally used in SHM, the FBGs cannot emit elastic waves. The idea consists in using passive methods in order to retrieve the GREEN function from elastic diffuse fields - naturally present in structures - measured simultaneously between two sensors. In this manuscript, two passive methods are studied: the *ambient noise correlation* and the *passive inverse filter*. It is shown that the latter gives better results when coupled with tomography. Several tomography algorithms are assessed with numerical simulations and then applied to active and passive datasets measured by a PZT network. In order to make passive tomography robust, a time of flight identification method is proposed, based on a time-frequency representation. Finally, a novel experimental demonstration of passive measurements with FBGs only is presented, suggesting high potential for FBGs passive tomography.

Keywords: structural health monitoring, shm, guided waves, LAMB waves, passive methods, correlation, passive inverse filter, tomography, piezoelectric transducers, fiber BRAGG gratings

Remerciements

Ce manuscrit est l'achèvement d'un travail de longue haleine qui n'aurait pas été si abouti sans votre aide. Je tiens donc à remercier dans ces quelques lignes tous ceux qui ont contribué à ce travail.

Pour commencer, je remercie Bastien Chapuis pour son excellent travail d'encadrement, ses recommandations précieuses et son efficacité. J'adresse également mes sincères remerciements à mon directeur de thèse Emmanuel Moulin pour ses compétences scientifiques et ses conseils toujours pertinents.

Je remercie l'ensemble des membres du jury pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce manuscrit et pour leurs remarques avisées.

Je tiens à remercier tout particulièrement Jean-Loup Tastet pour son implication de tous les jours et son sérieux exceptionnel durant son stage.

Je remercie sincèrement Alexandre Impériale et Edouard Demaldent pour leur assistance pendant les campagnes de simulation. J'adresse également mes remerciements à Julien Albertini, Frédéric Nozais, Jean-Marc Decitre, Guillaume Daniel et Jean-Baptiste Boy pour leur aide technique lors des différents montages expérimentaux de ma thèse.

Pour leurs instructions concernant les bonnes pratiques d'implémentations, je tiens à remercier sincèrement Adrien Bestel, Nicolas Boulet, Florian Le Bourdais, Hamza Chouh et Michaël Roynard. Également, pour leurs secours répétés et leur patience quand il s'agissait de converser de mathématiques, je n'oublie pas de remercier Arnaud Recoquillay, Bastien Clausse et Olivier Jacquet.

Je remercie pour leur humour, leur amitié et leur soutien, la tablée des thésards et stagiaires. Je pense à Bastien, Arnaud, Olivier, Paul, Andrii, Nicolas, Samar, Adrien, Hamza, Kombossé, Luc, Arthur, Shamim, Célia et Lucas. Je pense aussi aux anciens, Mathilde, Léonard, Audrey, Blandine, Marouane, Jason, Benjamin, Audrey, Eduardo et Adrien, et aux nouveaux, Tinh, Joannès, Hajer, Jordan et Abdellahi. Enfin, je remercie l'ensemble des membres du DISC avec qui j'ai pu échanger et avec qui je continuerai à bavarder autour de la machine à café pendant encore quelque temps.

Merci également à mes amis d'enfance qui me soutiennent depuis tant d'années, merci Christopher, Clément, Joris et Pipo. Une pensée particulière pour toi Mehdi qui a eu le courage et la gentillesse de relire ce manuscrit.

Un dernier remerciement qui me tient à cœur est destiné à ma famille pour leur soutien inconditionnel et leurs encouragements tout au long de mes études.

Acronymes

- ART** Algebraic Reconstruction Technique. [16](#), [17](#)
- C3** corrélation de coda de corrélations. [68](#), [71](#), [95](#)
- CBA** corrélation de bruit ambiant. [3](#), [67–71](#), [73](#), [76–78](#), [81](#), [82](#), [84–89](#), [91–93](#), [95](#), [97](#), [100](#), [109](#), [112](#), [113](#), [115–117](#), [121](#), [122](#), [124–127](#), [132](#), [133](#), [169](#), [170](#)
- CND** contrôle non destructif. [1](#), [5–7](#), [23](#), [27](#)
- DISC** Département Imagerie Simulation pour le Contrôle. [28](#)
- FBG** réseau de BRAGG sur fibre optique (*Fiber BRAGG Grating* en anglais). [2](#), [3](#), [65](#), [69](#), [98](#), [116](#), [119–129](#), [131–133](#)
- FEM** simulation par éléments finis (*Finite Element Method* en anglais). [3](#), [16](#), [28](#), [29](#)
- FIP** filtre inverse passif. [3](#), [67](#), [68](#), [71](#), [73](#), [76–79](#), [82–88](#), [90–92](#), [94](#), [95](#), [97](#), [100](#), [103](#), [106](#), [109](#), [112–117](#), [121–128](#), [131–133](#), [167–169](#), [171](#)
- FMM** Fast Marching Method. [16](#), [20](#)
- FMM-SART** Fast Marching Method - Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique. [19](#), [20](#)
- FWI** Full Waveform Inversion. [15](#)
- HAFMM** High Accuracy Fast Marching Method. [20](#)
- HARBUT** Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography. [3](#), [14](#), [15](#), [23](#), [25](#), [26](#), [50](#), [52](#), [62–65](#), [97](#), [100](#), [105](#), [108–116](#), [131](#), [145](#), [163](#), [170](#), [171](#)
- HARBUTISM** HARBUT with an Improved Scattering Model. [26](#)
- MEMS** système microélectromécanique (*MicroElectroMechanical System* en anglais). [7](#)
- OG** onde élastique guidée. [1](#), [2](#), [5](#), [7–9](#), [13](#), [15](#), [26](#), [68](#), [69](#), [71](#), [78](#), [86](#), [95](#), [121](#), [131–133](#), [163](#), [167](#)
- PFA** Probabilité de Fausse Alarme. [132](#)
- PFD** Principe Fondamental de la Dynamique. [9](#), [15](#)
- POD** probabilité de détection (*Probability Of Detection* en anglais). [132](#)
- PRF** fréquence de répétition des impulsions (*Pulse Repetition Frequency* en anglais). [100](#)
- PZT** Titano-Zirconate de Plomb. [7](#), [20](#), [28–35](#), [48](#), [49](#), [52](#), [57–61](#), [63–65](#), [69](#), [77](#), [81](#), [84–86](#), [91–95](#), [98](#), [100](#), [110](#), [119](#), [121–125](#), [128](#), [131](#), [133](#), [153](#)
- RSB** Rapport Signal sur Bruit. [41](#), [72](#), [73](#), [100](#)
- SART** Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique. [16–20](#)
- SHM** contrôle santé intégré (*Structural Health Monitoring* en anglais). [1](#), [2](#), [5–7](#), [9](#), [15](#), [27](#), [28](#), [62](#), [64](#), [65](#), [67](#), [70](#), [71](#), [97](#), [98](#), [119](#), [129](#), [131–133](#), [145](#), [165](#)
- SIRT** Simultaneous Iterative Reconstructive Technique. [16](#), [17](#)
- SVD** décomposition en valeurs singulières (*Singular Value Decomposition* en anglais). [74](#), [77](#), [95](#)

- TdV** temps de vol. [3](#), [17–19](#), [27](#), [28](#), [33–36](#), [38](#), [40–42](#), [44](#), [46–62](#), [65](#), [70](#), [77](#), [78](#), [81](#), [84–87](#), [97](#), [99–105](#), [107](#), [108](#), [110](#), [122](#), [131](#), [145](#), [149](#), [151](#), [153](#), [157–159](#), [163](#)
- TFCT** Transformée de FOURIER à Court Terme. [44](#), [45](#)
- TOC** Transformée en Ondelettes Continue. [44](#), [45](#)
- VISCIT** Virtual Image Space Component Iterative Technique. [26](#)

Sommaire

Résumé	xi
Remerciements	xiii
Acronymes	xv
Sommaire	xvii
Introduction générale	1
1 Imagerie par ondes élastiques guidées pour le contrôle santé intégré	5
1.1 Contrôle santé intégré (SHM)	5
1.1.1 Du contrôle non destructif au contrôle santé intégré	5
1.1.2 Définition et intérêts d'un système SHM	6
1.2 Ondes élastiques guidées	7
1.2.1 Ondes élastiques de volume	8
1.2.2 Propagation guidée	10
1.3 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées	13
1.3.1 Modèle complet <i>versus</i> modèle simplifié	15
1.3.2 Modèle géométrique, en temps de vol	16
1.3.2.1 Straight-ray tomography	16
1.3.2.2 Bent-ray tomography	19
1.3.3 Modèles ondulatoires	20
1.3.3.1 Tomographie par diffraction classique	20
1.3.3.2 Beamforming	23
1.3.4 HARBUT	25
2 Tomographie par ondes élastiques guidées pour des configurations SHM	27
2.1 Données d'entrée des algorithmes de tomographie	28
2.1.1 Simulation par éléments finis pour la génération et la réception d'ondes de LAMB par transducteurs piézoélectriques	28
2.1.1.1 Configuration	28
2.1.1.2 Modélisation de l'émission et de la réception piézoélectrique	30
2.1.1.3 Validation par comparaison expérimentale	33
2.1.2 Temps de vol	34
2.1.2.1 Détection basique des temps de vol : le maximum de l'enveloppe	34
2.1.2.2 Détection de temps de vol par compensation de la dispersion	36
2.1.2.3 Détection des temps de vol par méthode temps-fréquence	42
2.1.3 Comparaison des différentes méthodes de détection de temps de vol	47
2.1.4 Champs dérivés des signaux complets et leurs calibrations	50
2.2 Résultats sur données simulées	52
2.2.1 Tomographie en temps de vol	52
2.2.1.1 Cas d'un défaut réfractant - défaut n° 1	53
2.2.1.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	59
2.2.1.3 Défaut réfractant et très diffusant - défaut n° 3	61

2.2.1.4 Discussion	62
2.2.2 HARBUT	62
2.2.2.1 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	63
2.2.2.2 Défaut réfractant et très diffusant - défaut n° 3	64
2.3 Conclusion	64
3 Les méthodes passives et leur application au contrôle du vieillissement des matériaux	67
3.1 Méthodes passives pour le contrôle santé intégré	67
3.1.1 La corrélation de bruit ambiant	68
3.1.1.1 Milieux fermés, milieux ouverts et généralisation	69
3.1.1.2 Cas d'un champ non complètement diffus	70
3.1.1.3 Qualité de la convergence	72
3.1.2 Le filtre inverse	73
3.1.2.1 Fonctionnement actif	75
3.1.2.2 Fonctionnement passif (FIP)	75
3.1.3 Signaux passifs pour la tomographie par ondes guidées	77
3.2 Comparaison actif-passif	78
3.3 Application des méthodes passives au contrôle du vieillissement des matériaux	82
3.3.1 Identification de paramètre matériau par ajustement d'une courbe de dispersion	84
3.3.2 Cas d'une faible bande passante : $\varnothing_{\text{piézo}} = 18\text{ mm}$	85
3.3.2.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)	85
3.3.2.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2)	88
3.3.3 Cas d'une bande passante plus large : $\varnothing_{\text{piézo}} = 13\text{ mm}$	92
3.4 Conclusion sur les méthodes passives	95
4 Tomographies expérimentales actives et passives	97
4.1 Configuration expérimentale	98
4.1.1 Référence : scan ultrasonore en immersion	99
4.1.2 Acquisition active	100
4.1.3 Acquisition passive	100
4.2 Tomographie en temps de vol	100
4.2.1 Tomographie active	101
4.2.2 Tomographie passive	103
4.2.2.1 Image brute (flou gaussien + seuil physique)	103
4.2.2.2 Régularisation	105
4.2.3 Conclusion sur la tomographie en temps de vol	108
4.3 HARBUT	108
4.3.1 Tomographie active	109
4.3.2 Tomographie passive	110
4.3.2.1 Cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition	112
4.3.2.2 Cas d'un bruit ambiant violant l'hypothèse d'équipartition	113
4.4 Conclusions sur la tomographie passive	116
5 Les réseaux de BRAGG sur fibre optique pour la tomographie passive	119
5.1 Principe de mesure par réseaux de BRAGG	119
5.2 Comparaison actif-passif	121
5.3 Représentation temps-fréquence	124
5.3.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)	124
5.3.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2) - identification du module d'YOUNG	126
5.4 Conclusion	128
Conclusion	131
Bibliographie	135
A Base de B-splines	143

B Terminologies : absolue, relatif, état de référence	145
B.1 Tomographies en temps de vol actives	146
B.2 Tomographies en temps de vol passives	146
C Les effets de distorsion d'un paquet d'ondes à bas produit <i>fréquence</i> × <i>épaisseur</i>	149
D Représentations supplémentaires de temps de vol pour des illuminations complètes	153
E Représentation des rayons dans le cas des défauts intermédiaire et expérimental	155
F Tomographie pour des données issues de la simulation de type déplacement u_3	157
F.1 Défaut réfractant - défaut n° 1 (tomographie en temps de vol)	157
F.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	160
F.2.1 Tomographie en temps de vol	160
F.2.2 HARBUT	160
G Résolution des algorithmes de tomographie par ondes guidées	163
H Effet du couplage électromagnétique en passif	167
I Effet de la régularisation pour les tomographies passives	169
I.1 Corrélation de bruit ambiant	169
I.2 Filtre inverse passif	169
Table des matières	173

Introduction générale

Dans les industries aéronautique, spatiale, ferroviaire, navale, pétrochimique ou encore nucléaire, où une défaillance non-contrôlée peut donner lieu à une catastrophe, le maintien de l'intégrité des structures revêt une importance critique. La maintenance joue un rôle prépondérant aussi bien du point de vue des coûts que de la sécurité.

Le **contrôle santé intégré** (*Structural Health Monitoring* en anglais) (**SHM**) vise à intégrer des capteurs dans une structure pour suivre l'évolution de son état de santé en temps réel. Il permet ainsi de réaliser soit de la maintenance prévisionnelle, et donc d'anticiper des défaillances potentielles, soit, à terme, de la maintenance conditionnelle, sur alerte du système **SHM**. Pour ce faire, un système **SHM** doit être en mesure de fournir un « diagnostic », comprenant différents niveaux d'information sur le défaut (détection, localisation, classification et estimation de sa taille), puis, si possible, un « pronostic », visant à estimer la durée de vie résiduelle de la structure.

A la différence des méthodes de **contrôle non destructif (CND)** couramment utilisées à l'heure actuelle durant les opérations de maintenance, le **SHM** a pour but de réduire fortement les temps d'immobilisation de la structure. De plus, un système **SHM** peut inspecter des zones qui seraient inaccessibles avec des méthodes de **CND** classique. En revanche, le **SHM** présente aussi certaines contraintes liées à son aspect « intégré ». Ces dernières font qu'il n'est en général pas possible d'embarquer directement une technologie employée en **CND** pour en faire un système **SHM**. Les méthodes employées en **SHM** font appel à des technologies spécifiques concernant toute la chaîne qui va du capteur jusqu'aux unités de traitement et d'interface avec l'utilisateur, et qui passe par les moyens de stockage de l'énergie et de communication (éventuellement sans fil) pour rapatrier les informations hors de la structure. Par ailleurs, pour des questions de coût et d'intrusivité (notamment, dans certaines applications, la masse ajoutée), le nombre de capteurs qu'il est possible d'embarquer est souvent limité. Il faut donc être capable de fournir un diagnostic et un pronostic avec relativement peu de sources d'information, ce qui implique d'embarquer des capteurs extrêmement fiables et performants, disposés à des endroits critiques de la structure, choisis avec soins.

Il existe une grande variété de défauts présents dans l'ensemble des secteurs industriels. Ces défauts peuvent apparaître lors de la fabrication, par exemple en fonderie (on peut citer les criques, les retassures, les porosités ou encore les soufflures), en soudage (inclusion, manque de fusion), ou bien pendant la vie de la structure (par exemple la corrosion, les délaminages ou encore les fissures). Le **SHM** s'intéresse généralement au contrôle de la structure au cours de sa vie opérationnelle. Les événements causant l'apparition de ces défauts peuvent être instantanés (impact créant un délaminage) ou s'établir sur la durée comme les fissures de fatigue et les attaques de corrosion. Les travaux de cette thèse traitent ce dernier type de défaut, la corrosion, qui pose problème dans un grand nombre de secteurs industriels (aéronautique, pétrochimique, nucléaire, etc.).

Il existe une grande variété de défauts de corrosion (feuilletante, par piqûres, uniforme, intergranulaire, cavernieuse, etc.). Nous considérons ici le cas d'une attaque de corrosion relativement avancée conduisant à une perte d'épaisseur significative d'une structure mince assimilable à une plaque. Nous utilisons pour cela des ondes élastiques guidées qui sont très sensibles à ce type de défaut [1]. Ces ondes se propageant sur de grandes distances, un nombre limité de capteurs embarqués (généralement des transducteurs piézoélectriques) peut contrôler une zone relativement étendue.

En général, les méthodes **SHM** basées sur des **ondes élastiques guidées (OG)** utilisent un état de référence (état de la structure lorsqu'elle est saine). Ce dernier est comparé à l'état courant en réalisant, par exemple, la soustraction des signaux entre ces deux états. Cela permet de mettre en évidence la contribution d'un potentiel défaut, non détectable à l'aide seulement de l'état courant, en utilisant

des méthodes « classiques » (p. ex. dépassement de seuil en amplitude de l'écho pour la détection et triangulation par temps de vol pour la localisation du défaut [2]). Sans prise en compte des phénomènes extérieurs et sans adaptation des algorithmes, ces méthodes avec état de référence ne sont généralement pas robustes aux changements de conditions environnementales (température, contraintes, vieillissement des capteurs, etc.). Cela engendre un fort risque de fausses alarmes, ce qui est très pénalisant pour un système SHM [3, 2]. Des méthodes bien plus avancées que la simple soustraction des signaux ont été présentées par la communauté SHM. Certaines consistent à « dilater » les signaux pour prendre en compte certains effets dus à des variations de température [4], ou à construire des bases de données d'états sains [5] voire des méthodes de séparation de sources afin de discriminer, dans les signaux, des variations venant de l'environnement de variations venant des défauts [6]. Toutes ces méthodes souffrent toutefois de problèmes de performances ou sont impossibles à mettre en pratique sur des structures réelles, hors du laboratoire, si bien qu'aucune méthode SHM par OG basée sur l'utilisation d'un état de référence n'a réellement émergé jusqu'à présent dans un contexte industriel.

Afin de s'affranchir de l'utilisation d'un état de référence, il a été décidé dans cette thèse d'augmenter la densité de capteurs par rapport aux solutions classiques [7, 8, 9]. Cela permet d'augmenter la quantité d'informations qu'il est possible de récupérer sur la structure, et, ce faisant, de s'affranchir de l'utilisation d'un état de référence. Des algorithmes dits de tomographie par ondes élastiques guidées (OG) ont notamment été utilisés dans cette thèse. Ils permettent d'obtenir, *via* la mesure de toutes les réponses croisées d'une distribution de capteurs disposés autour de la zone à contrôler, des cartographies quantitatives d'épaisseur de la plaque. Celles-ci donnent directement et de manière non ambiguë la position, l'étendue et la profondeur d'éventuelles pertes d'épaisseur par corrosion, le tout sans nécessité d'un état de référence. Le fond uniforme de la cartographie - voire la cartographie à l'état sain dans le cas de structures complexes - fait office de référence, tout en ne présentant pas le problème de fausses alarmes présentés plus haut puisque la soustraction des signaux bruts n'est pas nécessaire.

Toutefois, augmenter le nombre de capteurs a un coût, notamment en termes de masse ajoutée pour certaines applications, mais aussi pour ce qui est des câbles, des connexions et de la complexité.

Une solution très prometteuse pour multiplier la densité de points de mesure des OG sans augmenter l'intrusivité du système est offerte par les réseaux de BRAGG sur fibre optique (*Fiber BRAGG Gratings en anglais*) (FBG) [10, 11]. Les technologies liées à ce type de capteur sont en plein essor (augmentation de la fréquence d'échantillonnage, multiplexage de plusieurs réseaux sur une seule fibre), ce qui laisse présager la possibilité d'utiliser en simultanément quelque dizaines de réseaux par fibre d'ici à quelques années, possiblement en environnements sévères (hautes températures, milieux radioactifs).

Toutefois, contrairement aux transducteurs piézoélectriques, les FBG ne permettent pas d'émettre d'ondes élastiques, mais seulement de les capter, *via* la mesure des déformations locales dans l'axe de la fibre.

Pour pouvoir exploiter ces capteurs FBG purement « passifs », l'idée à l'origine de ces travaux consiste à utiliser une méthode dite « passive », qui se base sur l'utilisation des champs élastiques diffus naturellement présents dans la structure. On peut ainsi montrer que, moyennant certaines hypothèses, il est possible de retrouver la fonction de GREEN entre deux capteurs (comme si l'un était utilisé comme émetteur et l'autre comme récepteur) à partir du signal de bruit mesuré simultanément entre ces deux capteurs. Plusieurs sources de bruit peuvent exister dans une structure en fonctionnement (par exemple les turbulences aérodynamiques dans le cas d'un avion en vol). Certains travaux récents ont cherché à exploiter les méthodes passives pour du SHM par OG. Citons notamment les cas de DURoux [12] et CHEHAMi [13] qui ont exploité cette idée pour obtenir des cartographies de la structure à partir de deux algorithmes différents. Toutefois, ces travaux se basent toujours sur un nombre limité de capteurs et exploitent un état de référence, tout en ne fournissant pas d'images quantitatives.

Le couplage FBG / exploitation du bruit ambiant constitue une réelle originalité qui offre une voie nouvelle pour le développement de solutions SHM par OG sans état de référence grâce à la grande densité de points de mesure qu'offrent les FBG de par leur très faible intrusivité.

Les travaux de ce manuscrit présentent une méthode d'imagerie quantitative et sans état de référence de défauts de corrosion d'une plaque mince exploitant de manière passive un réseau embarqué de capteurs d'ondes guidées. Pour ce faire, ce travail est divisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre présente dans un premier temps plus en détail les avantages et les contraintes liés à un contexte SHM. Ensuite, est explicitée la théorie sur les OG, ce qui permet de cadrer le domaine de travail (modes utilisés, fréquences de travail). Enfin, les algorithmes de tomographie utilisés dans ces

travaux et leurs hypothèses sont décrits.

Dans le deuxième chapitre des études basées sur des [simulations par éléments finis \(FEM\)](#) permettent de mettre en évidence les propriétés et les performances des différents algorithmes de tomographie. Pour ce faire, différentes configurations typiques (nombre de capteurs, type de défauts) sont établies. Une stratégie de simulation a été établie, afin de générer les grandes quantités de données nécessaires à ces études. Deux aspects sont particulièrement analysés dans un premier temps. Tout d'abord est traité le comportement en émission et en réception de transducteurs piézoélectriques, afin de bien prendre en compte leurs effets dans les algorithmes de tomographie. Ensuite, plusieurs méthodes de détection de [temps de vol \(T_{DV}\)](#) sont étudiées car une mesure très précise des [T_{DV}](#) est indispensable pour obtenir, *in fine*, des images de bonnes qualités. Enfin, les algorithmes de tomographie sont appliqués à différents défauts types pour montrer leur potentiel selon les caractéristiques de ces défauts (réfractant, diffusant).

Le troisième chapitre présente deux méthodes passives d'exploitation des sources de bruit ambiant, la [corrélation de bruit ambiant \(CBA\)](#) et le [filtre inverse passif \(FIP\)](#). Les avantages du [FIP](#) par rapport à la [corrélation de bruit ambiant \(CBA\)](#), lorsque ces algorithmes passifs sont couplés à la tomographie (ou plus généralement dès qu'un grand nombre de capteurs est utilisé), sont décrits. Une méthode annexe au but principal de cette thèse est proposée à la fin de ce chapitre. Elle consiste à contrôler le vieillissement de matériaux par suivi des propriétés mécaniques (le module d'YOUNG par exemple) à l'aide d'un faible nombre de capteurs et de manière passive.

Dans le quatrième chapitre sont proposés les résultats principaux de cette thèse. En effet, des images expérimentales de tomographies actives et passives sont comparées quantitativement à la fois pour les tomographies en temps de vol et pour un algorithme plus poussé : [Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography \(HARBUT\)](#). Par ailleurs, est présentée à la fin de ce chapitre une étude sur la répartition spatiale du bruit ambiant, qui permet de montrer l'efficacité du [FIP](#) couplé à la tomographie dans le cas d'un bruit ambiant n'étant pas en équipartition.

Le cinquième et dernier chapitre est un chapitre d'ouverture. Il montre une toute première démonstration expérimentale de mesures passives par [réseaux de BRAGG sur fibre optique \(Fiber BRAGG Gratings en anglais\) \(FBG\)](#) qui laisse à penser que la tomographie passive par [FBG](#) est prometteuse.

Imagerie par ondes élastiques guidées pour le contrôle santé intégré

Sommaire du présent chapitre

1.1 Contrôle santé intégré (SHM)	5
1.1.1 Du contrôle non destructif au contrôle santé intégré	5
1.1.2 Définition et intérêts d'un système SHM	6
1.2 Ondes élastiques guidées	7
1.2.1 Ondes élastiques de volume	8
1.2.2 Propagation guidée	10
1.3 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées	13
1.3.1 Modèle complet <i>versus</i> modèle simplifié	15
1.3.2 Modèle géométrique, en temps de vol	16
1.3.3 Modèles ondulatoires	20
1.3.4 HARBUT	25

Ce chapitre introduit trois thématiques principales de ce manuscrit. Premièrement, est décrit le contexte dans lequel les travaux ont été réalisés, à savoir celui du **contrôle santé intégré** (*Structural Health Monitoring* en anglais) (SHM). Ensuite, avant d'aborder les méthodes d'imagerie, la théorie sur les **ondes élastiques guidées** (OG) est explicitée. Enfin, sont présentés les algorithmes de tomographie utilisés pour ces travaux.

1.1 Contrôle santé intégré (SHM)

Le SHM est une discipline récente. Il est très lié au **contrôle non destructif** (CND), les deux disciplines s'intéressant à la santé d'une structure. Cette section explicite donc dans un premier temps ce qui diffère entre le CND et le SHM. Dans un second temps, une définition générique du SHM est présentée. Enfin, des motivations pouvant pousser à choisir un système SHM à la place (ou en combinaison à) de la maintenance par CND seront exposées.

1.1.1 Du contrôle non destructif au contrôle santé intégré

Dans l'industrie aéronautique, spatiale, pétrochimique ou encore nucléaire, où une défaillance non-contrôlée peut donner lieu à une catastrophe, le maintien de l'intégrité des structures revêt une importance critique. La maintenance joue un rôle prépondérant aussi bien du point de vue des coûts (GIURGIUTIU et al. estiment dans [14] que la maintenance et les réparations sont responsables de 25 % des coûts d'exploitation des compagnies aériennes américaines) que de la sécurité.

Afin de limiter le risque d'un défaut passé inaperçu causant une défaillance majeure, les structures doivent donc être surdimensionnées afin de résister à une usure supérieure à ce pour quoi elles ont été prévues. En plus du surcoût imposé, cela peut également limiter leurs performances (par exemple en augmentant la masse et donc la consommation d'un avion de ligne).

Pour éviter ces désagréments, les méthodes de **CND** s'attachent à détecter d'éventuels défauts et à suivre leur évolution au cours du temps afin de déceler suffisamment tôt les signes d'une défaillance à venir.

Le **CND** regroupe l'ensemble des méthodes permettant d'inspecter et d'évaluer l'état de santé d'une structure sans dégrader celle-ci. Il peut être utilisé autant lors de sa fabrication (contrôle qualité), pour contrôler sa conformité, qu'après sa mise en service afin de suivre son évolution et estimer son usure. Le **CND** permet par exemple de déterminer la localisation d'un défaut, sa nature, ses dimensions. On peut ensuite évaluer sa dangerosité et si nécessaire procéder à une inspection plus approfondie. Le **CND** utilise des capteurs placés à la surface de la structure ou déportés de cette dernière. Ils sont amenés et éventuellement déplacés par un opérateur ou un robot, afin de balayer une certaine partie de la structure.

Cependant, de tels contrôles sont coûteux non seulement en terme d'équipement et de personnel, mais également en raison de l'indisponibilité qu'ils entraînent (par exemple due au démontage de la pièce à inspecter, à l'arrêt du réacteur ou du pipeline). De plus, la géométrie parfois complexe de ces structures rend difficile l'inspection de certaines zones, réduisant la fiabilité du contrôle.

Une approche plus récente consiste à intégrer directement des capteurs à la structure étudiée et à les laisser sur place, afin de suivre de manière très régulière (possiblement en temps réel) l'évolution de l'état de santé de la structure. On parle alors de **contrôle santé intégré (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM)**. Le **SHM** est naturellement adapté à l'inspection des zones difficiles d'accès telles que les cuves de réacteurs nucléaires, les plateformes pétrolières ou les éoliennes offshore.

Le **SHM** est un ensemble de disciplines permettant d'intégrer des capteurs et des actionneurs dans une structure dans le but d'enregistrer, analyser et localiser des endommagements de cette structure. A tout instant, le système **SHM** doit être capable de diagnostiquer l'état de santé de chacun des constituants de la structure complète puis, idéalement, d'estimer sa durée de vie résiduelle (pronostic) [15]. Dans sa première fonction, celle de « diagnostic », le **SHM** est très proche du **CND** puisque ses moyens physiques d'investigation sont similaires à ceux du **CND**. Mais le **SHM** cherche à aller plus loin que le **CND**. Une première raison à cela concerne la notion de « pronostic », c.a.d. accéder à la durée de vie résiduelle. Cette notion de pronostic fait partie intégrante de la démarche de déploiement d'un système **SHM** en lien direct avec la stratégie de maintenance. Ensuite, le caractère intégré du **SHM** introduit certaines contraintes empêchant d'utiliser à l'identique des techniques de **CND**. En effet, généralement le **CND** se base sur des méthodes consistant à balayer un capteur sur la structure inspectée (ultrasons, courants de FOUCAULT par exemple) ou sur des équipements de grandes dimensions généralement déportés de la structure. Ce dernier cas permet d'avoir un grand angle de vue et les équipements déportés ne nécessitent pas d'être déplacés (thermographie infrarouge, rayons X par exemple). En **SHM**, tout cela n'est pas possible puisque les capteurs sont intégrés, donc fixes par rapport à la structure.

Il est illusoire de remplacer totalement le **CND** par le **SHM** car il semble impossible de concevoir un ensemble de systèmes contrôlant la totalité de structures pouvant être très complexes. De plus, dans certains cas les performances du **SHM** ne sont pas assez satisfaisantes (la finesse du diagnostic peut être insuffisante), alors il pourra servir de prédiagnostic pour un **CND** ciblé et donc bien plus efficace. **SHM** et **CND** sont donc complémentaires.

1.1.2 Définition et intérêts d'un système SHM

Définition Il existe un document de référence [16] rédigé par un groupe de travail d'experts internationaux du **SHM** au sein de la *SAE International* et publié en 2013. Ce document définit le **SHM** comme : « the process of acquiring and analyzing data from on-board sensors to evaluate the health of a structure. » [voir 16, page 4]. Il est le premier de la communauté **SHM** à définir la terminologie et un ensemble de bonnes pratiques pour le domaine aéronautique.

En général, on ne parle pas de **SHM** mais plutôt de système **SHM**. On entend par système **SHM**, la chaîne complète partant de la structure pour arriver à l'information finale souhaitée, c.a.d. la durée de vie résiduelle. Un tel système dépend de la structure inspectée, du type de défaut recherché et des sollicitations extérieures (thermique, mécanique, etc.). Il est composé de capteurs (et éventuellement d'actionneurs) intégrés à la structure, de dispositifs d'acquisition, d'une centrale de traitement (n'étant

pas forcément embarquée dans la structure) faisant appel à des algorithmes plus ou moins élaborés et d'une interface homme-machine permettant de présenter le diagnostic à un opérateur.

La conception d'un système SHM fait donc appelle à un large éventail pluridisciplinaire dans les différents domaines de la physique, de l'électronique, de l'informatique, des matériaux, ... Cette diversité s'illustre dans les phénomènes physiques, intimement liés aux défauts recherchés. Il peut s'agir d'ultrasons (ondes élastiques de volume, ondes élastiques guidées utilisant des transducteurs Titano-Zirconate de Plomb (PZT)¹ par exemple), de courants de FOUCAULT, d'optique (utilisant des fibres optiques sensibles aux déformations, à la température, à l'humidité, à la pression), de vibration (analyse modale libre ou forcée à l'aide d'accéléromètres pouvant être des systèmes microélectromécaniques (*MicroElectroMechanical Systems en anglais*) (MEMS) ou, à l'aide de capteurs piézoélectriques) ou encore d'autres phénomènes physiques ...

Tout comme le CND, les domaines d'application du SHM sont très larges. Historiquement, les travaux en SHM ont démarré dans les secteurs de l'aéronautique et du génie civil [17] mais il est aussi possible de citer les domaines de l'énergie (éoliennes, plates-formes offshore) ou bien encore des transports (naval, ferroviaire). Deux congrès consacrés à la discipline présentent une bonne synthèse des travaux courant sur le SHM : l'*International Workshop on Structural Health Monitoring* ayant lieu toutes les années impaires à Stanford (Californie) et son pendant européen l'*European Workshop on Structural Health Monitoring* lui ayant lieu toutes les années paires dans une ville différente (Cachan-2002, Munich-2004, Grenade-2006, Cracovie-2008, Sorrente-2010, Dresde-2012, Nantes-2014, Bilbao-2016).

En général, on dit qu'un système SHM doit répondre à cinq niveaux d'informations (basés sur une classification initialement proposée par RYTTER dans [18]) sur l'état de santé de la structure contrôlée :

Niveau 1 - Détection Indication qualitative sur la présence d'un défaut ou non. Cela se manifeste en général par une alarme.

Niveau 2 - Localisation Indication de la position probable du défaut.

Niveau 3 - Classification Indication sur le type de défaut détecté.

Niveau 4 - Taille Estimation de la géométrie du défaut.

Niveau 5 - Pronostic Prédiction sur la santé de la structure. Estimation de la durée de vie résiduelle.

Les travaux de cette thèse traitent des niveaux 1 à 4. En effet, la tomographie par ondes guidées est une méthode quantitative permettant ainsi de reconstruire la géométrie complète d'un défaut de corrosion. L'aspect pronostic, intimement lié aux propriétés d'évolution du défaut, n'est pas abordé.

Intérêts d'un système SHM En fournissant des informations en temps réel sur la structure qu'il surveille, un système SHM permet de réduire les temps d'immobilisation et d'apporter une sécurité en diminuant le nombre d'accidents.

Le SHM permet aussi de revoir la conception en évitant de sur-dimensionner la structure ce qui entrainerait des limitations de performances (notamment en aéronautique où la masse est un facteur clé). De plus, un système SHM peut inspecter des zones qui seraient inaccessibles avec des méthodes de CND classiques. Ce cas se présente par exemple pour les éoliennes offshore ou pour des pièces nécessitant que la structure soit démontée puis remontée pour y accéder, ce qui par ailleurs pourrait entraîner des fragilisations [19].

Avec un système SHM il est également possible d'effectuer de la maintenance prévisionnelle. En effet, en suivant le vieillissement de la structure en temps réel, ces technologies permettent d'anticiper les défaillances, ce qui présente un réel intérêt au niveau logistique (acheminement de pièces de rechange ou de personnel qualifié).

Enfin, on peut imaginer déclencher les opérations de maintenance uniquement sur alertes du système SHM, ce qu'on appelle la maintenance conditionnelle.

1.2 Ondes élastiques guidées

Nous avons choisis d'utiliser des ondes élastiques guidées (OG) pour détecter de la corrosion puisqu'elles ont l'aptitude à se propager sur de longues distances. De plus, elles ont un caractère dispersif qui

1. En général en SHM on utilise des transducteurs piézoélectriques comme émetteur et/ou récepteur d'ondes élastiques guidées. Par abus de langage on parle souvent de transducteur PZT acronyme du matériau Titano-Zirconate de Plomb qui est majoritairement utilisé pour ces transducteurs.

permet, en l'étudiant, de remonter à des variations d'épaisseur. Nous présentons ici le formalisme ondes guidées nécessaire pour réaliser de la tomographie par ondes élastiques guidées. En partant de la nature cristalline du milieu considéré, les équations d'ondes de volume sont explicitées. Puis, à partir de ces équations mettant en jeu la composante de pression associée à la vitesse longitudinale et la composante de cisaillement associées à la vitesse transversale, et en introduisant les conditions aux limites de la plaque, les champs de déplacement sont identifiés et l'équation de RAYLEIGH-LAMB exprimée. Cette équation de dispersion permet d'étudier les propriétés fondamentales des OG et de mettre en évidence l'existence de plusieurs modes guidés dans une plaque. Enfin, sont évoquées les géométries et le domaine de produit *fréquence* \times *épaisseur* de travail dans le cadre de cette thèse.

1.2.1 Ondes élastiques de volume

De la nature cristalline au milieu continu Les matériaux dignes d'intérêt pour le SHM, tels que les métaux ou les composites, constituent des milieux élastiques au sein desquels la propagation des ondes est régie par les équations de l'élastodynamique. Dans le cas des métaux, auquel nous nous limiterons dans le cadre de cette thèse, celles-ci reposent, au niveau le plus fondamental, sur une description du métal comme un cristal monoatomique. Les différents modes de volume ainsi que leurs relations de dispersion sont obtenus par application directe de la loi de NEWTON à chaque atome du cristal [20].

Soient \mathbf{a} , \mathbf{b} , et \mathbf{c} les vecteurs représentant les directions des axes principaux du cristal, et considérons la propagation d'une onde plane selon \mathbf{a} . Soit u_n le déplacement selon \mathbf{a} de l'atome n de masse m par rapport à sa position d'équilibre a . L'équation du mouvement est alors :

$$m \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} = \kappa_a (u_{n-1} + u_{n+1} - 2u_n), \quad (1.1)$$

où κ_a est la constante élastique qui donne lieu à une force de rappel $\pm \kappa_a |d - a|$ lorsque la distance d entre deux atomes dévie de sa valeur à l'équilibre a .

En considérant un régime sinusoïdal sans atténuation, cette équation peut être résolue pour donner la relation de dispersion $\omega(k)$ pour l'onde dite longitudinale (L) de nombre d'onde k :

$$\omega(k) = 2 \sqrt{\frac{\kappa_a}{m}} \left| \sin\left(\frac{ka}{2}\right) \right|, \quad (1.2)$$

où ω est la pulsation.

On obtient un résultat similaire si l'on considère une onde polarisée selon \mathbf{b} (branche transversale T_1) ou selon \mathbf{c} (branche T_2). Seules les constantes élastiques diffèrent (κ_b et κ_c). Les courbes de dispersion des trois modes sont représentés sur la figure 1.1.

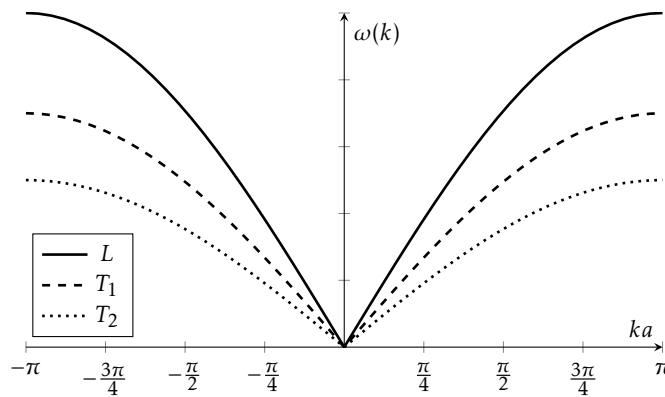


FIGURE 1.1 – Courbes de dispersion pour la branche longitudinale et les deux branches transversales, dans la première zone de Brillouin.

Il est important de noter qu'à basse fréquence ($ka \ll \pi$), la relation de dispersion est linéaire, i.e. le milieu n'est pas dispersif pour les ondes de volume. Les vitesses de phase et de groupe sont alors égales

et valent :

$$v_\varphi = \frac{\omega(k)}{k} = 2\sqrt{\frac{\kappa_a}{m}} \left| \frac{\sin\left(\frac{\kappa_a}{2}\right)}{k} \right| \cong \operatorname{sgn}(k) \sqrt{\frac{\kappa_a}{m}} a, \quad (1.3)$$

$$v_G = \frac{\partial\omega(k)}{\partial k} = \operatorname{sgn}(k) a \sqrt{\frac{\kappa_a}{m}} \left| \cos\left(\frac{\kappa_a}{2}\right) \right| \cong \operatorname{sgn}(k) \sqrt{\frac{\kappa_a}{m}} a. \quad (1.4)$$

Pour les matériaux d'intérêt pour le SHM, la fréquence de coupure $\omega_c = 2\sqrt{\frac{\kappa_a}{m}}$, pour laquelle $v_G = 0$, est de l'ordre du térahertz. Les fréquences de travail usuelles en SHM par OG étant au plus de quelques mégahertz, nous travaillerons donc toujours dans la partie linéaire des courbes de dispersion des ondes de volumes. La nature cristalline du solide est alors imperceptible et celui-ci peut être approximé par un milieu continu.

Les équations d'onde Considérons un solide élastique infini. Chaque point du solide au repos est repéré par sa position $\mathbf{x} = (x_1\mathbf{e}_1, x_2\mathbf{e}_2, x_3\mathbf{e}_3)$, $(x_1, x_2, x_3) \in \mathbb{R}^3$ et l'on note $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = (u_1(\mathbf{x}, t), u_2(\mathbf{x}, t), u_3(\mathbf{x}, t))$ le champ de déplacement. La dynamique des ondes de volume pour un milieu continu est entièrement décrite à l'aide de la deuxième loi de NEWTON (**Principe Fondamental de la Dynamique (PFD)**)² et de la loi de HOOKE³ linéarisée (petites déformations) :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}(\mathbf{u})}{\partial x_j}, \quad (1.5)$$

$$\sigma_{ij}(\mathbf{u}) = \sum_{kl} C_{ijkl} \epsilon_{kl}(\mathbf{u}), \quad (1.6)$$

où ρ est la densité du milieu, σ_{ij} le tenseur des contraintes, $\epsilon_{kl} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right)$ celui des déformations et C_{ijkl} le tenseur des rigidités élastiques, qui caractérise le matériau.

En combinant le PFD (1.5) et la loi de HOOKE (1.6), nous obtenons l'équation du champ de déplacement (équation du mouvement) :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_l \left(\sum_{j,k} C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \right). \quad (1.7)$$

Nous nous limiterons aux matériaux homogènes et isotropes puisque nous travaillons avec de l'aluminium dans ce manuscrit. Selon le matériau considéré, le tenseur des rigidités élastiques C_{ijkl} comprend un certain nombre de symétries et donc de composantes nulles, opposées ou bien égales entre elles. Selon le milieu considéré, ses propriétés physiques varient avec la direction. Le nombre de composantes élastiques indépendantes n'est donc pas le même selon les matériaux. Si aucune hypothèse n'est faite, le comportement élastique d'un matériau est modélisé par un tenseur d'ordre 4 contenant 81 coefficients élastiques. Ce n'est qu'en considérant la symétrie des tenseurs des déformations et des contraintes que l'on tombe à 36 coefficients indépendants (ce qui nous permet d'utiliser la notation de VOIGT et ainsi d'écrire C_{ijkl} sous la forme d'un tenseur d'ordre 2 : C_{ij}) puis en tenant compte de la stabilité énergétique du tenseur des rigidités, il ne reste plus que 21 coefficients indépendant (cas des cristaux du système *triclinique*). Travaillant dans l'autre cas extrême, à savoir le solide *isotrope* (aluminium), C_{ij} comprend seulement deux composantes indépendantes (c_{11} et c_{12}) puisque $c_{66} = c_{55} = c_{44} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$. Du fait du caractère isotrope, les constantes de rappel transversales sont égales. Ainsi les branches T_1 et T_2 de la figure 1.1 sont confondues. Le caractère homogène quant à lui implique que les composantes de tenseur des rigidités élastiques C_{ij} soient constantes quand la position varie.

Afin de résoudre les trois équations du mouvement (1.7), il est commode d'utiliser la décomposition de HELMHOLTZ. Le champ de déplacement \mathbf{u} est alors exprimé comme dérivant d'un potentiel scalaire φ et d'un potentiel vectoriel $\boldsymbol{\psi}$, tels que $\mathbf{u} = \nabla\varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}$. On peut alors montrer que les équations se découpent

2. Notons que dans le PFD, nous avons négligé la pesanteur. Pour être plus rigoureux, il faudrait ajouter au terme de droite de l'équation (1.5) une densité de force f_i par unité de volume.

3. Notons que nous n'utiliserons pas la convention d'EINSTEIN sur la sommation des indices répétés tout du long de ce manuscrit.

en une composante de pression (mode longitudinal, irrotationnel) et une composante de cisaillement (modes transversaux, de divergence nulle) :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - V_L^2 \Delta \varphi = 0, \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - V_T^2 \Delta \psi = 0, \quad (1.9)$$

avec les valeurs des vitesses longitudinale et transversale suivantes :

$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}}, \quad (1.10)$$

$$V_T = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{55}}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{66}}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{11} - c_{12}}{2\rho}}. \quad (1.11)$$

1.2.2 Propagation guidée

Lorsque des ondes de volume se propagent dans une plaque mince, celles-ci se réfléchissent successivement au niveau des deux surfaces libres. Ces réflexions successives donnent lieu à des modes guidés se propageant en deux dimensions dans le plan de la plaque, appelés ondes de LAMB [voir 20, à la section 5.5].

La propagation guidée peut être étudiée en cherchant des solutions satisfaisant simultanément les équations du mouvement (pour les ondes de volume) ainsi que les conditions aux limites mécaniques. Dans le cas d'une plaque mince dans le plan $x_1 x_3$ délimitée par deux surfaces parallèles en contact avec l'air, les contraintes normales à la plaque σ_{i2} (σ_2 , σ_4 et σ_6 avec les notations de VOIGT) doivent être nulles.

En considérant une propagation dans la direction \mathbf{e}_1 , où \mathbf{e}_2 correspond à la normale à la plaque, et en négligeant la diffraction selon \mathbf{e}_3 , i.e. $\frac{\partial}{\partial x_3} \cong 0$, on exprime en régime sinusoïdal le déplacement en fonction des potentiels comme :

$$u_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} + \frac{\partial \psi_3}{\partial x_2} = -ik\varphi + \frac{\partial \psi_3}{\partial x_2}, \quad (1.12)$$

$$u_2 = \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi_3}{\partial x_1} = \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} + ik\psi_3, \quad (1.13)$$

$$u_3 = \frac{\partial \psi_2}{\partial x_1} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x_2} = -ik\psi_2 - \frac{\partial \psi_1}{\partial x_2}. \quad (1.14)$$

On peut dès lors noter que le déplacement selon \mathbf{e}_3 est découplé des deux autres. Il s'agit du mode de cisaillement horizontal (*SH*), une onde de volume se propageant dans la plaque. Cette onde n'a pas de composante verticale (selon \mathbf{e}_2). En revanche, les déplacements dans le plan sagittal (\mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2), dus aux modes de pression (ou longitudinal) (*P*) et de cisaillement vertical (ou transverse vertical) (*SV*) se couplent pour donner naissance aux modes de LAMB.

Il reste finalement à résoudre les équations (1.8) et (1.9) pour les potentiels. Dans cette configuration, le laplacien vaut $\Delta = -k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2}$. En définissant les quantités $p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2$ et $q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2$, on obtient alors les équations suivantes pour les modes propres de potentiels :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + p^2 \varphi = 0, \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} + q^2 \psi = 0. \quad (1.16)$$

Les modes sont alors déterminés en imposant les conditions aux limites sur les faces. Par hypothèse ($\frac{\partial}{\partial x_3} = 0$), σ_{32} (ou σ_4 avec les notations de VOIGT que nous utilisons dans la suite) est toujours nulle. Il reste donc à imposer que les contraintes normale σ_2 et tangentielle σ_6 s'annulent également. Pour un

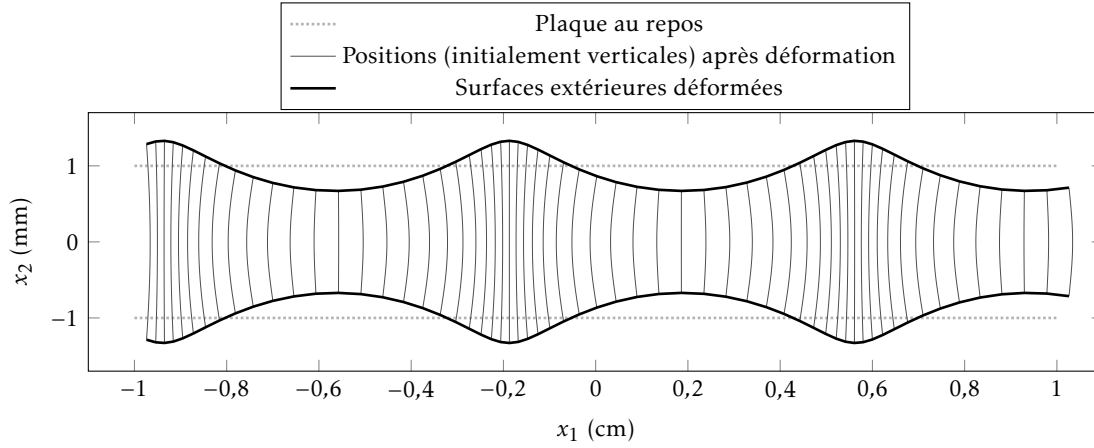


FIGURE 1.2 – Vue en coupe du premier mode symétrique S_0 . $f = 700$ kHz et $\lambda_{S_0} = 7,5$ mm pour une plaque d'aluminium de 2 mm.

solide isotrope, $\sigma_2 = c_{11}\epsilon - 2c_{66}\epsilon_1$, où la dilatation ϵ vaut $\sum_i \epsilon_i = \sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \Delta\varphi$. Ainsi,

$$\sigma_2 = c_{11}\Delta\varphi + 2c_{66}\left(k^2\varphi + ik\frac{\partial\psi_3}{\partial x_2}\right). \quad (1.17)$$

En appliquant les équations du mouvement, il vient :

$$\sigma_2 = c_{66}\left((k^2 - q^2)\varphi + 2ik\frac{\partial\psi_3}{\partial x_2}\right) \quad (1.18)$$

La contrainte tangentielle vaut quant à elle :

$$\begin{aligned} \sigma_6 &= c_{66}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right) = c_{66}\left(\frac{\partial^2\psi_3}{\partial x_2^2} + k^2\psi_3 - 2ik\frac{\partial\varphi}{\partial x_2}\right) \\ &= c_{66}\left((k^2 - q^2)\psi_3 - 2ik\frac{\partial\varphi}{\partial x_2}\right). \end{aligned} \quad (1.19)$$

En imposant que σ_2 et σ_6 s'annulent sur les deux surfaces libres, on obtient un système linéaire de deux équations couplées. Avant de les résoudre, exprimons les solutions générales des équations (1.15) et (1.16) :

$$\varphi(\mathbf{x}, t) = B\cos(px_2 + \alpha)e^{i(\omega t - kx_1)}, \quad (1.20)$$

$$\psi_3(\mathbf{x}, t) = A\sin(qx_2 + \alpha)e^{i(\omega t - kx_1)}. \quad (1.21)$$

Les champs de déplacement correspondants s'expriment à partir de (1.12) et (1.13) :

$$u_1(\mathbf{x}, t) = [-ikB\cos(px_2 + \alpha) + qA\cos(qx_2 + \alpha)]e^{i(\omega t - kx_1)}, \quad (1.22)$$

$$u_2(\mathbf{x}, t) = [-pB\sin(px_2 + \alpha) + ikA\sin(qx_2 + \alpha)]e^{i(\omega t - kx_1)}. \quad (1.23)$$

Pour une plaque centrée autour du plan $x_2 = 0$, l'annulation des contraintes au niveau des surfaces libres restreint les solutions à $\alpha \in \left\{0, \frac{\pi}{2}\right\}$. Si $\alpha = 0$, alors u_2 est impaire en x_2 et u_1 est paire. Cela correspond aux modes dits symétriques. Le premier d'entre eux est représenté sur la figure 1.2. Les déplacements ont été volontairement exagérés pour rendre la figure lisible. Ces profils de déplacement ont été tracés pour une plaque d'aluminium ($V_L = 6360$ m·s⁻¹, $V_T = 3140$ m·s⁻¹ et $\rho = 2,7$ g·cm⁻³) de 2 mm et pour une fréquence de 700 kHz (longueur d'onde du mode S_0 : $\lambda_{S_0} = 7,5$ mm).

Si $\alpha = \frac{\pi}{2}$, alors u_2 est paire en x_2 et u_1 est impaire. Cela correspond aux modes antisymétriques, dont

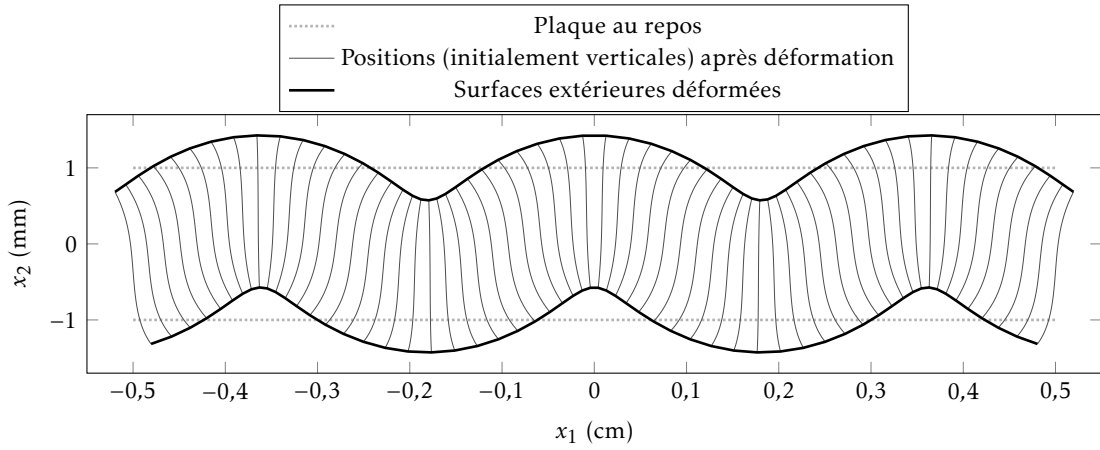


FIGURE 1.3 – Vue en coupe du premier mode antisymétrique A_0 . $f = 700$ kHz et $\lambda_{A_0} = 3,6$ mm pour une plaque d'aluminium de 2 mm.

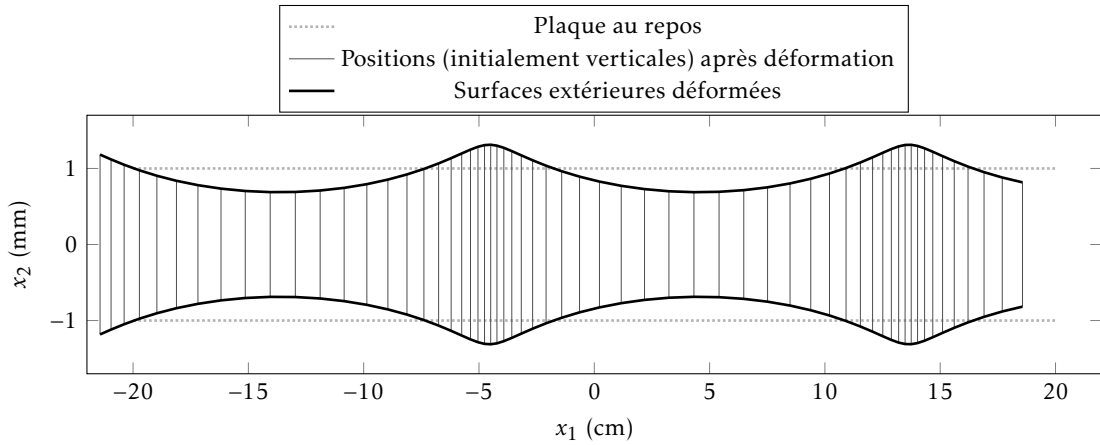


FIGURE 1.4 – Vue en coupe du premier mode symétrique S_0 . $f = 30$ kHz et $\lambda_{S_0} = 182$ mm pour une plaque d'aluminium de 2 mm.

le premier est représenté à la figure 1.3. De nouveau, les déplacements ont été volontairement exagérés pour rendre la figure lisible et les ordres de grandeur des dimensions correspondent aux configurations traitées dans ce manuscrit à l'exception de la fréquence. En effet, elle a été choisie ici à 700 kHz pour une longueur d'onde du mode A_0 , $\lambda_{A_0} = 3,6$ mm.

Les figures 1.2 et 1.3 ont été tracées dans un but de généralité. En réalité, les profils de déplacement à basse fréquence ($kh \ll 1$, i.e. lorsque la longueur d'onde λ est très grande devant l'épaisseur $2h$) sont moins complexes. En faisant l'hypothèse $kh \ll 1$, les profils de déplacement des figures 1.2 et 1.3 deviennent ceux des figures 1.4 et 1.5. Ces figures ont été tracées pour une fréquence $f = 30$ kHz, ce qui correspond à l'ordre de grandeur des fréquences de travail de cette thèse. Le déplacement u_1 est alors constant quelque soit x_2 dans la section pour x_1 fixé. On peut assimiler ces modes à des modes de plaque (compression et flexion) dont nous verrons une description simplifiée (hypothèse de MINDLIN-REISSNER) au chapitre 2.

Afin de disposer d'une description complète des modes guidés, il reste à calculer leurs relations de dispersion. Pour cela, on remplace les expressions (1.20) et (1.21) pour φ et ψ_3 dans celles des contraintes normale (1.17) et tangentielle (1.19), et on impose qu'elles s'annulent sur les surfaces libres, en $x_2 = \pm h$, h

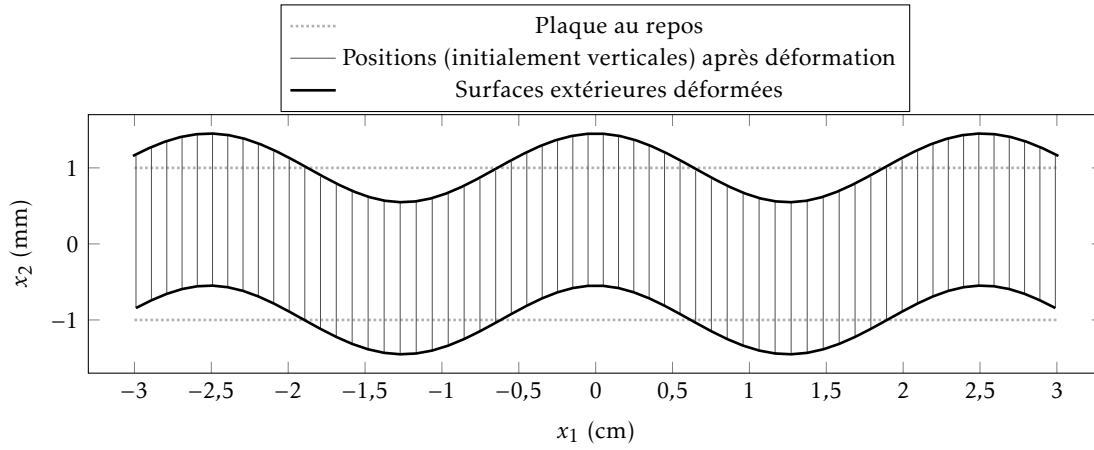


FIGURE 1.5 – Vue en coupe du premier mode symétrique A_0 . $f = 30$ kHz et $\lambda_{A_0} = 25$ mm pour une plaque d'aluminium de 2 mm.

étant la demi-épaisseur de la plaque. On obtient alors le système ⁴ suivant :

$$\begin{pmatrix} 2ikq \cos(qh + \alpha) & (k^2 - q^2) \cos(ph + \alpha) \\ (k^2 - q^2) \sin(qh + \alpha) & 2ikp \sin(ph + \alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = 0. \quad (1.24)$$

Pour obtenir la relation de dispersion, il est suffisant d'imposer que le déterminant de la matrice s'annule (condition pour que le système ait une solution non-triviale). Après calcul, on obtient finalement l'équation de RAYLEIGH-LAMB :

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4k^2 q^2 \left(1 - \frac{p \tan(ph + \alpha)}{q \tan(qh + \alpha)} \right). \quad (1.25)$$

Cette relation de RAYLEIGH-LAMB n'est pas explicite en raison de la dépendance de p et q en ω . Il est cependant possible de la résoudre numériquement pour obtenir une relation $\omega(k)$ pour chaque mode. La figure 1.6 présente les courbes de dispersion pour la vitesse de groupe v_G et la vitesse de phase v_φ pour les modes existant sous 1 MHz, calculées à l'aide du logiciel CIVA [21]. Ce logiciel développé au CEA List utilise pour cela un modèle semi-analytique par éléments finis. Une plaque d'aluminium ($V_L = 6360 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $V_T = 3140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) de 2 mm d'épaisseur sera utilisée tout du long de ce manuscrit.

1.3 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées

Nous introduisons ici différents algorithmes de tomographie par OG qui seront utilisés dans le chapitre 2 en actif puis, *in fine*, pour réaliser de la *tomographie passive* dans le chapitre 4.

La tomographie par ondes élastiques guidées permet d'imager de manière quantitative ⁵ une partie d'une structure jugée suffisamment critique pour qu'il soit décidé de la contrôler. Cette inspection se fait à l'aide de transducteurs situés autour de la zone critique. Ils émettent et reçoivent des ondes élastiques guidées ⁶ qui constituent, sous forme de signaux généralement complexes, les données d'entrée des algorithmes de tomographie. Ces derniers résolvent un problème inverse qui consiste en l'inversion des signaux mesurés pour produire une cartographie de la zone inspectée.

4. Notons que le système (1.24) permet de trouver la relation liant les coefficients A et B en choisissant une solution particulière pour l'une des deux équations. Pour tracer les figures 1.2 à 1.5, nous avons choisi $A = C[(k^2 - q^2) \cos(ph + \alpha)]$ et $B = C[-2ikq \cos(qh + \alpha)]$ avec C une constante permettant d'exagérer les déplacements.

5. La corrosion introduit une perte d'épaisseur locale de la plaque inspectée. L'image représentera localement l'épaisseur de cette dernière.

6. Seules les ondes de LAMB sont étudiées dans ce manuscrit.

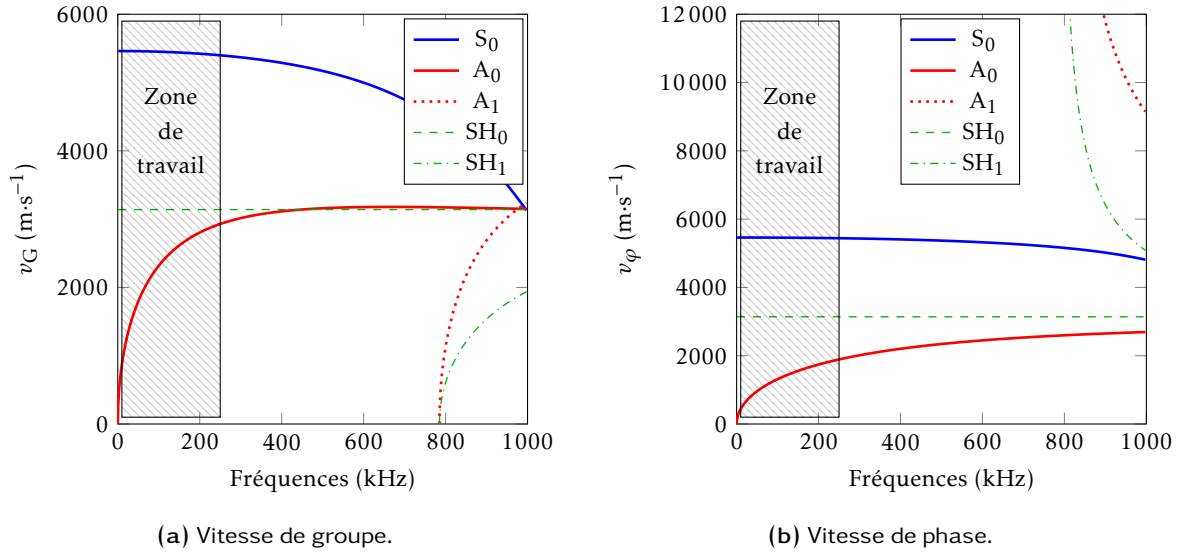


FIGURE 1.6 – Courbes de dispersion pour les modes S_0 , A_0 , A_1 , SH_0 et SH_1 dans le cas d’une plaque d’aluminium ($V_L = 6360 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $V_T = 3140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) de 2 mm d’épaisseur.

Historiquement, il existe deux approches très différentes concernant le problème direct basées sur des phénomènes impliquant des physiques différentes :

La réfraction : causée par la non-uniformité du champ de vitesse au sein de la zone inspectée.

La diffraction : causée par un défaut présentant des variations de propriétés (par exemple d’épaisseur) très rapides.

Ces approches ont été couplées ces dernières années par HUTHWAITÉ, initialement dans sa thèse [22], pour donner naissance à une troisième approche hybride qui réunit les avantages des deux précédentes. Cette approche, ayant été développée initialement dans le domaine médical, porte le nom d’*Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography (HARBUT)*.

Après avoir expliqué quel type de modèle direct est adapté à la tomographie par ondes élastiques guidées, nous verrons les *algorithmes de tomographie en temps de vol*. Ils font l’hypothèse que les défauts n’introduisent pas de diffraction. Nous pouvons séparer ces algorithmes en deux sous-catégories :

Modèle de propagation selon un rayon droit - *straight-ray tomography* : Ce sont à la fois les algorithmes de tomographie les plus simples à mettre en œuvre mais aussi les plus robustes au bruit. Ils font l’hypothèse supplémentaire que le champ de vitesse n’est que très faiblement non-uniforme ce qui permet de négliger la réfraction. Les articles [23, 24, 25] traitent de *straight-ray tomography*. BELANGER et CAWLEY expliquent et démontrent dans l’article [26] qu’il n’y a que peu d’intérêt à utiliser ces algorithmes en pratique puisqu’ils ne permettent pas d’imager des défauts suffisamment réalistes. Une meilleure modélisation du problème semble donc nécessaire, i.e. prendre en compte les phénomènes de réfraction et de diffraction.

Modèle de propagation selon un rayon courbé - *bent-ray tomography* : Ces algorithmes permettent de prendre en compte les phénomènes de réfraction. Ils sont par exemple utilisés dans le domaine médical [27, 28, 29] ou encore pour la détection de corrosion dans les pipelines [30].

En ignorant la réfraction, il est uniquement possible de détecter des défauts de faible contraste, i.e. lorsque l’épaisseur du défaut est faible devant l’épaisseur de la plaque inspectée. Et, en ignorant la diffraction, la reconstruction est limitée à des défauts larges et variant lentement dans l’épaisseur. WILLIAMSON montre dans [31] que la dimension limite entre un défaut plutôt réfractant ou plutôt diffusant correspond à la *première zone de Fresnel* à savoir $\sqrt{\lambda L}$ où λ est la longueur d’onde et L correspond à la distance entre l’émetteur et le récepteur. Ainsi, pour une distribution de transducteurs circulaire, la distance L vaudra le diamètre de cette distribution. En effet, elle correspond à la plus grande distance entre transducteurs ce qui impliquera une valeur élevée de $\sqrt{\lambda L}$ ce qui est limitant pour l’hypothèse des *algorithmes de tomographie en temps de vol*.

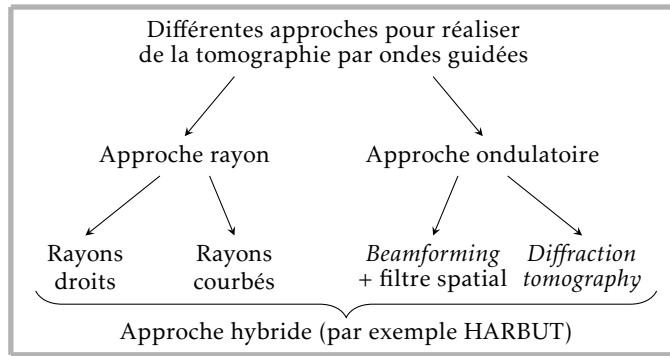


FIGURE 1.7 – Schéma représentant différents algorithmes de tomographie par ondes guidées utilisés dans le cadre de cette thèse.

Dans un second temps, les algorithmes de tomographie basés sur le signal complet (i.e. les informations d’amplitude et de phase sont utilisées) seront détaillés :

Modèle ondulatoire - *diffraction tomography* et *beamforming* : Ces algorithmes, qui permettent d’imager des défauts diffractants, ont été étudiés par [32] dans un contexte SHM, par [33] qui établit un lien entre le *beamforming* et la *diffraction tomography*, ou encore par [34, 35, 36].

Ces algorithmes sont en revanche basés sur d’autres approximations, à savoir celle des ondes planes et l’approximation de BORN. En pratique, ces hypothèses limitent les reconstructions tomographiques aux cas de petits défauts situés en champ lointain.

Enfin, nous étudierons l’algorithme HARBUT présentant à la fois les avantages du modèle rayon et du modèle ondulatoire :

Modèle hybride - HARBUT : Cet algorithme, initialement développé pour la tomographie par ultrasons dans le domaine médical [37], permet d’imager aussi bien les gros défauts réfractants que les petits défauts diffusants. Il a ensuite été étendu à la tomographie par ondes guidées [38, 39, 40, 41], aux distributions de capteurs limitées [42], et a même été amélioré en considérant non plus un modèle de diffusion acoustique mais plutôt un modèle s’approchant au mieux de la diffusion des ondes élastiques guidées, qui en réalité n’est pas isotrope [43].

Une autre approche de tomographie par OG, qui n’est pas étudiée dans cette thèse, a très récemment été proposée dans la littérature. En effet, RAO, RATASSEPP ET FAN proposent dans [44] un algorithme nommé **Full Waveform Inversion (FWI)**, utilisant un modèle direct numérique (différences finies) qui permet de prédire la diffusion des ondes guidées à travers un défaut de corrosion et un modèle inverse itératif minimisant une fonction coût (par descente de gradient) entre le modèle direct et les données. Cet algorithme montre pour l’instant des qualités de reconstructions similaires à celles d’HARBUT (résolution équivalente), mais aucune comparaison quantitative n’a été réalisée entre FWI et HARBUT jusqu’à présent. Seule la *diffraction tomography* a été étudiée et comparée à FWI dans [45]. Un des avantages serait que FWI permet la prise en compte de la diffusion d’ordre élevé puisque FWI ne se base pas sur l’approximation de BORN. Notons qu’un travail sur les distributions de capteurs limitées a aussi été réalisé pour FWI dans [46]. La limitation majeure de FWI concerne le temps de calcul. En effet, nous parlons de quelques minutes sur un PC standard pour HARBUT, tandis que, pour des configurations similaires, FWI converge plutôt en quelques heures.

Le schéma présenté sur la figure 1.7 récapitule les différents algorithmes de tomographie utilisés dans le cadre de cette thèse.

1.3.1 Modèle complet *versus* modèle simplifié

Un *problème direct* consiste à trouver la réponse $\varphi(\mathbf{x}', t), \forall \mathbf{x}' \in \Omega$, d’un milieu Ω à une sollicitation $f(\mathbf{x}, t), \forall \mathbf{x} \in \Omega$, à partir des lois Ξ régissant ce milieu (PFD, loi de Hooke) et des paramètres du problème $p_k \in \Upsilon$ (caractéristiques des matériaux, géométrie). Υ représente ainsi l’ensemble des paramètres du problème. La *tomographie* consiste, contrairement aux *problèmes directs*, à trouver certains paramètres du problème $p_k \in \Upsilon_{\text{inc}}$ (ici l’épaisseur d’une plaque) à partir des lois Ξ^{-1} régissant le milieu, des autres

paramètres du problème $p_k \in \Upsilon_{\text{connu}}$ (caractéristiques matériaux) et d'une réponse partielle $\varphi_{ij}(t)$ à une sollicitation du milieu $f_i(t)$ (signaux entre les émetteurs et les récepteurs); c'est un *problème inverse*. Nous parlons ici de réponse partielle puisque nous ne connaissons pas l'ensemble des réponses du milieu Ω . Ici, par exemple, nous ne connaissons que les réponses pour l'ensemble des positions i et j . Notons que $\Upsilon_{\text{inc}} = \Upsilon \setminus \Upsilon_{\text{connu}}$. Une représentation du *problème inverse* à résoudre est présentée sur la figure 1.8.

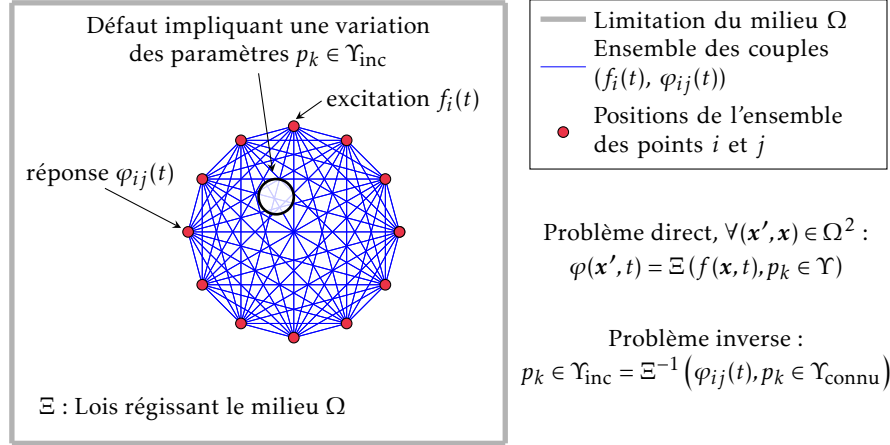


FIGURE 1.8 – Schéma représentant le problème inverse à résoudre en tomographie par ondes guidées.

Dans le cadre de la tomographie par ondes élastiques guidées, l'utilisation d'un modèle complet des ondes guidées accompagné par une méthode de résolution numérique de type [simulation par éléments finis \(Finite Element Method en anglais\) \(FEM\)](#) mènerait à un coût de calcul prohibitif. Afin d'être en mesure de générer des reconstructions de manière suffisamment rapide et avec une précision satisfaisante, il est donc préférable d'utiliser un modèle simplifié de la propagation guidée dans les milieux élastiques. Nous utiliserons de ce fait le modèle acoustique, caractérisé par l'équation d'onde scalaire et une relation de dispersion $\omega(k)$ pour chaque mode. Nous négligeons ainsi les phénomènes tels que la conversion de mode ou les réflexions. Les courbes de dispersion sont calculées à l'aide du logiciel CIVA.

1.3.2 Modèle géométrique, en temps de vol

Les algorithmes de tomographie les plus simples à mettre en œuvre sont les algorithmes en temps de vol, basés sur des modèles rayon, i.e. qui supposent une propagation géométrique des ondes élastiques. Ils utilisent pour seules données d'entrée les temps de parcours des paquets d'ondes entre les différentes paires émetteur-récepteur. Nous nous intéressons ici à deux algorithmes en temps de vol, qui utilisent la même stratégie d'optimisation mais se distinguent par leur modèle de propagation des rayons. Dans le cas de *straight-ray tomography*, l'algorithme [Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique \(SART\)](#) faisant l'hypothèse d'une propagation en ligne droite sera utilisé. Le cas de *bent-ray tomography* est un peu plus complexe puisqu'il est nécessaire d'introduire la [Fast Marching Method \(FMM\)](#), basée sur un solveur éikonal afin de déterminer la propagation du front d'onde, ce qui permet de prendre en compte la réfraction causée par la non-uniformité du champ de vitesse.

1.3.2.1 Straight-ray tomography

KAK et SLANEY introduisent [au chap. 7 de 47, p. 275-296] trois algorithmes de reconstruction algébrique applicables à la tomographie de propagation rectiligne :

1. [Algebraic Reconstruction Technique \(ART\)](#) qui se trouve être l'algorithme le plus simple ;
2. [Simultaneous Iterative Reconstructive Technique \(SIRT\)](#) ;
3. [Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique \(SART\)](#).

Par la suite, nous utiliserons [SART](#)⁷ puisque c'est l'algorithme qui représente le mieux, sous les hypothèses de la *straight-ray tomography*, les phénomènes physiques impliqués, ce qui réduit le bruit

7. L'algorithme présenté dans [47] utilise une base d'éléments bilinéaires pour projeter le champ d'intérêt (dans notre cas champ de lenteur), nous utiliserons toutefois une base de B-splines (voir annexe A) dans un but de généralisation.

de reconstruction observé dans [Algebraic Reconstruction Technique \(ART\)](#) et [Simultaneous Iterative Reconstructive Technique \(SIRT\)](#) (*salt and pepper noise*).

Modèle de propagation L'algorithme [SART](#) appliqué à notre problème prend en entrée un ensemble de **temps de vol (TdV)** $\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}}$ entre l'émetteur k et le récepteur l . La structure à cartographier est représentée à la position \mathbf{x} par le champ scalaire de lenteur de groupe $s(\mathbf{x}) = \frac{1}{v_G(\mathbf{x})}$, soit l'inverse de la vitesse de groupe correspondant à la fréquence centrale du paquet d'onde émis. Par le biais de la relation de dispersion pour le mode considéré⁸ la vitesse de groupe est directement reliée à l'épaisseur en tout point de la plaque.

Afin de représenter le champ scalaire de lenteur $s(\mathbf{x})$, celui-ci est projeté sur une base de dimension finie. Nous utiliserons une base de B-splines⁹ présentées en annexe [A](#). Ainsi, sa projection $\tilde{s}(\mathbf{x})$ s'exprime par :

$$\tilde{s}(\mathbf{x}) = \sum_{i,j} S_{ij} \beta_{ij}(\mathbf{x}), \quad (1.26)$$

où β est une base de B-splines 2D (voir annexe [A](#)) et S_{ij} est le coefficient associé à la B-spline β_{ij} .

Muni de cette décomposition, on peut alors exprimer le **TdV** $\tau_{k \rightarrow l}$ le long d'une trajectoire rectiligne $\gamma_{k \rightarrow l}$ ¹⁰ entre l'émetteur k et le récepteur l en fonction des coefficients S_{ij} . On notera τ le **TdV** évoluant le long d'un trajet γ défini entre l'émetteur k et une position \mathbf{x} de la cartographie parcourant $\gamma_{k \rightarrow l}$. On exprime alors $\tau_{k \rightarrow l}$ sous forme d'une intégrale curviligne :

$$\tau_{k \rightarrow l} = \int_{\gamma_{k \rightarrow l}} s(\gamma) d\gamma \cong \int_{\gamma_{k \rightarrow l}} \tilde{s}(\gamma) d\gamma = \int_{\gamma_{k \rightarrow l}} \sum_{i,j} S_{ij} \beta_{ij}(\gamma) d\gamma = \sum_{i,j} S_{ij} A_{ijkl}, \quad (1.27)$$

où $A_{ijkl} = \int_{\gamma_{k \rightarrow l}} \beta_{ij}(\gamma) d\gamma$ est la contribution de l'élément de base β_{ij} au **TdV** total $\tau_{k \rightarrow l}$ sur la projection $k \rightarrow l$. Pour une base de pixels (i.e. de splines d'ordre zéro), il est aisé de calculer tous les éléments A_{ijkl} , qui correspondent alors aux longueurs des intersections entre la trajectoire $k \rightarrow l$ et le pixel ij . Pour les ordres plus élevés, on peut en principe également dériver une formule analytique. Nous procéderons cependant par intégration numérique du fait de la simplicité et de la généralité de cette méthode, ainsi que de son efficacité sur le plan computationnel. De plus, la généralisation aux trajectoires courbées sera directe.

Estimateur absolu La dernière partie de l'algorithme, elle-même désignée par [SART](#), correspond au processus d'optimisation qui permet d'obtenir une cartographie de la lenteur. Ce processus consiste en la modification itérative des coefficients S_{ij} de la base afin de réduire au maximum la différence entre les **TdV** mesurés $\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}}$ et ceux calculés par le projecteur $\tau_{k \rightarrow l}$.

Le processus d'optimisation [SART](#) consiste à considérer, itérativement et dans un ordre quelconque, chaque illumination k (émission d'un signal par un transducteur k et réception par tous les autres), et à appliquer une correction au champ de vitesse en fonction de la différence entre les **TdV** mesurés $\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}}$ et ceux calculés par le propagateur à l'itération précédente $\tau_{k \rightarrow l}^{(n-1)}$. Il est à noter que n représente la n^{e} itération qui correspond à l'illumination k choisie aléatoirement. Un exemple d'illumination est présenté sur la figure [1.9](#).

La correction $\delta_k S_{ij}^{(n)}$ à appliquer au coefficient S_{ij} s'écrit comme suit :

$$\delta_k S_{ij}^{(n)} = \frac{1}{N_{ij}} \sum_l \left(W_{ijkl} \frac{\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}} - \tau_{k \rightarrow l}^{(n-1)}}{\lambda_{k \rightarrow l}} \right), \quad (1.28)$$

de sorte que $S_{ij}^{(n)} = S_{ij}^{(n-1)} + \delta_k S_{ij}^{(n)}$, et avec les définitions suivantes :

8. Nous utiliserons principalement le mode A_0 dans ce manuscrit.

9. En pratique, les résultats présentés dans la section [2.2](#) et le chapitre [4](#) utilisent des splines d'ordre 4. Pour les développements qui suivent, nous n'indiquerons plus l'ordre des splines.

10. Nous généraliserons au cas d'une trajectoire $\gamma_{k \rightarrow l}$ courbée lorsque nous présenterons *bent-ray* à la section [1.3.2.2](#).

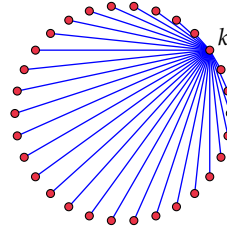


FIGURE 1.9 – Schéma présentant un exemple d'illumination.

- $\lambda_{k \rightarrow l}$ correspond à la longueur de la trajectoire. Dans le modèle rayon à propagation rectiligne, elle est calculée explicitement. Il est également possible de l'exprimer sous forme intégrale :

$$\lambda_{k \rightarrow l} = \int_{\gamma_{k \rightarrow l}} d\gamma = \int_{\gamma_{k \rightarrow l}} \underbrace{\sum_{i,j} \beta_{ij}(\gamma)}_{=1} d\gamma = \sum_{i,j} A_{ijkl} ; \quad (1.29)$$

- W_{ijkl} est un poids exprimant l'importance accordée à la trajectoire $k \rightarrow l$ pour l'élément de base β_{ij} . Dans le cas le plus simple, il est égal à A_{ijkl} . Le poids est alors proportionnel à la contribution de l'élément à la longueur totale. Plus généralement, on peut le multiplier par un facteur dépendant de la position de l'élément sur la trajectoire du rayon ce qui permet d'éviter certains effets indésirables sur les bords (par exemple via l'application d'un filtre de HAMMING) ;
- Finalement, le facteur de normalisation $N_{ij} = \sum_l A_{ijkl}$ se charge d'assurer que les corrections appliquées aux différents éléments de base lors d'une même itération soient comparables, indépendamment du nombre de rayons les intersectant.

Le fonctionnement de **SART** peut être compris intuitivement comme suit. Si le **TdV** mesuré est plus important que celui correspondant à l'estimation actuelle, alors on applique à tous les éléments sur sa trajectoire une correction positive de lenteur afin de rallonger notre estimation. Au contraire, si le temps mesuré est plus court que celui donné par notre modèle, on applique une correction de lenteur négative le long de sa trajectoire.

Les coefficients S_{ij} sont généralement initialisés à une valeur constante, correspondant à la plaque saine d'épaisseur parfaitement uniforme. On itère ensuite la procédure décrite ci-dessus jusqu'à ce que la convergence soit atteinte. On peut alors évaluer l'épaisseur de la plaque en tout point à l'aide du développement de l'équation (1.26), et ainsi identifier les éventuels défauts, qui se manifestent par une réduction de celle-ci.

Estimateur relatif Lorsqu'on dispose des **TdV** pour un état de référence, en l'absence de tout défaut, il est possible d'utiliser l'algorithme **SART** en mode relatif afin d'éliminer certaines erreurs systématiques dues au montage expérimental. Il s'agit de réécrire le terme $\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}} - \tau_{k \rightarrow l}^{(n-1)}$ de l'équation (1.28) comme :

$$\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}} - \tau_{k \rightarrow l}^{(n-1)} = (\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}} - \tau_{k \rightarrow l}^{\text{ref}}) - (\tau_{k \rightarrow l}^{(n-1)} - \tau_{k \rightarrow l}^{\text{ref}}), \quad (1.30)$$

puis de remplacer $\tau_{k \rightarrow l}^{\text{ref}}$ par les temps de vol expérimentaux dans le premier terme, et par les temps de vol calculés par le projecteur sur la plaque saine dans le second, l'idée étant de soustraire séparément les temps de vol expérimentaux et les temps de vol calculés. Cela permet d'éliminer les erreurs additives systématiques qui pourraient s'être introduites lors de la mesure des temps d'émission et d'arrivée, ce qui présuppose bien sûr que le montage expérimental n'ait pas changé entre temps. Cette méthode ne permet toutefois pas de compenser les autres sources d'erreur, telles que les erreurs aléatoires ou multiplicatives (p. ex. variation de la vitesse de référence due à la température). La correction à appliquer à la lenteur pour **SART** relatif est donc :

$$\delta_k S_{ij}^{(n)} = \frac{1}{N_{ij}} \sum_l \left(W_{ijkl} \frac{(\tau_{k \rightarrow l}^{\text{mesuré}} - \tau_{k \rightarrow l}^{\text{ref expé}}) - (\tau_{k \rightarrow l}^{(n-1)} - \tau_{k \rightarrow l}^{\text{ref proj}})}{\lambda_{k \rightarrow l}} \right). \quad (1.31)$$

Les résultats de l'algorithme **SART** sont présentés pour des défauts simulés et expérimentaux à la section 2.2 et au chapitre 4. Si le lecteur est intéressé, une discussion et des résultats sur les fonctionnements absolu et relatif sont disponibles en annexe B.

1.3.2.2 Bent-ray tomography

Dès lors que l'extension spatiale du défaut devient suffisamment importante pour affecter de manière significative les **TbV** des rayons le traversant, ou bien si le champ de vitesse dans la structure étudiée est non-uniforme, il devient nécessaire de prendre en compte le phénomène de réfraction. L'algorithme **SART** classique, qui présuppose une propagation rectiligne, ne rend plus compte de la trajectoire réelle du paquet d'onde. Cela se traduit par une estimation biaisée du champ de vitesse et ainsi de l'épaisseur reconstruite. On observe notamment une (dé-)focalisation¹¹ des défauts en fonction de la variation de vitesse qu'ils engendrent, faussant ainsi l'estimation de leurs dimensions et de leur profondeur.

L'algorithme de tomographie *bent-ray* [29, 27] (ou **Fast Marching Method - Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (FMM-SART)**) a été développé dans le but de prendre en compte les effets de la réfraction. Celui-ci diffère de **SART** seulement par son modèle de propagation des rayons, la formule de correction des lenteurs restant inchangée. Il s'appuie pour cela sur une formulation géométrique de la propagation des rayons dans un milieu présentant une vitesse de groupe non-uniforme. Il s'agit de l'équation éikonale, qui décrit la progression du front d'onde en fonction du temps comme un problème stationnaire avec une condition au bord, ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

Équation éikonale Dans le cas de la tomographie en temps de vol, nous nous intéressons seulement aux vitesses de propagation des paquets d'ondes, i.e. les vitesses de groupe v_G . Considérons le modèle acoustique décrivant l'évolution temporelle d'un champ scalaire $\varphi(t, \mathbf{x})$ par l'équation d'onde suivante :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}(t, \mathbf{x}) - v_G(\mathbf{x})^2 \Delta \varphi(t, \mathbf{x}) = 0, \quad (1.32)$$

Supposons une solution harmonique de l'équation d'ondes (1.32) de la forme suivante :

$$\varphi(t, \mathbf{x}) = \text{Re} \left[a(\mathbf{x}) e^{i(\omega t - \mathbf{k}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{x})} \right]. \quad (1.33)$$

En introduisant la fonction de phase $\tau(\mathbf{x}) = -\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}{\omega}$ qui décrit une *ligne équi-phase*, nous pouvons réécrire $\varphi(t, \mathbf{x})$ de la manière suivante :

$$\varphi(t, \mathbf{x}) = \text{Re} \left[a(\mathbf{x}) e^{i\omega(t + \tau(\mathbf{x}))} \right]. \quad (1.34)$$

En substituant (1.34) dans l'équation d'onde (1.32) nous obtenons :

$$|\nabla \tau(\mathbf{x})|^2 - \frac{1}{v_G(\mathbf{x})^2} = \frac{\Delta a}{a\omega^2}. \quad (1.35)$$

L'approximation haute fréquence $\frac{\Delta a}{a} = \mathcal{O}(\omega^2)$ permet d'écrire l'équation éikonale :

$$|\nabla \tau(\mathbf{x})|^2 = \frac{1}{v_G(\mathbf{x})^2} = s(\mathbf{x})^2, \quad (1.36)$$

où $s(\mathbf{x})$ est la lenteur de groupe. Le front d'onde est alors donné pour $\tau = \text{cst}$. $\tau(\mathbf{x}_A)$ correspond au temps que met le front d'onde pour atteindre la position \mathbf{x}_A . En définissant $\mathbf{n} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\nabla \tau}{|\nabla \tau|}$ (la normale au front d'onde) et en multipliant par \mathbf{n} l'équation (1.36) puis en simplifiant l'expression, nous obtenons $\nabla \tau = \frac{1}{v_G(\mathbf{x})} \mathbf{n}$.

FMM-SART Nous avons vu que l'équation éikonale (1.36) permet d'exprimer le temps d'arrivée $\tau(\mathbf{x})$ du front d'onde en chaque point \mathbf{x} du domaine en fonction de la vitesse de groupe $v_G(\mathbf{x})$ (supposée isotrope

11. Ceci dépend à la fois du produit *fréquence* \times *épaisseur* et du mode considéré. Comme nous travaillons sous la première fréquence de coupure, en considérant le mode A_0 cela se traduira par une focalisation, ce que nous verrons dans la section 2.2 quand l'on considérera un défaut très réfractant. Au contraire, en considérant le mode S_0 à basse fréquence, un effet de dé-focalisation serait observé.

dans notre cas) et de l'isosurface $\{\mathbf{x} : \tau(\mathbf{x}) = 0\}$ correspondant à la perturbation initiale. Afin de résoudre cette équation numériquement, nous utiliserons la méthode de marche rapide (FMM) [48] implémenté pour la première fois par TSITSIKLIS dans [49], ainsi que sa variante d'ordre 2, la **High Accuracy Fast Marching Method (HAFMM)** [50]. Ces méthodes s'appuient sur ce qu'a décrit DIJKSTRA dans une note en 1959 dans [51].

Une fois le champ $\tau(\mathbf{x})$ des temps d'arrivée connu, nous déterminons les trajectoires $\gamma_{k \rightarrow l}$ des rayons à l'aide du principe de FERMAT, selon lequel la trajectoire d'un rayon entre deux points \mathbf{x}_{ini} et \mathbf{x}_{fin} est un minimum local du temps de vol $\Delta\tau(\mathbf{x}_{\text{ini}} \rightarrow \mathbf{x}_{\text{fin}}) = \tau(\mathbf{x}_{\text{fin}}) - \tau(\mathbf{x}_{\text{ini}})$. On peut donc la reconstruire numériquement en partant du point d'arrivée \mathbf{x}_l (le récepteur) et en effectuant une descente de gradient sur $\tau(\mathbf{x})$ jusqu'à l'émetteur en \mathbf{x}_k , en prenant soin d'enregistrer les positions intermédiaires afin d'effectuer les intégrations nécessaires par la suite.

Il reste finalement à corriger, itérativement pour chaque illumination k , le champ de lenteur en utilisant l'équation (1.28) pour tous les éléments de base se trouvant sur les trajets $\gamma = (\tau, \mathbf{x}(\tau))$ désormais potentiellement courbées de chacun des rayons. Les longueurs $\lambda_{k \rightarrow l}$ sont déjà connues au moment de réaliser les descentes de gradient. Il reste donc à calculer numériquement les intégrales A_{ijkl} en utilisant les trajectoires courbées.

Une distinction importante entre SART classique et FMM-SART (*bent-ray*) est la non-linéarité de ce dernier. Alors que dans le cas d'une propagation rectiligne, la relation (1.27) est un système linéaire, ce n'est plus le cas pour FMM-SART, car les coefficients A_{ijkl} ne sont plus fixés mais dépendent du champ de lenteur. Cette non-linéarité rend le processus d'optimisation plus difficile. Nous avons notamment observé que le nombre de rayons doit être supérieur au nombre de degrés de liberté, quand SART avec une propagation rectiligne peut s'accommoder de problèmes moins bien conditionnés.

1.3.3 Modèles ondulatoires

Dès lors que la structure à imager présente des défauts petits devant la première zone de Fresnel $\sqrt{\lambda L}$, la nature ondulatoire des ondes guidées doit nécessairement être prise en compte, car le phénomène de diffraction fait son apparition. Tout comme la *ray-tomography*, nous utiliserons un modèle simplifié pour la tomographie par diffraction, basé sur l'équation d'onde (1.37) définie ci-dessous. Aux fréquences où nous travaillons¹², les transducteurs PZT émettent et détectent principalement le mode A_0 , que nous utiliserons pour réaliser la tomographie. Pour les algorithmes de tomographie reposant sur un modèle ondulatoire, les données d'entrée sont les signaux complets $\varphi_k(t, \mathbf{x}_l)$ pour chaque couple émetteur-récepteur $k \rightarrow l$. Un fenêtrage est toutefois appliqué afin d'éliminer les réflexions ainsi que le mode S_0 , qui arrive plus tôt (car se propageant environ 5 fois plus vite aux fréquences considérées), et ainsi respecter au mieux les hypothèses du modèle.

1.3.3.1 Tomographie par diffraction classique

La tomographie par diffraction [36, 35] repose directement sur la théorie de la diffusion, dont elle tente d'inverser les équations lorsque la perturbation de la vitesse de phase (et donc d'épaisseur) est suffisamment faible.

Diffusion dans le modèle acoustique Rappelons que nous utilisons un modèle simplifié (modèle acoustique) caractérisé par une équation d'onde scalaire et une relation de dispersion $\omega(k)$ pour chaque mode. Nous négligeons ainsi les phénomènes tels que la conversion de mode ou les réflexions. Ce modèle décrit l'évolution temporelle d'un champ scalaire $\varphi(t, \mathbf{x})$ par l'équation d'onde (sous forme symbolique) suivante :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \check{v}(\mathbf{x})^2 \Delta \right) \varphi(t, \mathbf{x}) = 0, \quad (1.37)$$

où $\check{v}(\mathbf{x})$ est la vitesse de phase qui dépend à la fois de la position et de la fréquence¹³. Les ondes de LAMB étant dispersives, cette équation (1.37) devrait plutôt être exprimée dans le domaine fréquentiel, ce que

¹². Nous travaillons à basse fréquence, sous les 200 kHz puisque le bruit ambiant est en général plutôt basse fréquence pour les applications visées.

¹³. La dépendance fréquentielle de la vitesse de phase de l'onde est signalée par une brève ($\check{\cdot}$) dans l'équation d'onde (1.37). \check{v} est représentée sous forme d'un opérateur.

nous faisons ci-dessous.

Soit la transformée de Fourier spatio-temporelle (1.38) et sa transformée inverse (1.39) :

$$\begin{aligned} \varphi : \Lambda_\varphi \subset (\mathbb{R} \times \mathbb{R}^2) &\rightarrow \mathbb{R}, & \hat{\varphi} : \Gamma_{\hat{\varphi}} \subset (\mathbb{R} \times \mathbb{R}^2) &\rightarrow \mathbb{C}, \\ \hat{\varphi}(\omega, \mathbf{k}) &= \int_{\Lambda_\varphi} \varphi(t, \mathbf{x}) e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} dt d^2x, & & (1.38) \end{aligned}$$

$$\varphi(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\Gamma_{\hat{\varphi}}} \hat{\varphi}(\omega, \mathbf{k}) e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} d\omega d^2k. \quad (1.39)$$

On peut alors réexprimer l'équation d'onde (1.37) à une fréquence donnée comme :

$$(-\omega^2 + v(\omega, \mathbf{x})^2 k^2) \hat{\varphi}(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (1.40)$$

ce qui donne la relation de dispersion classique entre le vecteur d'onde instantané $k(\mathbf{x})$ et la vitesse de phase $v(\omega, \mathbf{x})$:

$$v(\omega, \mathbf{x}) = \frac{\omega}{k(\mathbf{x})}. \quad (1.41)$$

Avant de décrire la diffusion du champ par le défaut, considérons d'abord le champ incident, loin de celui-ci, où la vitesse de phase est uniforme : $\check{v}(\mathbf{x}) = \check{v}_0$. On peut alors le développer sur une base d'ondes planes (les modes asymptotiques) $\hat{g}_{\mathbf{k}_0}^0(t, \mathbf{x}) = e^{i(\omega(\mathbf{k}_0)t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x})}$, comme suit :

$$\varphi(t, \mathbf{x}) \cong \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \hat{f}(\mathbf{k}_0) \hat{g}_{\mathbf{k}_0}^0(t, \mathbf{x}) d^2k_0, \quad (\text{avant interaction}). \quad (1.42)$$

En réalité, les modes interagissent avec le défaut. Notons ces modes d'interaction $\hat{g}_{\mathbf{k}_0}(t, \mathbf{x})$. Puisque l'équation (1.42) est valide avant l'interaction, i.e. dans une région de l'espace où les modes n'ont pas encore rencontré le défaut et où les deux familles de modes sont donc égales, la solution recherchée (i.e. le champ total) vaut *en tout point* :

$$\varphi(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \hat{f}(\mathbf{k}_0) \hat{g}_{\mathbf{k}_0}(t, \mathbf{x}) d^2k_0. \quad (1.43)$$

Le problème consiste donc à calculer l'expression des modes interagissants $\hat{g}_{\mathbf{k}_0}(t, \mathbf{x})$ à partir des modes asymptotiques $\hat{g}_{\mathbf{k}_0}^0(t, \mathbf{x})$.

On peut désormais poursuivre l'analyse en considérant un seul mode propre $\hat{g}_{\mathbf{k}_0}(t, \mathbf{x})$. Effectuons la séparation des variables espace et temps suivante :

$$\hat{g}_{\mathbf{k}_0}(t, \mathbf{x}) = \hat{g}_{\mathbf{k}_0}(\mathbf{x}) e^{i\omega(\mathbf{k}_0)t}. \quad (1.44)$$

En remplaçant l'expansion (1.43) dans l'équation d'onde (1.40), on obtient alors pour chaque mode :

$$(\omega^2 + v(\omega, \mathbf{x})^2 \Delta) \hat{g}_{\mathbf{k}_0}(\mathbf{x}) = 0. \quad (1.45)$$

En substituant la relation de dispersion (1.41), on obtient finalement l'équation de HELMHOLTZ pour les modes propres :

$$(\Delta + k(\mathbf{x})^2) \hat{g}_{\mathbf{k}_0}(\mathbf{x}) = 0. \quad (1.46)$$

Développement perturbatif Considérons l'état de référence, caractérisé par une vitesse de phase \check{v}_0 constante, et donnant lieu à des modes propres $\hat{g}_{\mathbf{k}_0}^0(\mathbf{x})$ satisfaisant l'équation de HELMHOLTZ homogène :

$$(\Delta + k_0^2) \hat{g}_{\mathbf{k}_0}^0(\mathbf{x}) = 0, \quad (1.47)$$

dont les solutions (les états asymptotiques) correspondent à des ondes planes $e^{-ik_0 \cdot x}$ de vecteur d'onde non-perturbé k_0 .

Soit désormais l'état perturbé (celui que l'on souhaite cartographier), caractérisé par un champ de vitesse de phase $v(x)$ et des modes propres $\hat{g}_{k_0}(x)$. En utilisant la relation de dispersion (1.41), on peut réécrire le nombre d'onde perturbé comme :

$$k(x) = k_0 \left(\frac{v_0}{v(x)} \right). \quad (1.48)$$

L'équation de HELMHOLTZ (1.46) peut alors s'écrire sous forme inhomogène, en séparant la composante due à la perturbation :

$$(\Delta + k_0^2) \hat{g}_{k_0}(x) = -O(x) \hat{g}_{k_0}(x), \quad (1.49)$$

où on a défini la fonction objet $O(x)$ comme :

$$O(x) = k(x)^2 - k_0^2 = k_0^2 \left(\left(\frac{v_0}{v(x)} \right)^2 - 1 \right). \quad (1.50)$$

La définition d'une telle fonction objet permet ainsi de représenter le défaut puisqu'elle est différente de 0 seulement là où la vitesse de phase varie par rapport à la référence v_0 .

L'équation de HELMHOLTZ inhomogène (1.49) peut être résolue à l'aide du formalisme des fonctions de GREEN. La fonction de GREEN non-perturbée $G_0(x; x')$ associée à l'opérateur $\Delta + k_0^2$ est définie comme la solution de l'équation suivante :

$$(\Delta_x + k_0^2) G_0(x; x') = -\delta^{(2)}(x - x'), \quad (1.51)$$

où δ est l'impulsion de DIRAC. On peut montrer que pour l'équation d'onde acoustique (1.40) en deux dimensions (car les ondes guidées se propagent dans une plaque fine), la fonction de GREEN est :

$$G_0(x; x') \stackrel{\text{def}}{=} G_0(x - x') = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |x - x'|), \quad (1.52)$$

où $H_0^{(1)}$ est la fonction de Hankel de première espèce d'ordre zéro [52].

Finalement, définissons le champ diffusé comme $\varphi^s = \varphi - \varphi^0$, et les états propres correspondants $\hat{\varphi}_{k_0}^s(x) = \hat{\varphi}_{k_0}(x) - \hat{\varphi}_{k_0}^0(x)$. Substituons cette définition dans l'équation de HELMHOLTZ inhomogène (1.49). Enfin, remarquons que les $\hat{\varphi}_{k_0}^0$ (états propres du champ incident φ^0) sont solutions de l'équation homogène (1.46). On obtient :

$$(\Delta + k_0^2) \hat{\varphi}_{k_0}^s(x) = -O(x) \hat{\varphi}_{k_0}(x). \quad (1.53)$$

En multipliant l'équation (1.53) par $G_0(x - x')$ et l'équation (1.51) par $\hat{\varphi}_{k_0}^s(x)$, puis en soustrayant les deux équations, on obtient :

$$\Delta_x G_0(x - x') \hat{\varphi}_{k_0}^s(x) - \Delta \hat{\varphi}_{k_0}^s(x) G_0(x - x') = O(x) \hat{\varphi}_{k_0}(x) G_0(x - x') - \delta^{(2)}(x - x') \hat{\varphi}_{k_0}^s(x). \quad (1.54)$$

Intégrons cette équation sur un domaine $\Omega_R \subset \mathbb{R}^2$ et définissons $\Omega_{\text{def}} \subset \mathbb{R}^2$ un sous-ensemble de Ω_R correspondant au défaut. Notons que $\forall x \in \Omega_R \setminus \Omega_{\text{def}}, O(x) = 0$. Après application du théorème de GREEN, on obtient¹⁴ :

$$\hat{\varphi}_{k_0}^s(x) = \int_{\Omega_{\text{def}}} G_0(x - x') O(x') \hat{\varphi}_{k_0}(x') d^2 x' - \oint_{\gamma_R} \left[\hat{\varphi}_{k_0}^s(x') \frac{\partial G_0(x - x')}{\partial \mathbf{n}} - G_0(x - x') \frac{\partial \hat{\varphi}_{k_0}^s(x')}{\partial \mathbf{n}} \right] d\gamma(x'), \quad (1.55)$$

où γ_R est une courbe fermée (nous choisirons un cercle de rayon R) entourant le domaine Ω_{def} et \mathbf{n} est un vecteur unitaire normal au cercle γ_R orienté vers l'extérieur de ce cercle. On peut montrer que les deux

14. Par rapport à l'équation (1.54), nous avons inversé les variables muettes x et x' .

champs φ^s et G_0 vérifient la condition de rayonnement de SOMMERFELD (onde sortante) ce qui permet de négliger l'intégrale curviligne dans l'équation (1.55) en considérant que $R \rightarrow \infty$ ¹⁵. Alors, sachant que $\hat{\varphi}_{k_0}^s = 0$ si $O = 0$, on peut exprimer la solution générale (unique) pour le champ diffusé comme :

$$\hat{\varphi}_{k_0}^s(\mathbf{x}) = \int_{\Omega_{\text{def}}} G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}') O(\mathbf{x}') \hat{\varphi}_{k_0}(\mathbf{x}') d^2x'. \quad (1.56)$$

En réécrivant cette expression pour le champ total, on obtient finalement l'équation de LIPPMANN-SCHWINGER :

$$\hat{\varphi}_{k_0}(\mathbf{x}) = \hat{\varphi}_{k_0}^0(\mathbf{x}) + \int_{\Omega_{\text{def}}} G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}') O(\mathbf{x}') \hat{\varphi}_{k_0}(\mathbf{x}') d^2x'. \quad (1.57)$$

On peut résoudre itérativement cette équation en remplaçant le champ total sous l'intégrale par le champ incident, générant ainsi la série de BORN, constituée de termes d'ordre croissant en $[G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}') O(\mathbf{x}')]^n$, où n est l'ordre. Si la perturbation (incarnée ici par la fonction objet $O(\mathbf{x})$) est suffisamment petite, il est cependant possible d'obtenir une bonne approximation en tronquant la série au premier ordre. Cette approximation de BORN revient à remplacer le champ total $\hat{\varphi}_{k_0}$ par le champ incident $\hat{\varphi}_{k_0}^0$ sous l'intégrale, ce qui donne l'expression désormais explicite :

$$\hat{\varphi}_{k_0}(\mathbf{x}) = \hat{\varphi}_{k_0}^0(\mathbf{x}) + \int_{\Omega_{\text{def}}} G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}') O(\mathbf{x}') \hat{\varphi}_{k_0}^0(\mathbf{x}') d^2x'. \quad (1.58)$$

Il est important de noter que cette expression est linéaire en $O(\mathbf{x})$, et exprime le champ diffusé $\hat{\varphi}_{k_0}^s(\mathbf{x})$ comme la convolution de $O(\mathbf{x}) \hat{\varphi}_{k_0}^0(\mathbf{x})$ avec la fonction de GREEN. Il est donc possible de l'exprimer comme un produit dans l'espace de Fourier et, connaissant $\hat{\varphi}_{k_0}$ et $\hat{\varphi}_{k_0}^0$, de l'inverser pour obtenir la fonction objet, et donc le champ d'épaisseur, permettant ainsi de réaliser une tomographie prenant en compte la nature ondulatoire des ondes guidées. Notons que pour un mode donné, la différence maximale entre le vecteur d'onde du champ incident et celui du champ diffusé, induite par la fonction objet, est de $2k_0$. Il en découle une limite de résolution de $\frac{\lambda}{2}$ pour la tomographie par diffraction.

La tomographie ainsi obtenue est optimale au sens où elle découle directement de la théorie (pour autant que l'approximation de BORN soit valide). Nous utiliserons pour notre part une méthode indirecte, qui passe par la construction d'une image par *beamforming* (voir section 1.3.3.2) et l'application d'un filtre pour retrouver l'image correspondant à la tomographie par diffraction. Cette méthode est plus aisée à mettre en œuvre et plus facilement généralisable au cas d'une plaque (saine) d'épaisseur non-uniforme.

L'approximation de BORN est valide pour autant que $|\hat{\varphi}_{k_0}^s| \ll |\hat{\varphi}_{k_0}^0|$. En l'absence d'absorption par le milieu, la différence entre $\hat{\varphi}_{k_0}^0$ et $\hat{\varphi}_{k_0}$ est essentiellement due au déphasage $\Delta\Phi$ introduit par le défaut. On peut alors montrer que l'approximation de BORN est valide si $\Delta\Phi \ll 2\pi$. Il s'agit d'une sérieuse limitation dans le contexte du CND, où l'on cherche à imager quantitativement des petits défauts (donc diffractants) au contraste élevé (violant ainsi l'approximation de BORN). Nous présenterons à la section 1.3.4 l'algorithme HARBUT, qui tente de s'affranchir de cette limitation en utilisant comme état de référence une première estimation de la fonction objet (par exemple issue de la tomographie par temps de vol) et effectue une tomographie par diffraction en utilisant des fonctions de GREEN perturbées.

1.3.3.2 Beamforming

Le *beamforming* [33, 37] est un algorithme de focalisation, qui repose sur l'idée qu'un diffuseur ponctuel situé en \mathbf{x}_d va donner naissance à un signal diffusé avec un déphasage caractéristique correspondant à la différence de parcours, et ce pour chaque couple émetteur-récepteur. En considérant à tour de rôle chaque point de la plaque et en appliquant un déphasage opposé (rétropropagation) avant de sommer sur tous les couples, on devrait donc observer des interférences constructives s'il existe un diffuseur en ce point, ou des fluctuations aléatoires s'il n'y en a pas. Notons que le beamforming se limite à

15. Cette condition est vérifiée pour un défaut positionné loin de la distribution de capteur (champ lointain).

l'approximation de BORN et néglige les diffusions multiples.

Soit un diffuseur de charge q situé en \mathbf{x}_d , donnant lieu à une fonction objet $O(\mathbf{x}) = q\delta^2(\mathbf{x} - \mathbf{x}_d)$. Le champ émis par le transducteur i ¹⁶, d'amplitude unitaire, est donné pour chaque fréquence par la fonction de Green : $\hat{\varphi}_i^0(\mathbf{x}) = -G_0(\mathbf{x}_i; \mathbf{x})$. Il s'agit d'une superposition de modes de même fréquence mais de vecteurs d'onde \mathbf{k}_0 différents. Le champ diffusé, mesuré au niveau du récepteur j , est alors donné par l'équation de LIPPMANN-SCHWINGER (1.57) :

$$\hat{\varphi}_i^s(\mathbf{x}_j) = -qG_0(\mathbf{x}_i; \mathbf{x}_d)G_0(\mathbf{x}_d; \mathbf{x}_j). \quad (1.59)$$

On peut alors mesurer l'amplitude de la perturbation en inversant cette équation :

$$q = -\frac{\hat{\varphi}_i^s(\mathbf{x}_j)}{G_0(\mathbf{x}_i; \mathbf{x}_d)G_0(\mathbf{x}_d; \mathbf{x}_j)}. \quad (1.60)$$

Si cette équation n'est valide que dans un cas non représentatif de la réalité, où il existe un unique diffuseur, on peut en pratique obtenir une bonne approximation de la densité de diffuseurs (et donc de la fonction objet) en sommant sur tous les N couples émetteur-récepteur :

$$O(\mathbf{x}) \approx I_{\text{BF}}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{N} \sum_{i,j} \frac{\hat{\varphi}_i^s(\mathbf{x}_j)}{G_0(\mathbf{x}_i; \mathbf{x})G_0(\mathbf{x}; \mathbf{x}_j)}. \quad (1.61)$$

S'il existe bel et bien un diffuseur en \mathbf{x} , alors sa contribution pour les différents couples va s'additionner de manière cohérente et produire un signal $I_{\text{BF}}(\mathbf{x})$ (en principe réel). Si, en revanche, il n'y a pas de diffuseur, le signal sera en général non-nul en raison du nombre limité de transducteurs, du bruit ainsi que de l'imperfection de l'approximation de BORN. Cependant, les contributions des différents couples ne seront pas nécessairement en phase et s'additionneront de manière incohérente, donnant lieu à un signal généralement plus faible et de phase variable.

L'image $I_{\text{BF}}(\mathbf{x})$ générée par l'algorithme de beamforming n'approxime cependant pas aussi bien la fonction objet que l'image issue de la tomographie par diffraction. Toutefois, il a été démontré par SIMONETTI ET HUANG dans [33] que pour un réseau circulaire de transducteurs, il existe une correspondance entre les deux images (en champ lointain), consistant en un filtre dans l'espace des fréquences spatiales (espace- \mathcal{K}) donné par :

$$\hat{I}_{\text{DT}}(\mathbf{k}) = \frac{k_0|\mathbf{k}|\sqrt{1 - \frac{|\mathbf{k}|^2}{4k_0^2}}}{8\pi^2\Pi} \theta(|\mathbf{k}|)\hat{I}_{\text{BF}}(\mathbf{k}), \quad \text{où } \Pi = \frac{\exp\left[i\frac{\pi}{4}\right]}{\sqrt{8\pi}k_0}. \quad (1.62)$$

Ce filtre permet ainsi de compenser l'amplification des basses et hautes fréquences spatiales de l'image due au beamforming.

Comme expliqué dans la section 1.3.3.1, la limite de résolution dans l'espace- \mathcal{K} est de $2k_0$ ce qui implique une limite de résolution de $\lambda/2$ pour l'image. La fonction θ permet de mettre à zéro les contributions (non physiques) supérieures à $2k_0$:

$$\theta(|\mathbf{k}|) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\mathbf{k}| \leq 2k_0, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.63)$$

Bien que le beamforming soit historiquement basé sur des arguments heuristiques, contrairement à la tomographie par diffraction qui utilise des formulations mathématiques rigoureuses, il reste néanmoins très intéressant pour plusieurs raisons. Son implémentation, plus aisée, montre son intérêt notamment lorsqu'il s'agit d'utiliser un grand nombre de capteurs N_c puisque l'algorithme de tomographie par diffraction classique devient couteux, nécessitant l'inversion d'une matrice de taille $N_c^2 \times N_c^2$ [53]. ROSE, CHAN ET WANG ont conduit une étude minutieuse sur ces différents algorithmes dans [53]. Ils montrent notamment que le beamforming ne reposant pas sur l'hypothèse de champ lointain, donne de meilleures

16. Notons que dans les sections 1.3.3.2 et 1.3.4 les notations pour les couples (émetteur, récepteur) sont réalisées à l'aide des indices (i, j) contrairement à la section 1.3.2 où l'on utilisait (k, l) . Ici nous avons choisi (i, j) pour éviter la confusion avec le nombre d'onde k .

reconstructions en champ proche (tout en gardant les mêmes performances en champ lointain); bien entendu, cela après application du filtre (1.62). De plus, en utilisant cette approche (*beamforming* + *filtre*), il n'y a souvent plus besoin d'effectuer la soustraction entre le champ total et le champ incident, comme expliqué dans [41, 35]. Nous pouvons directement travailler sur le champ total alors que la tomographie par diffraction classique doit utiliser le champ diffusé pour réaliser l'inversion, ce qui nécessite de soustraire des signaux courants les signaux obtenus dans un état de référence (avec tous les problèmes pratiques et de fiabilité déjà mentionnés que comporte cette opération). Pour toutes ces raisons, nous choisirons l'approche *beamforming* puis *filtre* pour réaliser de la tomographie par diffraction.

1.3.4 HARBUT

L'algorithme HARBUT [22], initialement développé pour la tomographie par ultrasons dans le domaine médical [37], puis étendu à sa forme itérative pour son application au cas des ondes guidées [38], est une variante de la tomographie par diffraction présentée à la section 1.3.3. Au lieu de considérer le champ diffusé par rapport à un état de référence uniforme, on utilise une première estimation de la fonction objet $O_b(\mathbf{x})$, par exemple calculée à l'aide de la tomographie en temps de vol, voire même issue d'une image HARBUT dans la variante itérative de celui-ci. On utilise alors le même formalisme pour calculer une correction $O_\delta(\mathbf{x})$ de la fonction objet, afin d'obtenir une estimation $O(\mathbf{x}) = O_b(\mathbf{x}) + O_\delta(\mathbf{x})$ plus précise de celle-ci. On substitue également au champ diffusé la perturbation $\hat{\phi}_{k_0}^\delta(\mathbf{x}) = \hat{\phi}_{k_0}(\mathbf{x}) - \hat{\phi}_{k_0}^b(\mathbf{x})$. Nous pouvons alors réexprimer l'équation de HELMHOLTZ inhomogène (1.49) de la manière suivante :

$$\left(\Delta + k_0^2 + O_b(\mathbf{x})\right) \hat{\phi}_{k_0}^\delta(\mathbf{x}) = -O_\delta(\mathbf{x}) \hat{\phi}_{k_0}(\mathbf{x}). \quad (1.64)$$

La plus importante modification par rapport à la tomographie par diffraction consiste donc à remplacer des fonctions de Green libres $G_0(\mathbf{x}; \mathbf{x}')$ (valables pour une vitesse de phase uniforme) par les fonctions de Green perturbées $G_b(\mathbf{x}; \mathbf{x}')$, qui incluent une correction pour tenir compte de la déformation du front d'onde due à la fonction objet $O_b(\mathbf{x})$. Afin d'approximer de manière satisfaisante la correction à apporter, on part du développement asymptotique de la fonction de Green non-perturbée, valide dès lors que $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| \gtrsim \frac{\lambda}{2}$, où λ est la longueur d'onde :

$$G_0(\mathbf{x}; \mathbf{x}') = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) \cong -\Pi \frac{\exp[ik_0 |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|]}{\sqrt{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}}, \quad \text{où } \Pi = \frac{\exp\left[i\frac{\pi}{4}\right]}{\sqrt{8\pi k_0}}. \quad (1.65)$$

En champ lointain, il s'agit donc d'une onde sphérique avec une atténuation géométrique en $\frac{1}{\sqrt{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}}$. En négligeant cette décroissance pour la perturbation, on peut alors exprimer l'influence de la fonction objet $O_b(\mathbf{x})$ par un terme de déphasage $e^{i\omega\Delta t(\mathbf{x}; \mathbf{x}')}$, où $\Delta t(\mathbf{x}; \mathbf{x}')$ est le retard du front d'onde dû à la perturbation :

$$G_b(\mathbf{x}; \mathbf{x}') \approx G_0(\mathbf{x}; \mathbf{x}') e^{i\omega\Delta t(\mathbf{x}; \mathbf{x}')}. \quad (1.66)$$

Ce retard est calculé numériquement à l'aide du même solveur éikonal que celui utilisé pour l'algorithme bent-ray, mais cette fois-ci en utilisant la vitesse de phase correspondant à $O_b(\mathbf{x})$ au lieu de la vitesse de groupe.

En principe, la correction à l'image HARBUT est finalement générée en passant par le biais du *beamforming*, puis en appliquant le filtre (1.62), avec cette fois-ci :

$$I_{\text{BF}}^\delta(\mathbf{x}) = -\frac{1}{N} \sum_{i,j} \frac{\hat{\phi}_i^\delta(\mathbf{x}_j)}{G_b(\mathbf{x}_i; \mathbf{x}) G_b(\mathbf{x}; \mathbf{x}_j)}. \quad (1.67)$$

En pratique, dès lors que l'estimation du champ $\hat{\phi}_i^b(\mathbf{x})$ (calculé par le solveur éikonal) est suffisamment précise, la valeur de $\hat{\phi}_i^\delta(\mathbf{x})$ est dominée par l'erreur entre l'estimation numérique et le champ mesuré. Il devient alors impossible de déterminer la phase (qui varie aléatoirement), ce qui a généralement pour effet de faire diverger l'algorithme.

Il est possible de contourner ce problème en évitant de calculer la différence $\hat{\phi}_{k_0}(\mathbf{x}) - \hat{\phi}_{k_0}^b(\mathbf{x})$ permettant d'obtenir $\hat{\phi}_{k_0}^\delta(\mathbf{x})$ en utilisant directement le champ total $\hat{\phi}_{k_0}(\mathbf{x})$. En effet, il a été montré dans [41] qu'en

champ lointain, l'image obtenue en effectuant la tomographie par diffraction avec le champ $\hat{\varphi}_i^b(\mathbf{x})$ et les fonctions de Green $G_b(\mathbf{x}; \mathbf{x}')$ est nulle (en ignorant le bruit). Puisque, dans l'approximation de BORN, l'image est une fonction linéaire du champ, alors l'image obtenue en utilisant le champ total au lieu du champ $\hat{\varphi}_i^\delta(\mathbf{x})$ doit être la même, de sorte que :

$$I_{\text{BF}}^\delta(\mathbf{x}) \approx -\frac{1}{N} \sum_{i,j} \frac{\hat{\varphi}_i(\mathbf{x}_j)}{G_b(\mathbf{x}_i; \mathbf{x}) G_b(\mathbf{x}; \mathbf{x}_j)}. \quad (1.68)$$

En pratique, on obtient une image légèrement bruitée et présentant une faible composante constante. Il est cependant possible de compenser ces deux phénomènes en soustrayant l'image beamforming calculée sur l'état de référence et en appliquant un filtre passe-bas ou un flou gaussien. Il s'agit donc d'un moindre mal, dans la mesure où l'algorithme peut désormais converger. Une fois l'image du beamforming filtrée pour obtenir $I_{\text{DT}}^\delta(\mathbf{x}) \approx O_\delta(\mathbf{x})$, on applique la correction à la fonction objet totale : $O(\mathbf{x}) = O_b(\mathbf{x}) + O_\delta(\mathbf{x})$. Il est alors possible d'itérer le processus en remplaçant $O_b(\mathbf{x})$ par $O(\mathbf{x})$ et en calculant une nouvelle correction. On obtient ainsi la variante itérative de l'algorithme [HARBUT](#) [22].

Comme expliqué précédemment, tout ce que nous venons de voir dans les différentes sections [1.3.3.1](#), [1.3.3.2](#) et [1.3.4](#) est basé sur l'hypothèse d'un modèle acoustique classique, à savoir qu'une hypothèse de diffusion isotrope est faite. En réalité, pour les [OG](#), ce n'est pas exact. Certains auteurs, comme HUTHWAITE, cherchent à aller plus loin en considérant un modèle généralisé de diffusion adapté aux [OG](#) [voir [43](#)]. Résoudre le problème inverse dans le cas de l'utilisation d'un tel modèle reste assez lourd. Nous nous cantonnerons au modèle de diffusion isotrope dans ce manuscrit et donc à l'utilisation d'[HARBUT](#). Il serait toutefois intéressant d'étudier cette amélioration appelée [HARBUT with an Improved Scattering Model \(HARBUTISM\)](#)[43], appliquée à la tomographie passive lors d'études ultérieures.

Afin de passer de l'équation implicite de LIPPMANN-SCHWINGER (1.57) à l'équation explicite (1.58) dans la section [1.3.3.1](#) nous avons utilisé l'approximation de BORN. Nous avons alors vu que cette approximation est valide si $\Delta\Phi \ll 2\pi$ entre le champ incident et le champ total. Bien qu'[HARBUT](#) permette de pallier, dans la plupart des cas, les problèmes liés à cette approximation, elle reste néanmoins assez contraignante. Il existe d'autres approximations comme celle de BORN, notamment celle de RYTOV [47], qui est plus difficile à implémenter mais valide pour un plus large panel de défauts. Nous exprimons ci-dessous le champ diffusé pour ces deux approximations :

$$\text{BORN} : \varphi^s = \varphi - \varphi^0 ; \quad (1.69)$$

$$\text{RYTOV} : \varphi^s = \varphi^0 \log\left(\frac{\varphi}{\varphi^0}\right). \quad (1.70)$$

Bien que l'approximation de RYTOV semble intéressante, elle nécessite de dérouler la phase pour les champ φ et φ^0 , ce qui est relativement simple dans le cas de données simulées. En revanche, cela devient plus compliqué dans le cas de données expérimentales, des erreurs sont alors rapidement introduites dans le champ diffusé résultant. Les données issues des méthodes passives étant encore plus bruitées que les données « habituelles », nous avons choisi de travailler avec l'approximation de BORN.

Enfin, les travaux de ce manuscrit restent dans le cadre de l'utilisation d'une distribution de capteurs circulaire complète. Cela nous permet d'utiliser directement le filtre (1.62)¹⁷. Dans le cas des distributions de capteurs limitées, les images sont dégradées. HUTHWAITE, SIMONETTI et LOWE ont travaillé sur ces problématiques en développant une technique nommée [Virtual Image Space Component Iterative Technique \(VISCIT\)](#) qui se couple à [HARBUT](#) [voir [54](#), [42](#)]. Elle pourra faire l'objet de travaux ultérieurs à cette thèse dans le cas de la tomographie passive.

17. Il existe d'autres liens (filtres) équivalents dans le cas d'autres types de distributions (p. ex. rectangulaires).

Tomographie par ondes élastiques guidées pour des configurations SHM

Sommaire du présent chapitre

2.1 Données d'entrée des algorithmes de tomographie	28
2.1.1 Simulation par éléments finis pour la génération et la réception d'ondes de LAMB par transducteurs piézoélectriques	28
2.1.2 Temps de vol	34
2.1.3 Comparaison des différentes méthodes de détection de temps de vol	47
2.1.4 Champs dérivés des signaux complets et leurs calibrations	50
2.2 Résultats sur données simulées	52
2.2.1 Tomographie en temps de vol	52
2.2.2 HARBUT	62
2.3 Conclusion	64

Ce chapitre présente des travaux concernant la tomographie par ondes élastiques guidées cadrée dans un contexte **contrôle santé intégré** (*Structural Health Monitoring en anglais*) (SHM). Certaines contraintes explicitées dans l'**Introduction générale** et le chapitre 1, liées au SHM, rendent l'utilisation de la tomographie par ondes élastiques guidées ambitieuse. Nous pouvons penser par exemple à la nécessité d'utiliser un faible nombre de capteurs en SHM par rapport au secteur du **contrôle non destructif** (CND). Effectivement, cela va à l'encontre des méthodes de reconstruction quantitative de type tomographie qui, elles, nécessitent des données provenant d'un grand nombre de capteurs. Nous verrons dans ce chapitre comment remédier à ces contraintes.

Un autre enjeu de grande importance concerne la robustesse au bruit des algorithmes de tomographie. En effet, la motivation finale étant de réaliser de la *tomographie passive*, dont les reconstructions passives amènent à utiliser des données potentiellement plus bruitées que celles issues de *méthodes actives* usuelles, il paraît très important de travailler avec des algorithmes robustes que ce soit au niveau de l'identification des **temps de vol** (TdV) ou à celui des reconstructions de tomographie.

Ainsi, le présent chapitre étudie les différents algorithmes de tomographie de la littérature présentés précédemment dans la section 1.3 pour des configurations qui seraient adaptées au SHM. Une étude sur l'obtention des données d'entrées des algorithmes de tomographie est présentée dans un premier temps. Cette étude a pour objectif que ces données soient peu bruitées et, le cas échéant, non prises en compte si elles ne respectent pas certains critères physiques. Les algorithmes sont validés sur des données issues de la simulation afin de balayer facilement un grand panel de configurations. Les validations sur des données expérimentales seront présentées dans le chapitre 4.

2.1 Données d'entrée des algorithmes de tomographie

Avant d'étudier les performances des algorithmes de tomographie dans un contexte SHM, nous expliquerons comment sont obtenues leurs données d'entrée. Cette étape est importante puisque des données d'entrée de qualité insuffisante vont engendrer une mauvaise reconstruction tomographique.

Afin de tester les différents algorithmes pour un grand nombre de configurations (tailles de défaut, nombre de capteurs, etc.), nous aurons recours à la [simulation par éléments finis \(Finite Element Method en anglais\) \(FEM\)](#) qui inclut une modélisation fine de l'émission et la réception par transducteur [Titano-Zirconate de Plomb \(PZT\)](#). Nous validerons cette modélisation en comparant les signaux obtenus à des signaux expérimentaux.

Ensuite, trois méthodes de détection de TbV (pour les algorithmes de type *ray-tomography*) seront étudiées :

Maximum de l'enveloppe Cette méthode peut être considérée comme étant la plus classique. Le TbV est identifié au niveau du maximum d'amplitude de l'enveloppe du signal. Nous verrons qu'elle a le mérite d'être simple mais qu'elle n'est pas très robuste. Effectivement, elle montre rapidement ses limites sur des signaux issus de reconstructions passives.

Compensation de la dispersion La détection de TbV par compensation de dispersion est la méthode choisie par HUTHWAITE [voir 40, Appendix B]. Nous verrons que cette méthode, bien que très précise dans le cas de données simulées et généralisable à tout type de mode, souffre aussi d'une faible robustesse quand il s'agit de traiter des données « non parfaites » (p. ex. présence sur les signaux de réflexions parasites ou encore de paquets résiduels des reconstructions passives).

Méthode temps-fréquence Cette nouvelle méthode de détection est basée sur une reconstruction dans le plan temps-fréquence des signaux dont on veut extraire les TbV . Utilisant la théorie de MINDLIN-REISSNER qui implique une approximation basse fréquence et n'étant valable que pour le mode A_0 , cette méthode a un domaine d'application moins étendu que la précédente. Néanmoins, nous verrons qu'elle reste adaptée à la fois au contexte du SHM à basses fréquences et reste très robuste aux signaux obtenus lors des reconstructions passives.

Enfin, la génération des données des algorithmes de tomographie basés sur les signaux complets de la section 1.3.3 sera abordée. Nous utiliserons notamment les fonctions de GREEN théoriques pour recalibrer les données de sorte à compenser les problèmes inhérents aux incertitudes expérimentales.

2.1.1 Simulation par éléments finis pour la génération et la réception d'ondes de LAMB par transducteurs piézoélectriques

Afin d'étudier l'efficacité des algorithmes implémentés sur des défauts suffisamment variés, il est nécessaire d'avoir recours à des simulations par éléments finis. Il serait en effet difficilement réalisable d'effectuer une telle étude avec des données expérimentales, car cela nécessiterait d'usiner et d'instrumenter de nombreuses plaques. De plus, avoir recours à la FEM permet de discriminer les erreurs venant de l'algorithme de tomographie, de celles liées aux mesures.

Les simulations que nous présentons ici ont été réalisées à l'aide d'un logiciel nommé Ondomatic. Ce logiciel est un solveur par éléments finis développé au [Département Imagerie Simulation pour le Contrôle \(DISC\)](#) spécialement conçu pour simuler la propagation d'ondes élastiques [55]. Cela lui permet de profiter de certaines optimisations spécifiques à ce type de problèmes. Nous avons utilisé et adapté ce solveur au cas qui nous intéresse ici, à savoir émission et réception par des transducteurs piézoélectriques (pastilles) dans une plaque, ce que nous verrons plus loin.

2.1.1.1 Configuration

Pour pouvoir comparer les tomographies simulées de la section 2.2 et expérimentales du chapitre 4, le milieu considéré pour la simulation sera le même que celui présenté dans section 4.1 ; à savoir une plaque d'aluminium de masse volumique $\rho = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, de vitesse longitudinale $V_L = 6360 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, de vitesse transversale $V_T = 3140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et de dimension $1400 \text{ mm} \times 1250 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. La distribution de capteurs sera un cercle de rayon $r_{\text{distrib}} = 300 \text{ mm}$ centré à 600 mm des côtés droit et inférieur de la plaque ce qui instaure une dissymétrie des réflexions en bord de plaque. La figure 2.1 montre cette configuration.

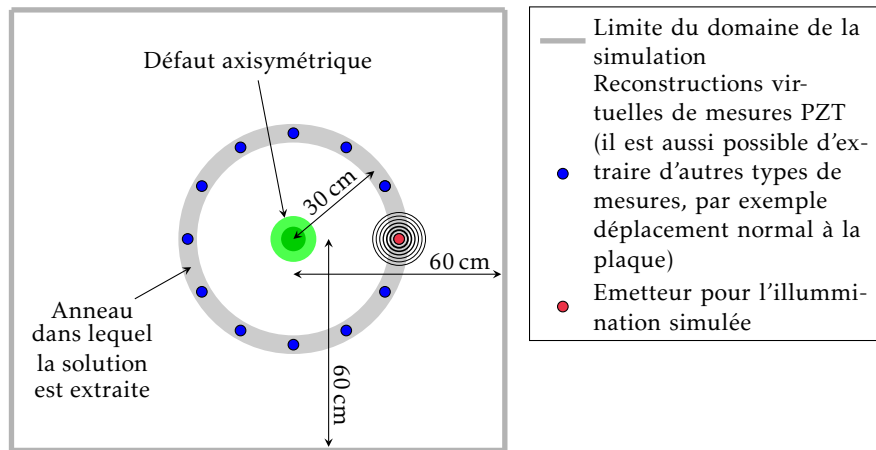


FIGURE 2.1 – Schéma présentant la géométrie de la configuration FEM.

Nous utilisons un schéma numérique d'ordre 2 en temps et en espace¹ et un maillage adapté à la géométrie de l'émetteur (voir figure 2.2). L'utilisation d'un tel maillage permet de modéliser l'émission de manière satisfaisante sans pour autant devoir diminuer les dimensions des mailles hors de la zone capteur. La modélisation de l'émission par transducteur PZT sera abordée dans la section 2.1.1.2.

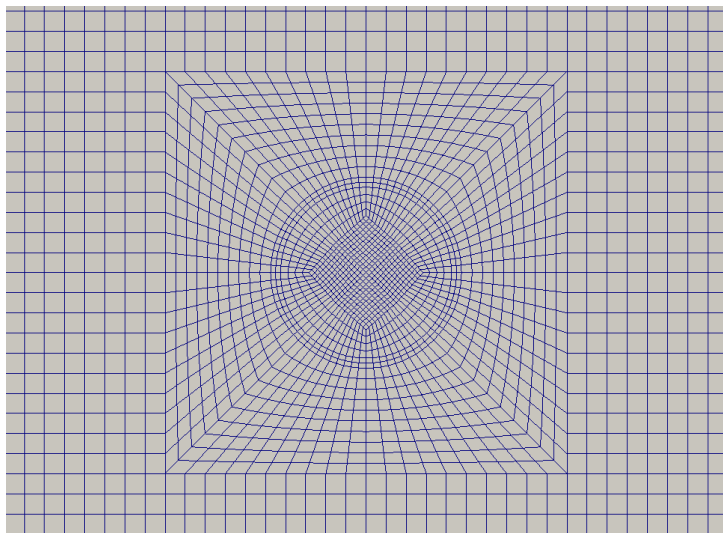


FIGURE 2.2 – Maillage adapté à un émetteur de type pastille piézoélectrique.

La principale limitation des simulations par éléments finis pour ce type de configuration est due aux temps de calcul. En effet, il est nécessaire de réaliser une simulation pour chaque illumination. Si une seule simulation peut être réalisée en un temps raisonnable (entre quelques heures et un à deux jours pour les plus grosses configurations), cela deviendrait trop coûteux en temps de calculer toutes les illuminations nécessaires pour une tomographie (de 30 pour la tomographie en temps de vol à plus de 100 pour la tomographie par diffraction si l'on veut une résolution maximale). Il est cependant possible de passer outre cette limitation si on considère des défauts à symétrie axiale, pour lesquels une seule simulation est nécessaire pour calculer toutes les illuminations désirées. Si cela limite la validation des algorithmes à ce type de défauts artificiels, ces simulations demeurent néanmoins extrêmement utiles car elles permettent de tester pas à pas les algorithmes sur des données bien maîtrisées. Nous considérerons

1. Nous avons remarqué qu'un schéma d'ordre 1 en espace n'était pas suffisant. En effet, les résultats s'accompagnaient de dispersion numérique, faussant la vitesse de propagation des ondes (cela malgré le respect du critère habituel des 20-30 mailles par longueur d'onde considérées nécessaires pour bien modéliser le comportement des ondes élastiques), ce qui rendait les données inexploitable pour la validation.

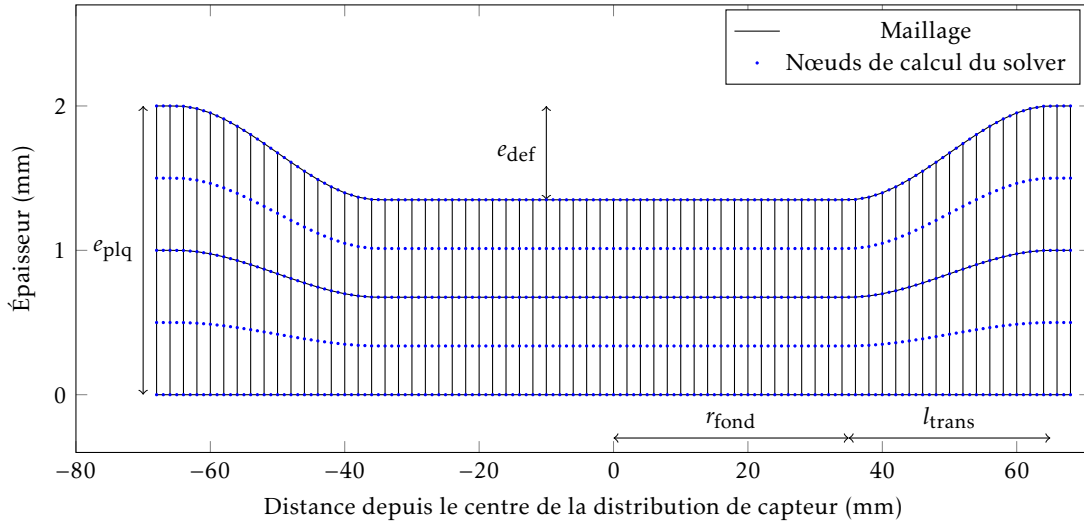


FIGURE 2.3 – Schéma présentant une coupe du maillage au niveau du défaut.

donc uniquement des défauts à symétrie axiale pour les tomographies utilisant des données dérivées de simulations.

Ainsi, le défaut (axisymétrique) choisi pour les simulations sera paramétré (voir figure 2.3) par un segment Υ_{fond} de longueur r_{fond} correspondant au rayon du fond du défaut, une diminution d'épaisseur e_{def} constante par rapport à la partie saine et une zone de transition Υ_{trans} de longueur l_{trans} définie à l'aide de polynômes de BERNSTEIN $b_i^{(m)}$:

$$\begin{cases} \Upsilon_{\text{trans}}(x_{\text{trans}}) = e_{\text{plq}} + e_{\text{def}} \left(-1 + \sum_{i=0}^3 \beta_i b_i^{(3)} \left(\frac{x_{\text{trans}} - r_{\text{fond}}}{l_{\text{trans}}} \right) \right) & \forall x_{\text{trans}} \in [r_{\text{fond}}, r_{\text{fond}} + l_{\text{trans}}], \\ b_i^{(m)}(x) = \frac{m!}{i!(m-i)!} x^i (1-x)^{m-i}, \end{cases} \quad (2.1)$$

où $\beta_0 = 0$, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 1$ et $\beta_3 = 1$. En effectuant une révolution du tracé constitué du fond Υ_{fond} et de la partie transitoire Υ_{trans} par rapport à un axe orthogonal à la surface de la plaque et passant par le centre de la distribution de capteurs, nous obtenons la géométrie du défaut qui est présentée sur la figure 2.4. Le maillage est constitué de maille de type hexaèdre d'ordre 1 (ou hexaèdre droit). Hors des zones émetteur et défaut, leurs dimensions sont $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ dans les plans parallèles à la surface de la plaque et 1 mm dans la profondeur. Le schéma numérique étant d'ordre 2 en espace, les mailles contiennent des nœuds de calcul aux sommets, au milieu des arêtes, au milieu des faces et au milieu de la maille comme le montre la figure 2.3. Il y a donc 27 nœuds par maille, ces nœuds étant évidemment partagés entre les mailles voisines.

La solution sera extraite dans un anneau (visible sur la figure 2.1) de rayon r_{distrib} et de largeur supérieure au diamètre des transducteurs PZT que l'on veut modéliser. Ainsi nous pourrions par post-traitement extraire autant de signaux que de points de mesures désirés.

2.1.1.2 Modélisation de l'émission et de la réception piézoélectrique

Nous présentons ici la modélisation choisie pour représenter le plus fidèlement possible des émissions et réceptions par transducteur PZT afin que les données simulées et celles issues de l'expérience puissent être comparées ultérieurement. Nous considérerons donc des pastilles piézoélectriques paramétrées par leurs diamètre $\varnothing_{\text{piézo}} = 18\text{ mm}$. Ce diamètre correspond à la partie active de la pastille (diamètre de l'électrode). Nous ne cherchons pas à quantifier de manière absolue les valeurs des amplitudes mais seulement leurs variations relatives que ce soit dans le cas de l'émission ou de la réception par transducteur PZT. Pour des pastilles fines, seul le diamètre du transducteur PZT modifie le comportement fréquentiel et modal des ondes émises ou reçues [56]. Ainsi, il est possible d'ignorer les autres paramètres comme l'épaisseur des pastilles, les coefficients piézoélectriques, les propriétés matériaux et la qualité du collage (épaisseur et rigidité). En revanche, notons que des études quantitatives prenant en compte ces

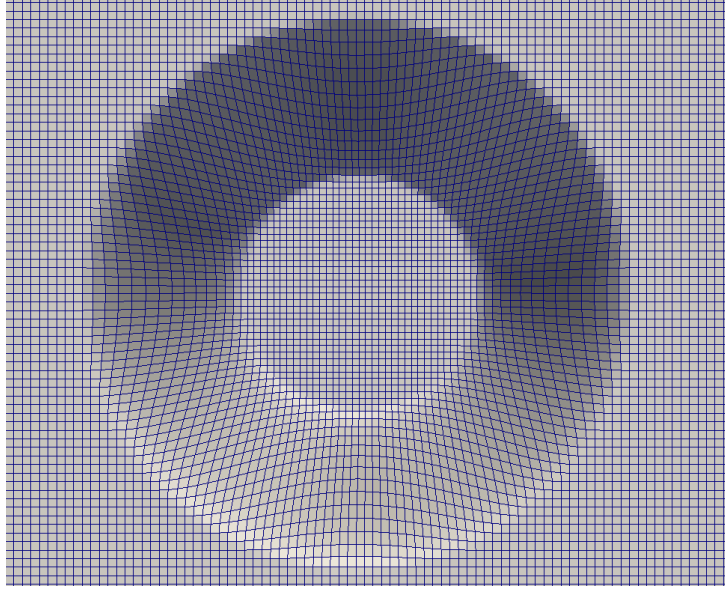


FIGURE 2.4 – Vue du maillage au niveau du défaut.

paramètres **PZT** ou paramètres de la colle ont été réalisées; p. ex. par FRIBOURG-BLANC dans sa thèse [voir 56, Annexe B] ou encore par CHAPUIS qui, entre autres, montre expérimentalement que plus l'épaisseur de colle est fine, plus la transmission des efforts sera efficace [voir 2, Chapitre 4].

Les modèles d'émission et réception par pastille piézoélectrique que nous expliciterons dans les paragraphes suivant sont basés sur des hypothèses géométriques et de collage. L'épaisseur de la pastille $e_{\text{piézo}}$ doit être très inférieure à celle de la plaque e_{plq} sur laquelle elle est collée : $\frac{e_{\text{piézo}}}{e_{\text{plq}}} \ll 1$. De plus, travaillant avec des pastilles fines, $e_{\text{piézo}} \ll \varnothing_{\text{piézo}}$. Par ailleurs, les dimensions latérales de la plaque doivent être grandes devant celle de la pastille. La pastille peut alors être considérée dans un état de contraintes planes. De plus, nous considérons le cas d'un collage parfait, i.e. l'épaisseur de colle est infiniment fine et rigide.

Émission piézoélectrique L'action d'une pastille piézoélectrique collée sur une structure rigide beaucoup plus épaisse peut être assimilée à un champ de force radial appliqué à la périphérie de cette pastille. Ce constat est vérifié dans la thèse de FRIBOURG-BLANC théoriquement [voir 56, Annexe B] et dans celle de CHAPUIS expérimentalement [voir 2, Chapitre 4].

A partir de ce constat, le maillage positionné sous le transducteur **PZT** émetteur est adapté à la géométrie de ce transducteur comme le montre la figure 2.2. Nous observons trois cercles concentriques sur ce maillage, celui du centre correspond au contour de la partie active du transducteur **PZT**. Afin de modéliser au mieux l'émission par pastille piézoélectrique, les forces d'excitation sont normales au cercle correspondant au contour de la partie active et sont appliquées en chaque nœud de ce cercle. Le signal d'excitation $f_{\text{burst}}^{\text{em}}$ est un *toneburst* d'un nombre de cycles n_{cy} de sinusöide, la fonction sinus étant multipliée par une fenêtre de HANN :

$$\begin{cases} f_{\text{burst}}^{\text{em}}(t) = \sin(2\pi f_0 t) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\pi \frac{f_0}{n_{\text{cy}}} t) \right) & \forall t \in \left[0, \frac{n_{\text{cy}}}{f_0} \right], \\ f_{\text{burst}}^{\text{em}}(t) = 0 & \forall t \in \mathbb{R} \setminus \left[0, \frac{n_{\text{cy}}}{f_0} \right], \end{cases} \quad (2.2)$$

où f_0 correspond à la fréquence centrale du *toneburst*. Voulant seulement modéliser les variations relatives des signaux, nous fixons l'amplitude maximale du signal d'émission $f_{\text{burst}}^{\text{em}}$ à 1.

Réception piézoélectrique En ce qui concerne la réception, comme expliqué précédemment, la solution est extraite dans un anneau ce qui permet par la suite de considérer autant de récepteurs que désiré et de choisir si l'on veut un signal de réception correspondant au déplacement en un point (p. ex. déplacement vertical, cas d'une mesure par vibromètre laser) ou bien une mesure plus élaborée (p. ex. de

type transducteur PZT). Les positions dont nous avons besoin pour générer les réponses des capteurs ne se situent pas nécessairement sur un nœud de la grille de calcul, nous effectuons donc une interpolation entre les nœuds les plus proches. En répétant ceci à chaque pas de temps, nous obtenons alors pour chaque récepteur un signal temporel.

Le cas de la mesure de déplacement vertical u_3 en un point (selon le vecteur unitaire vertical e_3) est obtenu directement, il suffit d'effectuer l'interpolation comme expliqué précédemment et de récupérer la valeur du déplacement à chaque pas de temps. En revanche, la reconstruction de la réponse PZT $f_{\text{piézo}}^{\text{rec}}$ nécessite une étape supplémentaire. En effet, il est nécessaire d'intégrer les déplacements u_1 et u_2 sur le contour fermé $\gamma_{\text{piézo}}$ de la partie active du transducteur PZT de la manière suivante :

$$f_{\text{piézo}}^{\text{rec}}(t) = k_{\text{piézo}} \oint_{\gamma_{\text{piézo}}} (\mathbf{u}(t) \cdot \mathbf{n}) d\gamma(\mathbf{x}), \quad \text{où } \mathbf{u} \equiv (u_1, u_2) \text{ et } \mathbf{x} \equiv (x_1, x_2). \quad (2.3)$$

\mathbf{n} est la normale sortante au contour $\gamma_{\text{piézo}}$ et $k_{\text{piézo}}$ est une constante dépendant des paramètres du matériau piézoélectrique [2, 56] que nous ignorons puisque, comme expliqué précédemment, nous nous intéressons seulement aux variations relatives des amplitudes des signaux. Nous fixerons donc cette constante à 1. Afin d'effectuer l'intégrale avec une bonne précision, nous construisons d'abord un interpolateur sur la surface supérieure du maillage, sur lequel nous évaluons ensuite les déplacements selon e_1 et e_2 lors de l'intégration, et ce à chaque pas de temps. Nous obtenons alors pour chaque récepteur un signal temporel.

Le comportement décrit par l'équation (2.3) peut être étendu à l'émission PZT, autrement dit, une onde émise par un transducteur PZT pourra être mesurée de manière optimale par un PZT de même diamètre [voir 2, Chapitre 4].

Comportement fréquentiel et modal Avant d'étudier le comportement fréquentiel et modal selon le type de mesure choisie, rappelons que nous travaillons sous la première fréquence de coupure, donc seulement avec les modes A_0 et S_0 . Le mode SH_0 n'est pas considéré puisqu'il ne pourra pas être émis par une pastille piézoélectrique. De plus, nous ne pouvons le détecter par laser (déplacement u_3), puisque c'est un mode de cisaillement horizontal qui implique des déplacements seulement dans les directions e_1 et e_2 .

La mesure de déplacement vertical u_3 (p. ex. la réponse d'un laser orienté selon le vecteur unitaire e_3) est principalement composée du mode A_0 (pour notre produit *fréquence* \times *épaisseur* de travail) puisque le déplacement vertical correspondant au mode S_0 est négligeable dans notre configuration. Effectivement, si l'on considère une plaque de 2 mm et que l'on s'intéresse au profil de déplacement à 20 kHz² :

- pour le mode A_0 le déplacement en surface est porté principalement par la composante normale u_3 , tandis que la composante sagittale (u_1 ou u_2) sont de l'ordre de 20 % de u_3 ;
- pour le mode S_0 le déplacement en surface est porté principalement par la composante sagittale, tandis que la composante normale est de l'ordre de 1 % de cette dernière.

Ainsi, nous pouvons conclure que pour un faible produit *fréquence* \times *épaisseur* (bien en dessous de la première fréquence de coupure), avec une mesure de déplacement vertical, le signal sera principalement composé du mode A_0 (si les modes A_0 et S_0 émis ont sensiblement la même énergie). Ce constat sera vérifié dans la section 2.1.1.3. En revanche, plus la fréquence tend vers la fréquence de coupure, plus les composantes de déplacement u_1 , u_2 et u_3 ont tendance à s'égaliser, que ce soit pour le mode A_0 ou pour S_0 . Enfin, en réception, la mesure du déplacement vertical u_3 n'introduit aucun filtrage fréquentiel contrairement au cas d'une mesure PZT étudiée ci-après.

Dans le cas d'une réponse PZT, il est possible de déduire une relation simple de l'équation (2.3) qui nous informe sur la capacité d'une pastille piézoélectrique à détecter une onde selon la fréquence et le mode considéré [voir 2, Chapitre 4]. En d'autres termes, la réponse du transducteur PZT $f_{\text{piézo}}^{\text{rec}}$ (ou tension à ses bornes) dépendra du rapport entre son diamètre et la(les) longueur(s) d'onde du(des) mode(s) présent(s) selon la relation suivante :

$$\left| \hat{f}_{\text{piézo}}^{\text{rec}}(\omega) \right| \propto \left| J_1 \left(\pi \frac{\mathcal{D}_{\text{piézo}}}{\lambda(\omega)} \right) \right|, \quad (2.4)$$

2. Cette étude a été réalisée à l'aide du logiciel CIVA.

où λ correspond à la(aux) longueur(s) d'onde du(des) mode(s) présent(s) dans le signal, et J_1 est la fonction de Bessel de première espèce et du premier ordre. Par conséquent, selon le produit *fréquence* \times *épaisseur* considéré, le transducteur PZT mesurera préférentiellement A_0 ou S_0 , ou les deux de manière identique. La figure 2.5 montre ce filtrage en fréquence sous la première fréquence de coupure pour les modes A_0 et S_0 dans le cas d'un PZT de diamètre $\varnothing_{\text{piézo}} = 18\text{ mm}$ et d'une plaque d'aluminium de 2 mm.

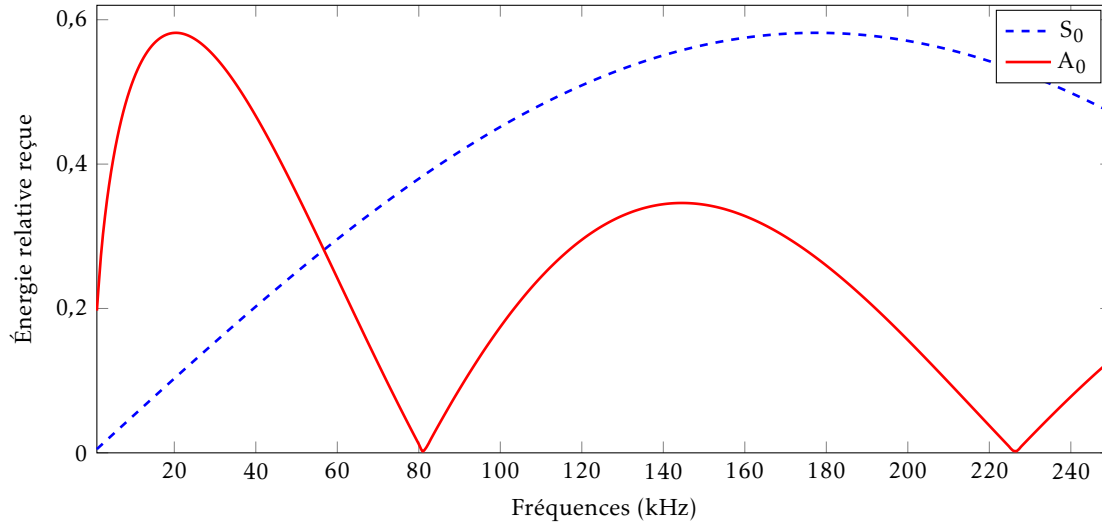


FIGURE 2.5 – Filtrage fréquentiel d'une mesure par transducteur PZT pour les modes A_0 et S_0 dans le cas d'un diamètre $\varnothing_{\text{piézo}} = 18\text{ mm}$ et d'une plaque d'épaisseur 2 mm.

Sur la figure 2.5 nous identifions un maximum d'énergie transmise ou reçue par le PZT considéré pour A_0 vers 20 kHz. Au niveau de ce maximum (20,4 kHz plus exactement), le transducteur PZT n'est que très peu sensible à S_0 , ce qui rend cette fréquence de travail très intéressante. Effectivement, bien que S_0 se propage environ cinq fois plus vite que A_0 à cette fréquence, ses réflexions sur les bords de plaque ne perturberont que très peu le paquet d'ondes A_0 , ce que nous verrons dans la section 2.1.1.3.

On retrouve dans la littérature des validations expérimentales de cette équation (2.4) où l'on identifie très bien cette sensibilité en fréquence des pastilles PZT [57, 2].

2.1.1.3 Validation par comparaison expérimentale

Afin de valider la méthode décrite dans la section 2.1.1.2 nous allons comparer ces données à des signaux issus de mesures expérimentales. Expérimentalement, la configuration est la même que celle de la section 4.1. Deux transducteurs PZT de diamètre $\varnothing_{\text{piézo}} = 18\text{ mm}$ distant de 60 cm ont été choisis, l'un comme émetteur l'autre comme récepteur. La plaque sur laquelle ces transducteurs ont été collés fait 2 mm d'épaisseur et ne contient pas de défaut. En ce qui concerne la simulation, les mêmes paramètres que pour l'expérience ont été choisis pour générer la configuration, mais, cette fois, deux types de réceptions ont été réalisés. La première est une simple mesure de déplacement vertical u_3 selon le vecteur e_3 et la seconde est une mesure de type pastille piézoélectrique comme expliqué dans les paragraphes 2.1.1.2 et 2.1.1.2.

Le *toneburst* d'émission est tracé sur la figure 2.6. Sa fréquence centrale est de 20,4 kHz et son nombre de cycles est de 5. Comme expliqué précédemment, avec ce signal d'émission nous nous attendons à mesurer peu de S_0 et beaucoup de A_0 avec un transducteur PZT. Sur le signal expérimental de réception, un paquet similaire au signal d'émission est présent. Ce paquet est dû à un couplage électromagnétique dans le multiplexeur utilisé. En pratique, il n'est pas gênant puisque les distances de propagation sont suffisamment grandes pour que le paquet mesuré par le récepteur se détache du paquet dû à ce couplage.

Sur la réception de type u_3 , nous observons seulement le paquet A_0 (entre 500 μs et 750 μs) tandis qu'en considérant une réception de type PZT, S_0 apparaît pour des TdV inférieurs (entre 150 μs et 500 μs en comptant ses réflexions successives sur les bords de plaque). Remarquons aussi que les variations relatives d'amplitude sont semblables entre l'expérience et la simulation que ce soit pour le mode S_0 très faible ou le mode A_0 prédominant, ce qui concorde avec les courbes de la figure 2.5 précédemment

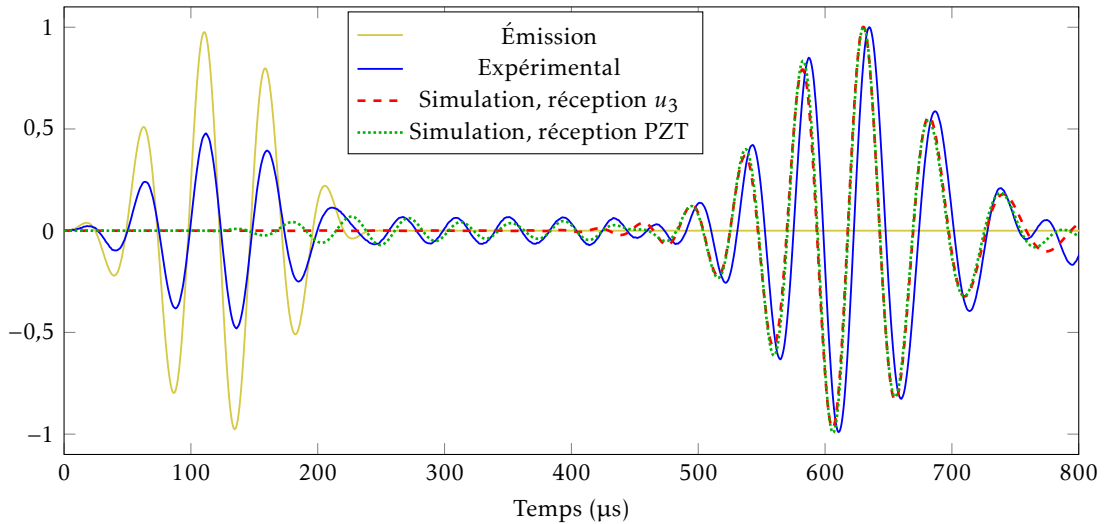


FIGURE 2.6 – Comparaison entre des mesures issues de l'expérience et des reconstructions par simulation. Un moyennage est réalisé dans le cas de l'expérience.

présentées. Enfin, la seule différence visible sur le paquet A_0 est un léger décalage temporel du signal expérimental par rapport aux signaux issus de la simulation. Nous avons remarqué que ce décalage est constant quelle que soit la distance entre capteurs considérée. Ceci est sûrement dû à un problème dans la chaîne de mesure expérimentale. Ce problème pourrait par exemple venir d'un décalage au niveau de la synchronisation entre le générateur et l'oscilloscope ou bien un retard dans la transmission des efforts au niveau de la colle (qui serait trop épaisse) entre le transducteur PZT et la plaque. Ce décalage temporel ne sera plus visible sur les reconstructions passives puisque le $t = 0$ est automatiquement fixé (il correspond au point central de la reconstruction passive), les différentes voies d'acquisition étant synchronisées entre elles sur le même système.

2.1.2 Temps de vol

La problématique d'identification de temps de vol est un point crucial de cette thèse puisque la qualité des TbV identifiés va directement jouer sur la reconstruction de l'image de tomographie. Pour fixer un ordre de grandeur, nous devons ici détecter des variations de TbV de l'ordre de 1 % (et même moins) afin d'imager des défauts avec une qualité suffisante. Travaillant avec des ondes de LAMB, de nature dispersives, cette tâche devient d'autant plus difficile puisque les paquets se déforment (en phase et en amplitude) lors de leur propagation, qu'ils rencontrent ou non un défaut. Il est donc impossible de procéder comme ce serait fait avec un paquet se propageant dans un milieu non dispersif (p. ex. suivre la première oscillation du paquet). Ainsi, ce problème est abordé ici en comparant trois méthodes, la première restant la plus simple et la plus connue (maximum de l'enveloppe), la deuxième étant celle utilisée par HUTHWAITE pour ses reconstructions tomographiques [voir 40, Appendix B] et la troisième, développée lors de cette thèse, très robuste pour les applications visées et par conséquent adaptée à la tomographie passive.

Chacune des méthodes présentées ici est illustrée en prenant comme donnée d'entrée le signal de type réception u_3 , issu de la simulation (voir figure 2.6). La configuration est donc la même que celle de la section 2.1.1.3.

2.1.2.1 Détection basique des temps de vol : le maximum de l'enveloppe

La première méthode de détection de TbV est la plus simple à mettre en œuvre. Elle consiste simplement à trouver, dans un premier temps, l'enveloppe du signal traité, puis à identifier le temps correspondant au maximum de cette enveloppe. Ce temps correspond alors au TbV du paquet d'ondes. La figure 2.7 présente un exemple de ce type de détection.

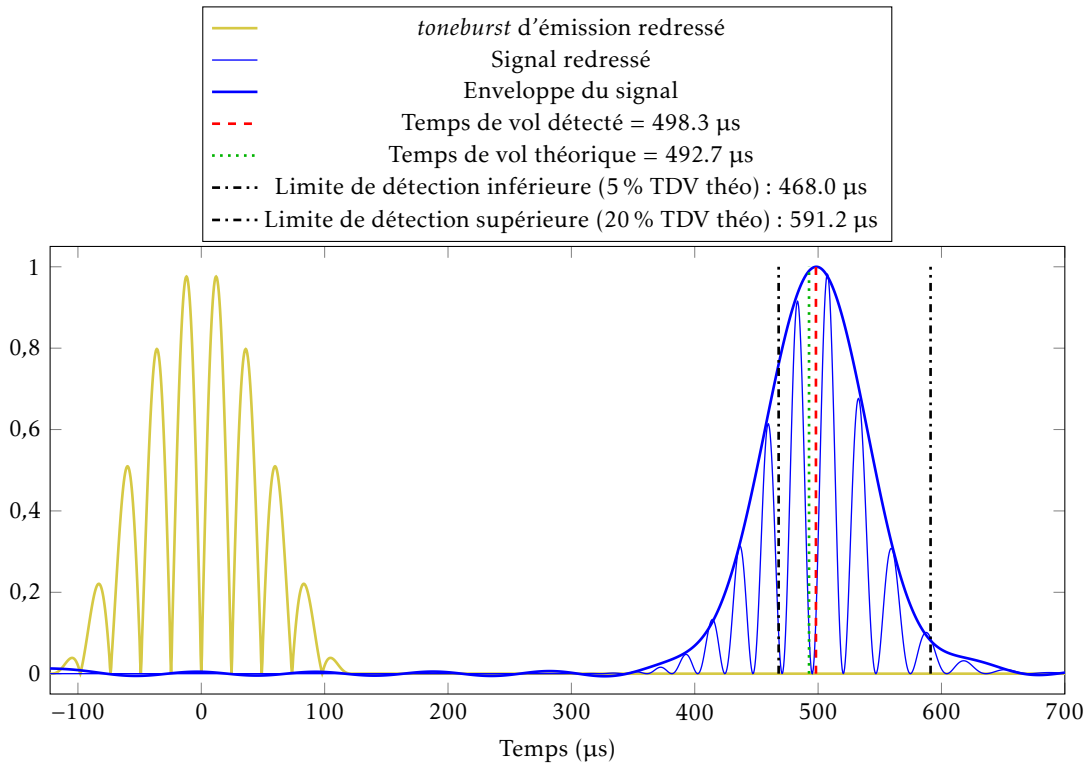


FIGURE 2.7 – Exemple de détection de temps de vol par la méthode du maximum de l'enveloppe. La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 60 cm. Le paquet d'ondes s'est propagé sur une plaque saine. La mesure est de type déplacement vertical u_3 .

En pratique, il faut respecter certaines contraintes pour que l'identification soit de bonne qualité. Tout d'abord, nous n'utilisons pas la transformée de HILBERT pour identifier l'enveloppe du signal puisque, dès lors que le signal est trop large bande (peu de cycles) ou qu'il est un peu bruité, l'enveloppe contient des minima locaux qui ont tendance à rendre la détection de TbV très peu robuste. Afin de calculer l'enveloppe du signal, nous utilisons plutôt un filtrage passe-bas (dans le domaine de FOURIER) du signal redressé, afin d'identifier ses composantes basse fréquence. L'enveloppe correspondra au signal obtenu après avoir effectué une transformée de FOURIER inverse. En pratique, la fréquence de coupure du filtre passe-bas est fixée à la moitié de la fréquence centrale du paquet d'émission. Cette méthode peut présenter des effets de bord sur l'enveloppe reconstruite. Si le signal d'origine n'est pas suffisamment long, ces oscillations sur le bord de l'enveloppe peuvent détériorer l'identification du TbV . Pour remédier à ce problème, il suffit d'avoir recours à la technique de complétion de zéros³ qui aura pour effet de décaler les effets de bord.

Notons que le $t = 0$ est recalé à la moitié du signal d'émission, comme le montre la figure 2.7. Le TbV est alors le temps correspondant au maximum de l'enveloppe.

Dans le cas parfait d'un signal contenant un seul mode et n'étant pas perturbé par des réflexions sur les bords de plaque, ce que nous avons expliqué ci-dessus suffit à identifier le TbV correctement. Mais, en réalité, ce cas n'existe que très rarement. En effet, en pratique, un transducteur PZT émet et reçoit en général deux modes guidés. De plus, le milieu de propagation n'étant pas infini, il existe des réflexions sur les bords de plaque. Le maximum de l'enveloppe se trouve donc potentiellement perturbé. Il est ainsi nécessaire de mettre en place des limites temporelles de détection du TbV . Ces limites correspondant à un pourcentage du TbV théorique sont visibles sur la figure 2.7. Les valeurs de ces bornes dépendent du mode considéré et des critères physiques du défaut. En considérant un mode, cela fixe un TbV théorique correspondant au temps de propagation du paquet d'ondes dans une plaque saine. De plus, pour une fréquence de travail donnée, le signe de la variation de vitesse du paquet d'ondes est connu. Par exemple, pour la configuration de la figure 2.7, si un défaut se trouve sur le trajet du paquet d'ondes considéré, le

3. Plus connue sous le nom de *zero-padding* en anglais.

front d'onde ne peut que ralentir lorsqu'il traverse le défaut⁴. Ainsi, la limite de détection inférieure est fixée relativement proche du TbV théorique puisque le front d'onde ne peut qu'accélérer. Nous avons choisi dans notre cas une variation de TbV de 5%. En ce qui concerne la limite supérieure, il est possible de la placer à un temps très largement supérieur au TbV théorique et d'identifier le premier maximum de l'enveloppe comme étant celui correspondant au TbV recherché.

Une méthode permettant de faire un tri grossier entre les TbV à rejeter et ceux qui doivent être considérés comme bons est mise en place. Elle consiste à définir une variation de TbV maximale correspondant au plus gros défaut que l'on veut imager. Par exemple, en considérant un très gros défaut de simulation de taille $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm, la variation de TbV maximale impliquée par ce défaut est de l'ordre de 17%. Par conséquent, nous avons choisi une variation maximale de TbV légèrement supérieure, à savoir de 20%. Ensuite, il suffit de repérer le premier maximum de l'enveloppe entre les limites inférieures et supérieures pour obtenir le TbV recherché. Si ce TbV correspond aux bornes inférieures ou supérieures, il est rejeté, car cela signifie que la fenêtre de détection est mal placée.

Un exemple de TbV rejeté est visible sur la figure 2.16. Ces TbV sont souvent ceux correspondant aux couples de capteurs proches l'un de l'autre (champ proche). Cette méthode basique de tri des TbV n'est pas très précise et reste peu efficace dans le cas de signaux issus des méthodes passives.

La figure 2.7 montre un TbV détecté légèrement supérieur au TbV théorique. Nous verrons dans la section 2.1.3 que cette surestimation du TbV semble inhérente à cette méthode de détection. Ce problème est sûrement dû à la manière de calculer l'enveloppe. En effet, l'étape de filtrage engendre des déphasages, donc des retards, qui peuvent biaiser les estimations de TbV . Ainsi, bien qu'étant attrayante car assez simple, cette méthode n'est pas très précise et cela même dans le cas idéal d'un signal ne contenant qu'un seul mode, n'ayant pas de réflexions parasites et n'étant pas bruité. Cette conclusion ne semble pas très étonnante puisque le type de détection de TbV présenté ici relève plus d'une démarche empirique que d'une démarche physique rigoureuse. Afin d'améliorer l'identification de TbV , deux autres méthodes (basées cette fois sur des principes physiques) sont abordées ci-dessous.

2.1.2.2 Détection de temps de vol par compensation de la dispersion

La méthode de détection de TbV par compensation de dispersion est utilisée par HUTHWAITE pour réaliser de la tomographie en temps de vol [p. ex. voir 40, Appendix B]. Il semble donc intéressant d'étudier cette méthode dans le cadre de la tomographie passive. Avant cela, comme nous ne travaillons pas avec le même produit *fréquence* \times *épaisseur* qu'HUTHWAITE, nous étudierons cette méthode sur des signaux permettant de réaliser de la tomographie active. Nous verrons qu'il semble nécessaire d'utiliser une *compensation de dispersion intelligente* à très bas produit *fréquence* \times *épaisseur* lorsque le mode A_0 est utilisé⁵.

Ce type de détection de TbV vise à compenser l'effet de la dispersion dû à la propagation du paquet d'ondes dans un milieu dispersif. Une fois la dispersion compensée, il devient beaucoup plus commode d'identifier une variation de TbV entre le paquet d'ondes qui s'est propagé dans une plaque saine et celui ayant été ralenti ou accéléré par un défaut. Effectivement, après compensation de la dispersion ces paquets ont exactement la même forme, ils sont seulement décalés de ΔTDV .

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour identifier cette variation de TbV . Nous avons choisi d'utiliser l'intercorrélation puisqu'elle prend en compte toute l'information présente dans le paquet d'ondes. Elle semble aussi plus robuste qu'une simple détection d'un maximum. L'équation (2.5) explicite l'intercorrélation $C(t)$ entre le paquet d'ondes s'étant propagé dans la plaque saine (après compensation de dispersion), représenté par le champ scalaire $\varphi_{\text{réf}}$ et le paquet d'ondes s'étant propagé dans la plaque contenant un défaut (après compensation de dispersion) représenté par le champ scalaire φ_{def} :

$$C(t) = \frac{1}{T} \int_0^T \varphi_{\text{réf}}(\tau) \varphi_{\text{def}}(t + \tau) d\tau. \quad (2.5)$$

Le TbV recherché correspondra au temps où la corrélation entre les paquets d'ondes est maximale.

4. Nous ne considérons que des diminutions d'épaisseur de la plaque inspectée puisque nous cherchons à imager des défauts de corrosion.

5. Alors qu'HUTHWAITE semble indiquer qu'une *compensation de dispersion basique* suffit pour le mode A_0 , nous montrerons que dans le cas d'un très gros défaut et à bas produit *fréquence* \times *épaisseur* il est nécessaire d'utiliser une *compensation de dispersion intelligente* car la dispersion causée par les variations de vitesse devient suffisamment significative pour que certains TbV soient mal identifiés dans le cas d'une simple rétropropagation sur plaque saine.

Nous allons maintenant voir deux manières de compenser les effets de dispersion. La première, simple et couramment utilisée, ne prend pas en compte les effets que peut avoir un potentiel défaut sur la distorsion des paquets d'ondes. La seconde, au contraire, plus complexe mais plus précise, prend en compte ces effets de distorsion du paquet dus au défaut. Ces deux méthodes, utilisées par HUTHWAITE, ont été étudiées dans cette thèse pour les domaines de produit *fréquence* \times *épaisseur* qui nous intéressent. Elles ont aussi été analysées dans le but de juger leurs performances dans le cadre de la tomographie passive.

Compensation de dispersion basique - rétropropagation sur plaque saine La méthode de compensation des effets de dispersion que l'on nomme « compensation de dispersion basique » est une simple rétropropagation des paquets d'ondes (voir figure 2.8) sur leur distance de propagation, en ignorant les effets que peuvent avoir des défauts sur la distorsion de ce paquet d'ondes.

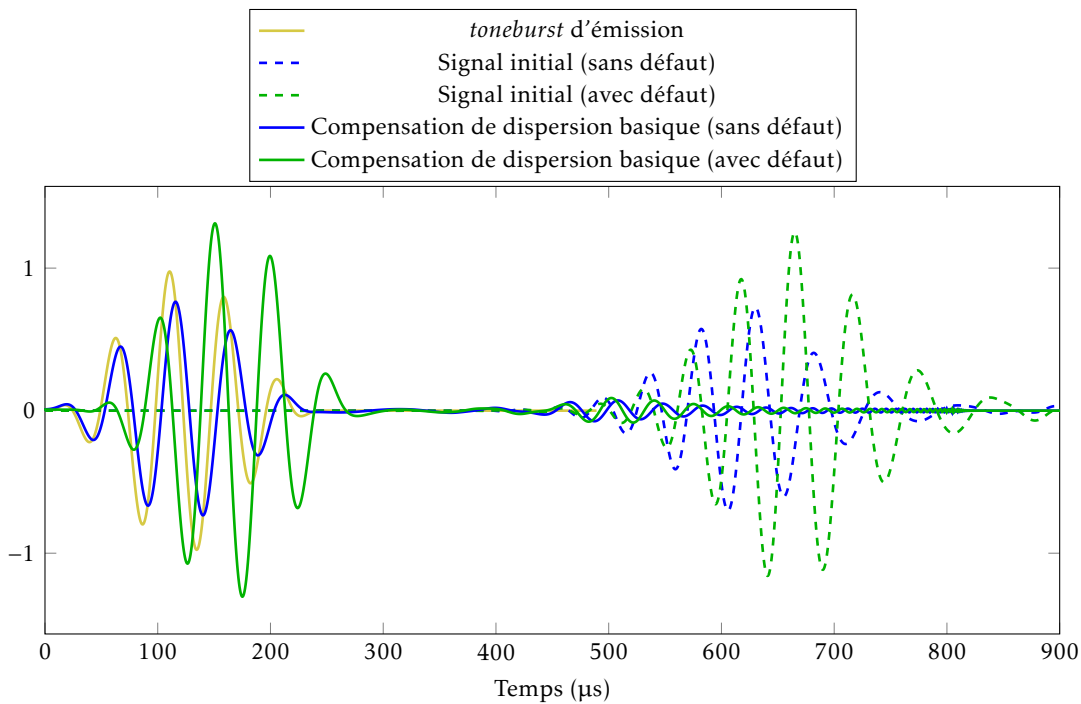


FIGURE 2.8 – Rétropropagation basique. La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 60 cm. Le défaut est à symétrie axiale et de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. La mesure est de type déplacement vertical u_3 .

Afin de réaliser cette rétropropagation, il suffit de diviser le signal (représenté par $\hat{\phi}_{\text{ini}}$ dans le domaine de FOURIER) pour chaque fréquence f par $e^{ik_0(f)l}$, où k_0 est le nombre d'onde non perturbé (plaque saine) et l est la distance entre l'émetteur et le récepteur. Ainsi, le champ scalaire $\hat{\phi}_{\text{basique}}$ (après rétropropagation) s'écrit :

$$\hat{\phi}_{\text{basique}}(f) = \frac{\hat{\phi}_{\text{ini}}(f)}{e^{ik_0(f)l}}. \quad (2.6)$$

Après avoir rétropropagé les paquets d'ondes avec et sans défaut, nous remarquons sur la figure 2.8 que les paquets ont un nombre de cycles identique au *toneburst* d'émission. Ceci montre bien l'effet de la compensation de dispersion. Il ne reste plus qu'à utiliser l'intercorrélation (2.5) pour identifier la variation de temps de vol entre les paquets avec et sans défaut. Une fois cette variation corrigée, les oscillations des paquets se retrouvent en phase, comme le montre la figure 2.9.

La figure 2.9 montre un résultat qui paraît correct mais nous verrons ci-dessous qu'il ne l'est pas en réalité. En effet, la distorsion du paquet due aux variations d'épaisseur engendrées par le défaut est trop importante pour qu'une compensation de dispersion qui ignore ces effets permette d'identifier

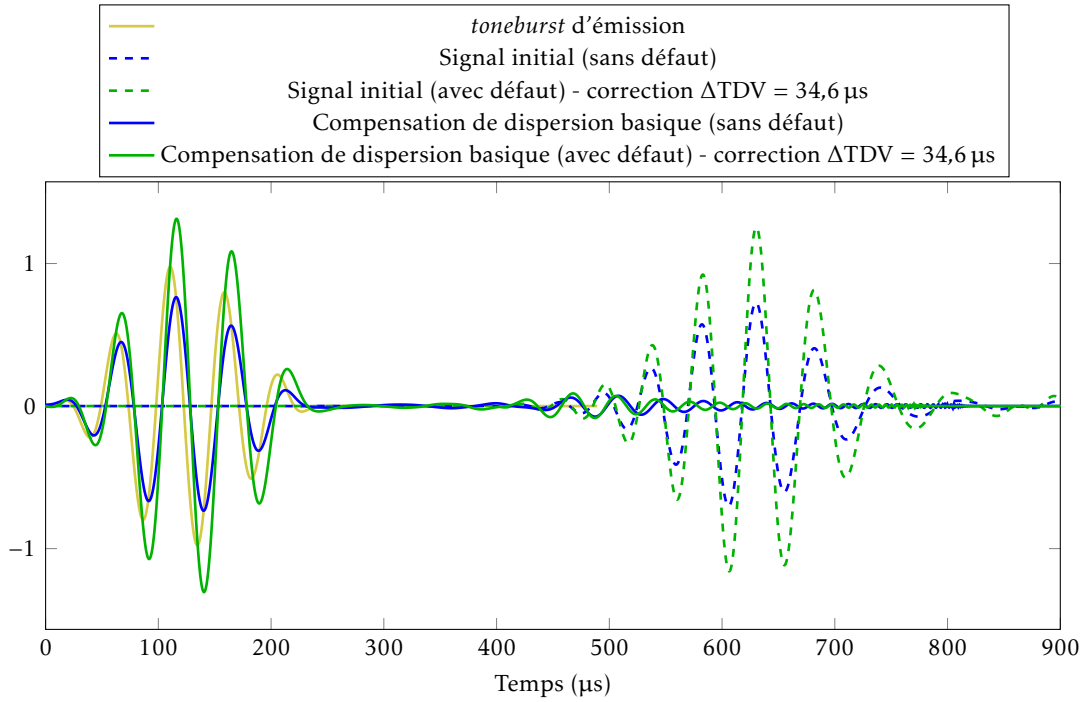


FIGURE 2.9 – Exemple de détection de temps de vol par compensation de dispersion basique. Le paquet avec défaut est recalé temporellement de la variation de temps de vol. La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 60 cm. Le défaut est à symétrie axiale et de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. La mesure est de type déplacement vertical u_3 .

correctement un TbV .

Compensation de dispersion intelligente - rétropropagation et prise en compte de l'effet du défaut

Précédemment, nous avons vu une méthode permettant de détecter des variations de TbV par compensation de dispersion. Cette méthode repose sur une hypothèse qui peut être très handicapante lorsque le défaut a une influence significative sur la distorsion du paquet d'ondes. En effet, nous avons délibérément appliqué cette méthode dans le cas d'un très gros défaut pour montrer une de ses limites. Le résultat présenté sur la figure 2.9 montre que $\Delta TDV = 34,6 \mu s$, or il se trouve que cette variation de TbV devrait plutôt être de l'ordre de $80 \mu s$. Cette limite de la méthode par *compensation de dispersion basique* sera directement visible sur les figures 2.19 et D.2 de la section 2.1.3.

Afin d'éviter les problèmes de distorsion trop importante du paquet d'ondes, il faut prendre en compte l'effet que peut avoir un défaut sur ce même paquet. Cela s'effectue à l'aide d'une réallocation (*mapping*) des composantes fréquentielles, après avoir rétropropagé le signal comme expliqué pour la méthode de *compensation de dispersion basique*. Un exemple de ce *mapping* est présenté sur la figure 2.10. Pour l'obtenir, il est nécessaire d'avoir recours à une approximation supplémentaire de linéarisation des courbes de dispersion expliquée ci-dessous.

En négligeant les effets de diffusion, ce qui est consistant avec les hypothèses de tomographie en temps de vol, nous pouvons exprimer le champ scalaire $\hat{\phi}_{\text{ini}}$ (transformée de *Fourier* du signal mesuré après propagation) pour chaque fréquence f de la manière suivante :

$$\hat{\phi}_{\text{ini}}(f) = e^{i \int_{\gamma} k[f \cdot e(x)] d\gamma(x)}, \quad (2.7)$$

où k est le nombre d'onde évoluant le long de la trajectoire γ , x est le vecteur de position du milieu de propagation (cartographie) et e est l'épaisseur à la position x . En considérant le nombre d'onde k_0 , correspondant à la partie saine de la plaque et en exprimant le nombre d'onde k en fonction de la lenteur

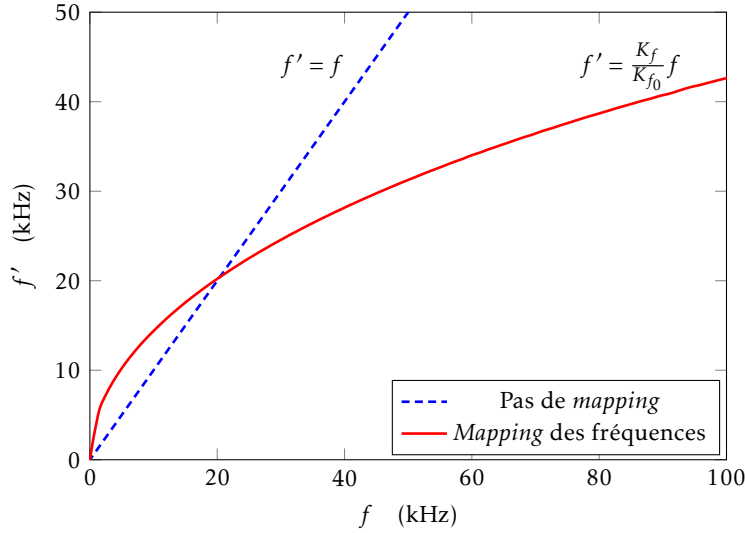


FIGURE 2.10 – Mapping des fréquences permettant de réaliser la compensation de dispersion intelligente.

s et de la fréquence f , l'équation (2.7) devient :

$$\hat{\varphi}_{\text{ini}}(f) = e^{ik_0(f)l} e^{i2\pi f \int_{\gamma} s[f \cdot e(\mathbf{x})] - s[f \cdot e_{\text{plq}}] d\gamma(\mathbf{x})}, \quad (2.8)$$

où l'on rappelle que e_{plq} correspond à l'épaisseur de la plaque saine.

C'est ici qu'entre en compte une approximation supplémentaire qui va permettre de rendre l'intégrande indépendante de la fréquence. Ainsi, pour chaque fréquence f on définit la fonction $s_f[e(\mathbf{x})] = s[f \cdot e(\mathbf{x})]$. Le développement en série de Taylor à l'ordre 1, autour de e_0 , donne :

$$s_f[e(\mathbf{x})] = s_f(e_0) + \frac{ds_f}{de}(e_0)[e(\mathbf{x}) - e_0]. \quad (2.9)$$

En linéarisant autour de $e_0 = e_{\text{plq}}$, l'intégrande de l'équation (2.8) peut se réécrire pour chaque fréquence f :

$$s[f \cdot e(\mathbf{x})] - s[f \cdot e_{\text{plq}}] = s_f[e(\mathbf{x})] - s_f(e_{\text{plq}}) \approx [e(\mathbf{x}) - e_{\text{plq}}] K_f, \quad (2.10)$$

où $K_f = \frac{ds_f}{de}(e_{\text{plq}})$ est une constante issue de la linéarisation. L'équation (2.8) devient :

$$\hat{\varphi}_{\text{ini}}(f) \approx e^{ik_0(f)l} e^{i2\pi f K_f \int_{\gamma} e(\mathbf{x}) - e_{\text{plq}} d\gamma(\mathbf{x})}. \quad (2.11)$$

Ainsi, en linéarisant la courbe de dispersion autour de l'épaisseur de la plaque saine, nous rendons le *kernel* d'intégration indépendant de la fréquence.

Afin de minimiser la distorsion du paquet due au défaut, nous cherchons une solution qui minimiserait les effets de dispersion. Pour un signal non distordu, K_f devrait être constant avec la fréquence, ce qui nous amène à réaliser le *mapping* de fréquence suivant :

$$f K_f = f' K_{f_0}, \quad (2.12)$$

où nous choisissons f_0 comme étant la fréquence centrale du paquet d'ondes afin de ne pas changer la vitesse de groupe de ce paquet. Ce *mapping* des fréquences est visible sur la figure 2.10.

La réallocation des composantes fréquentielles définie par le *mapping* de la figure 2.10 aura tendance à rendre le spectre du signal moins large qu'initialement ce qui aura pour effet d'augmenter le nombre de cycles des paquets d'ondes (voir par exemple les figures 2.11 et 2.12).

Finalement, il suffit, pour compenser la dispersion due à la propagation de l'onde et pour corriger la distorsion du paquet causée par le défaut, que le champ scalaire $\hat{\phi}_{\text{ini}}(f)$ soit divisé par $e^{ik_0(f)l}$ et que ses composantes fréquentielles soient allouées aux nouvelles fréquences f' . Le champ scalaire $\hat{\phi}_{\text{intell}}$ issu de la *compensation de dispersion intelligente* vaut alors pour chaque fréquence f' :

$$\hat{\phi}_{\text{intell}}(f') = e^{i2\pi f' K_{f_0} \int_{\gamma} e^{(x)-e_{\text{plq}}} d\gamma(x)} = e^{i2\pi f K_f \int_{\gamma} e^{(x)-e_{\text{plq}}} d\gamma(x)} = \frac{\hat{\phi}_{\text{ini}}(f)}{e^{ik_0(f)l}}. \quad (2.13)$$

En appliquant une transformée de *Fourier* inverse à $\hat{\phi}_{\text{intell}}$ pour les champs correspondant aux mesures avec et sans défaut, nous obtenons les signaux de la figure 2.11.

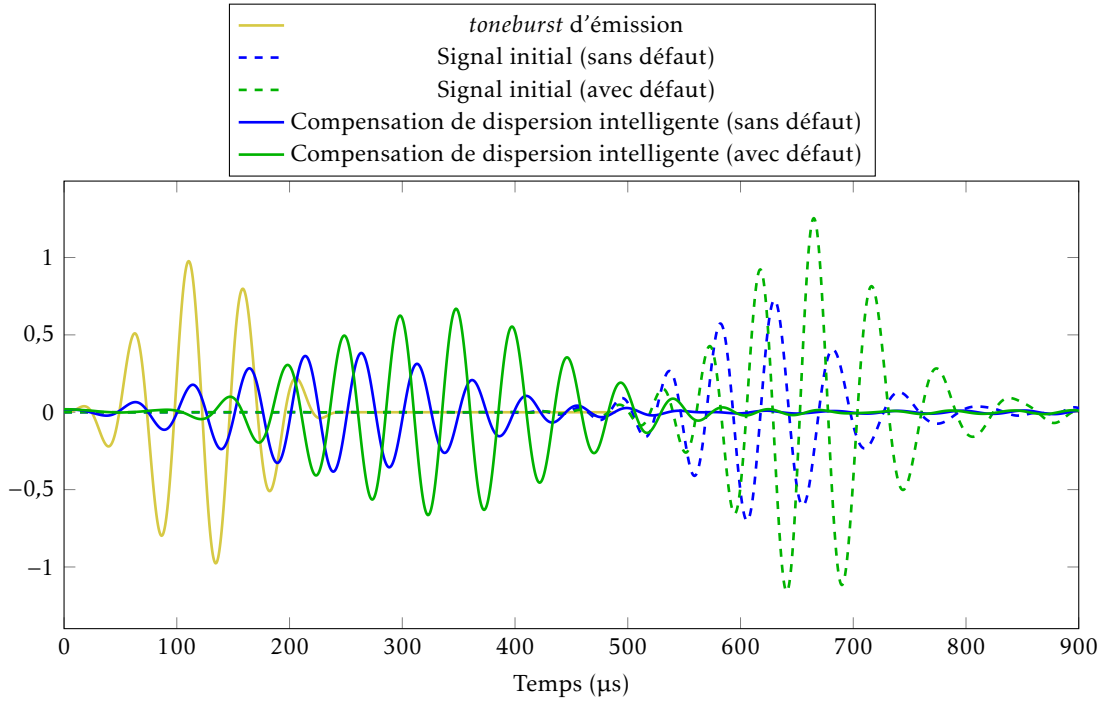


FIGURE 2.11 – Exemple de détection de temps de vol par rétropropagation et compensation de dispersion intelligente prenant en compte le défaut potentiellement présent. Le paquet avec défaut n'est pas recalé temporellement de la variation de temps de vol. La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 60 cm. Le défaut est à symétrie axiale et de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. La mesure est de type déplacement vertical u_3 .

Pour identifier la variation de **TdV** nous appliquons l'intercorrélation $C(t)$ de l'équation (2.5) aux signaux dont on a compensé la dispersion. La figure 2.12 montre les mêmes signaux que ceux de la figure 2.11 qui ont été décalés temporellement de la variation de **TdV** ΔTDV .

Cette fois, contrairement à la méthode dite *basique*, $\Delta\text{TDV} = 84 \mu\text{s}$. Nous verrons dans la section 2.1.3 que ce résultat est correct. Ainsi, bien que la dispersion que subit l'onde lors de sa propagation dans le défaut ne soit que très faiblement visible pour le mode A_0 ⁶, il est tout de même indispensable de prendre en compte cet effet de distorsion des paquets d'ondes lorsqu'il est envisagé d'imager de gros défauts, et cela même si le mode A_0 est utilisé.

Une méthode qui ne fonctionne qu'en « relatif » *A priori*, ces méthodes de compensation de dispersion ne fonctionnent qu'en relatif (nous avons besoin des données avec et sans défaut) bien qu'il serait possible d'imaginer de remplacer le signal de référence par le signal d'émission théorique pour rendre le fonctionnement absolu. Cela étant dit, il existe plusieurs problèmes dans le cas du fonctionnement absolu. Premièrement, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.9 après rétropropagation des signaux et compensation de la variation de **TdV**, nous identifions un décalage temporel entre le signal de

6. Contrairement à S_0 à plus haut produit *fréquence* \times *épaisseur* [voir 40, Appendix B].

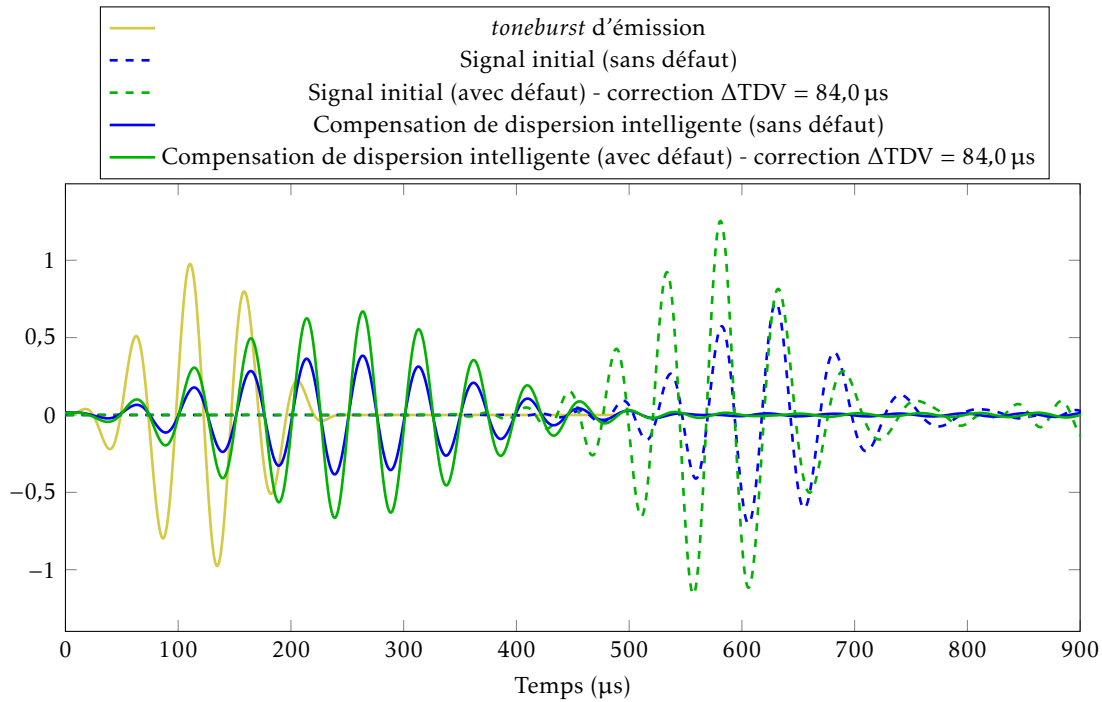


FIGURE 2.12 – Exemple de détection de temps de vol par rétropropagation et compensation de dispersion intelligente prenant en compte le défaut potentiellement présent. Le paquet avec défaut est recalé temporellement de la variation de temps de vol. La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 60 cm. Le défaut est à symétrie axiale et de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. La mesure est de type déplacement vertical u_3 .

référence et le *toneburst* d'émission, ce qui ajouterait, en fonctionnement absolu, une erreur constante sur l'identification du TbV . Ce décalage est dû au fait que le signal d'émission est homogène à un effort (exercé par la pastille sur la plaque) alors que le signal sans défaut est homogène à un déplacement (imposé par la plaque sur la pastille réceptrice). Ensuite, la figure 2.12 montre que le paquet ne contient plus le même nombre de cycles après compensation de dispersion intelligente. Cela est dû au *mapping* des fréquences qui rend le signal moins large bande. Il devient alors impossible de remplacer le signal plaque saine par le signal d'émission sans traitement supplémentaire. La méthode de détection de TbV par *compensation de dispersion intelligente* ne peut donc pas être utilisée « en absolu ». Enfin, comme pour les autres méthodes de détection de TbV , le fonctionnement « en absolu » implique qu'une grande partie des erreurs venant des incertitudes expérimentales (configurations non parfaites, par exemple espacement entre les capteurs) ne seront plus compensées.

Discussion Pour aller plus loin, l'annexe C présente les effets de distorsion de paquet d'ondes à bas produit *fréquence* \times *épaisseur* pour le mode A_0 . Il y est notamment justifié la nécessité d'utiliser la méthode de *compensation de dispersion intelligente* pour les configurations visées.

Ces méthode de détection de TbV par compensation de dispersion ayant des fondements mathématiques solides, nous avons pu aller relativement loin dans l'interprétation des phénomènes physiques mis en jeu, notamment en annexe C. Nous verrons que la méthode de *compensation de dispersion intelligente* est très précise tant que les signaux présentent un **Rapport Signal sur Bruit (RSB)** élevé. En revanche, dès lors que les hypothèses ne sont pas strictement respectées (phénomène de diffraction par le défaut trop important), ou que le signal est bruité (par exemple quand il contient des résidus de corrélation ou résidus d'une méthode passive de manière plus générale), cette méthode ne se comporte plus correctement. Nous allons maintenant expliciter une méthode de détection de temps de vol, développée lors de cette thèse, beaucoup plus robuste aux phénomènes énoncés ci-dessus mais moins généralisable que les méthodes par compensation de dispersion. Cette nouvelle manière de détecter des TbV passe par une transformation temps-fréquence des signaux dont nous voulons extraire les TbV .

2.1.2.3 Détection des temps de vol par méthode temps-fréquence

La méthode de détection de **TbV** explicitée ici comprend deux étapes principales :

1. Une transformation dans le plan temps-fréquence du signal dont on veut extraire le **TbV**. Cela procure sa répartition énergétique (densité spectrale de puissance) sur une image contenant un axe destiné au temps et un autre destiné aux fréquences ;
2. En connaissant la distance de propagation de l'onde, il est possible de positionner une courbe de dispersion (issue de la courbe de dispersion en vitesses de groupe) dans le plan temps-fréquence. Si la plaque dans laquelle s'est propagée l'onde est saine, alors cette courbe sera localisée de la même manière qu'est répartie l'énergie du signal. Si, en revanche, un défaut est placé le long de la propagation, cette répartition énergétique migrera vers les temps positifs si le défaut ralentit la propagation de l'onde, ou vers les temps négatifs s'il l'accélère. Il suffit alors, pour identifier un **TbV**, d'avoir à disposition une équation explicite de la courbe de dispersion en fonction des propriétés matériaux et de la géométrie du milieu de propagation. Elle sera ensuite ajustée à la répartition énergétique dans le plan temps-fréquence du signal initial. Cet ajustement nous fournira alors le **TbV** recherché pour la fréquence désirée.

Nous verrons qu'en plus d'identifier des **TbV** cette méthode permet aussi d'indiquer une confiance sur le **TbV** identifié à partir de la qualité de l'ajustement. En identifiant des limites physiques, nous serons ainsi capable de rejeter les **TbV** correspondant à une mauvaise identification (cela pouvant par exemple être dû à une mauvaise reconstruction passive). Ce sera un outil très puissant pour réaliser des tomographies passives de qualité.

Théorie de MINDLIN-REISSNER Tout d'abord, précisons le choix réalisé permettant de formuler une équation explicite des courbes de dispersion⁷. La relation de dispersion que constitue l'équation de RAYLEIGH-LAMB (2.14) [20], obtenue au chapitre 1 (voir équation (1.25)), est implicite :

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4k^2 q^2 \left(1 - \frac{p \tan(ph + \alpha)}{q \tan(qh + \alpha)} \right), \quad (2.14)$$

où :

$$\alpha = \begin{cases} \frac{\pi}{2} & \text{pour les modes antisymétriques,} \\ 0 & \text{pour les modes symétriques,} \end{cases} \quad (2.15)$$

$$p = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2}, \quad (2.16)$$

$$q = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2}, \quad (2.17)$$

avec la pulsation $\omega = 2\pi f$, le nombre d'onde k , la demi-épaisseur $h = \frac{e_{\text{plq}}}{2}$, la vitesse de phase des ondes longitudinales $V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, celle des ondes transversales $V_T = \sqrt{\frac{c_{66}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, où ρ est la masse volumique et les c_{ij} sont les composantes du tenseur des rigidités élastiques⁸, et λ et μ sont les coefficients (constants car le matériau est considéré homogène) de LAMÉ.

7. Nous verrons que ce choix ne rend cette méthode applicable que dans des cas précis. En effet, elle sera limitée au mode A_0 et ne sera applicable que pour des produits *fréquence* \times *épaisseur* relativement bas (sous l'hypothèse de MINDLIN-REISSNER).

8. Rappelons que selon le matériau considéré, le tenseur des rigidités élastiques C_{ij} comprend un certain nombre de symétries et donc de composantes nulles, opposées ou bien égales entre elles. Selon le milieu considéré, ses propriétés physiques varient avec la direction. Le nombre de composantes élastiques indépendantes n'est donc pas le même selon les matériaux. Si aucune hypothèse n'est faite, le comportement élastique d'un matériau est modélisé par un tenseur d'ordre 4 contenant 81 coefficients élastiques. Ce n'est qu'en considérant la symétrie des tenseurs des déformations et des contraintes que l'on tombe à 36 coefficients indépendants (ce qui nous permet d'utiliser la notation de Voigt et ainsi d'écrire C sous la forme d'un tenseur d'ordre 2) puis en tenant compte de la stabilité énergétique du tenseur des rigidités, il ne reste plus que 21 coefficients indépendants (cas des cristaux du système *triclinique*). Travaillant dans l'autre cas extrême, à savoir le solide *isotrope*, C_{ij} comprend seulement deux composantes indépendantes (c_{11} et c_{12}) puisque $c_{66} = c_{55} = c_{44} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$.

Pour obtenir une relation explicite de la pulsation fonction du nombre d'onde, plusieurs solutions s'offrent à nous. La plus simple, l'approximation issue de la théorie des plaques minces de KIRCHHOFF-LOVE, permet d'écrire :

$$\omega = \sqrt{\frac{D}{\rho 2h}} k^2, \quad (2.18)$$

où $D = \frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)}$ est appelée la rigidité flexionnelle avec E le module de YOUNG et ν le coefficient de POISSON. Il est possible de réécrire l'équation (2.18) de manière strictement équivalente [20, p. 284] en prenant le problème du point de vue de l'acousticien (approximation basse fréquence $k \rightarrow 0$) plutôt que de celui du mécanicien :

$$\omega = \frac{V_P h}{\sqrt{3}} k^2, \quad (2.19)$$

où V_P est la vitesse de plaque définie de la façon suivante :

$$V_P = 2V_T \sqrt{1 - \frac{V_T^2}{V_L^2}}. \quad (2.20)$$

Ainsi $\sqrt{\frac{D}{\rho 2h}} \equiv \frac{V_P h}{\sqrt{3}}$.

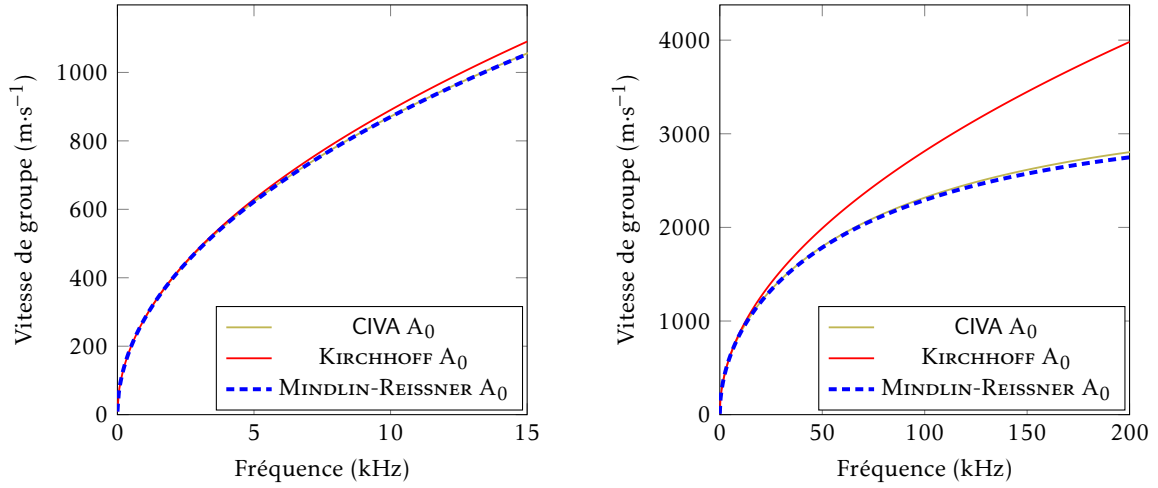
L'équation (2.19) permet d'expliciter la vitesse de groupe v_G en fonction de la fréquence puisque $v_G = \frac{d\omega}{dk}$. Cependant la figure 2.13 montre que l'approximation basse fréquence liée à cette équation est trop restrictive pour que l'on puisse l'utiliser dans le cas qui nous intéresse. En effet, sur cette figure est tracée la vitesse de groupe exacte en fonction de la fréquence issue de l'équation (2.14) calculée à l'aide du logiciel CIVA (pour le mode A_0), et celle issue de l'équation (2.19). Nous voyons sur la figure 2.13a que la théorie de KIRCHHOFF-LOVE permet d'être juste jusqu'à 5 kHz pour la configuration qui nous intéresse. La figure 2.13b montre à quel point la courbe issue de cette théorie diverge rapidement quand la fréquence augmente.

Il faut donc trouver une approche permettant d'avoir une équation explicite reposant sur des hypothèses moins restrictives. Nous allons alors nous appuyer sur la théorie de MINDLIN-REISSNER [58, 59] qui est une extension de la théorie de KIRCHHOFF-LOVE à des plaques potentiellement plus épaisses. Contrairement à KIRCHHOFF-LOVE, la théorie de MINDLIN-REISSNER prend en compte les contraintes de cisaillement à travers l'épaisseur de la plaque considérée (cisaillement transverse). De cette théorie découle l'équation suivante :

$$k^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega}{V_P} \right)^2 + \left(\frac{\omega}{V_T'} \right)^2 \right] + \sqrt{\frac{3}{V_P^2 h^2} \omega^2 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\omega}{V_P} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{V_T'} \right)^2 \right]^2}, \quad (2.21)$$

où V_T' est la vitesse de phase des ondes transversales ajustée par un facteur de correction $\kappa = \frac{\pi}{\sqrt{12}}$ tel que $V_T' = \kappa V_T$. Il est ensuite facile de déduire la vitesse de groupe en fonction de la fréquence en dérivant la pulsation par rapport au nombre d'onde à partir de l'équation explicite (2.21). La figure 2.13b montre que cette théorie est suffisamment précise pour le domaine de produit *fréquence* \times *épaisseur* qui nous intéresse. Mais qu'en est-il des produits *fréquence* \times *épaisseur* beaucoup plus élevés ? La figure 2.14 illustre ce comportement haute fréquence. Cette figure montre que nous divergeons lentement de la référence. En modifiant la valeur de κ dans le but d'ajuster le comportement asymptotique de cette courbe, la figure 2.14b montre qu'une valeur de $\kappa = \frac{28}{30}$ semble mieux approcher la référence. Cependant, cette démarche étant empirique et n'ayant par conséquent aucun fondement mathématique, nous nous contenterons par la suite de $\kappa = \frac{\pi}{\sqrt{12}}$. Notons que la figure 2.14a montre la définition de la vitesse de plaque V_P (correspondant à la vitesse de groupe du mode S_0 lorsque la fréquence tend vers zéro).

Nous avons désormais accès à une équation explicite du nombre d'onde k en fonction de la fréquence angulaire ω (voir équation (2.21)) pour le domaine de fréquence qui nous intéresse. Cette équation nous permettra plus loin de réaliser un ajustement au sens des moindres carrés sur l'énergie d'un signal dans un plan temps-fréquence. En revanche, comme exprimé précédemment, l'équation (2.14) ne permettrait



(a) Tracé très basse fréquence permettant d'identifier la limite de validité de l'approximation de KIRCHHOFF-LOVE. En revanche, nous remarquons que la théorie de MINDLIN-REISSNER mène à une courbe de la vitesse de groupe parfaitement superposée à la référence issue de CIVA.

(b) Tracé permettant de constater la divergence très rapide de la courbe issue de la théorie des plaques minces de KIRCHHOFF-LOVE par rapport à la référence (CIVA). Ce tracé permet aussi de constater que la théorie de MINDLIN-REISSNER est valide sur tout le domaine de produit *fréquence* × *épaisseur* qui nous intéresse.

FIGURE 2.13 – Comparaison entre les équations explicites issues des théories de KIRCHHOFF-LOVE et de MINDLIN-REISSNER. L'équation implicite de RAYLEIGH-LAMB, quant à elle, sert de référence et a été résolue à l'aide du logiciel CIVA. Toutes ces courbes ont été tracées pour une plaque d'aluminium ($V_L = 6360 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $V_T = 3140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) d'épaisseur $e_{\text{plq}} = 2 \text{ mm}$.

pas un tel ajustement. En effet, cette équation étant implicite, cela impliquerait des coûts de calculs prohibitifs en mettant en place un algorithme de minimisation beaucoup plus complexe que ce que nous allons proposer ci-dessous. En revanche, une telle démarche permettrait d'avoir une méthode potentiellement plus précise et plus générale.

Spectrogramme réalloué Maintenant que nous disposons d'une équation explicite de la vitesse de groupe du mode A_0 valide dans la configuration qui nous intéresse, passons à la transformation permettant d'obtenir la répartition énergétique dans le plan temps-fréquence du signal temporel dont on veut extraire un **TbV**. Cette répartition énergétique est visible sur la figure 2.15 dans le cas de l'utilisation du même signal que celui des sections 2.1.2.1 et 2.1.2.2 (signal de référence).

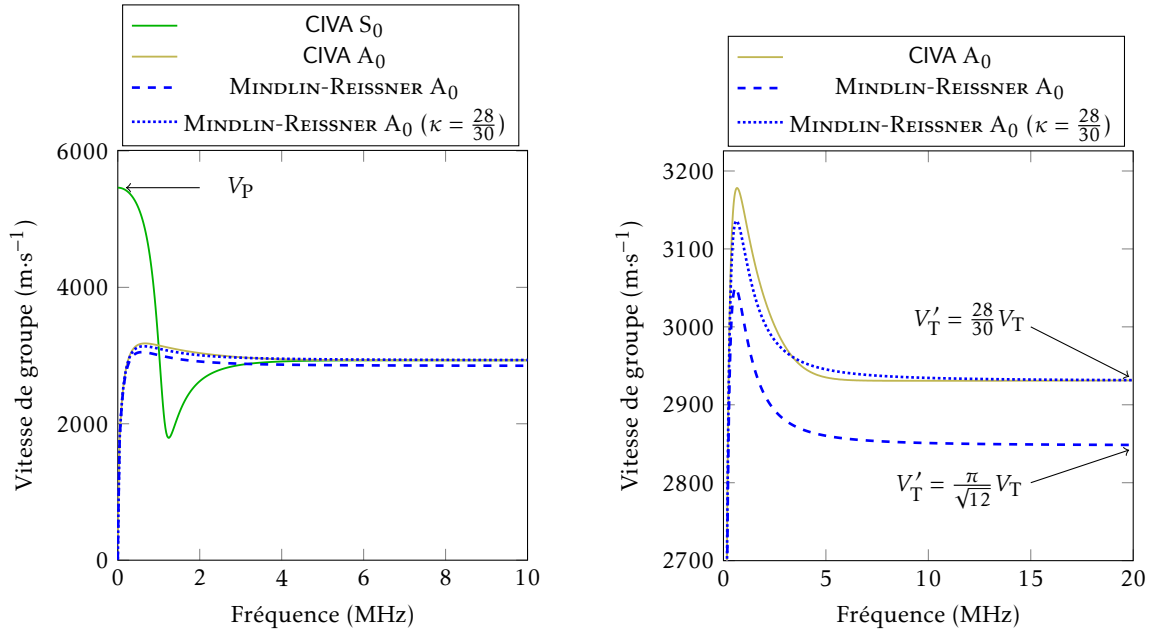
Il existe un certain nombre de méthodes temps-fréquence, p. ex. la **Transformée en Ondelettes Continue (TOC)** utilisée dans le cas du scalogramme, la **Transformée de FOURIER à Court Terme (TFCT)** utilisée elle pour le spectrogramme, les deux pouvant être exprimées à l'aide de la distribution de WIGNER-VILLE [60]. Celle que nous utiliserons est une évolution du spectrogramme s'appelant spectrogramme réalloué⁹ [61]. Le principe du spectrogramme réalloué est de réallouer l'énergie disposée sur une image résultant d'un spectrogramme en prenant en compte l'information de phase que comprend une **TFCT**.

Soit un signal mesuré représenté par le champ scalaire φ dépendant du temps. Sa **TFCT** \hat{F}_φ^g localisant l'analyse autour de l'instant courant t par une fenêtre arbitraire g est définie de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \hat{F}_\varphi^g &: \mathbb{R} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}, \\ \hat{F}_\varphi^g(t, \omega) &\stackrel{\text{def}}{=} \int_{\mathbb{R}} \varphi(\tau) g^*(\tau - t) e^{-i\omega\tau} d\tau, \end{aligned} \quad (2.22)$$

avec g^* le complexe conjugué de g . Plus cette fenêtre g est étroite plus la résolution temporelle de \hat{F}_φ^g sera bonne, en revanche la concentration autour de l'origine de \hat{g} (transformée de FOURIER de g) sera

9. Notons qu'il est aussi possible de réallouer l'énergie d'un scalogramme donnant lieu au scalogramme réalloué [voir 61].



(a) Ici le mode S₀ est aussi tracé ce qui permet de montrer la définition de la vitesse de plaque V_P qui correspond à la valeur de la vitesse de groupe du mode S₀ à la fréquence nulle.

(b) Ce tracé montre qu'en recalant la courbe de la vitesse de groupe issue de la théorie de MINDLIN-REISSNER en modifiant seulement κ , nous obtenons une meilleure approximation de la référence (RAYLEIGH-LAMB).

FIGURE 2.14 – Tracé de la vitesse de groupe issue de la théorie de MINDLIN-REISSNER sur une large bande de fréquence permettant de confirmer que le domaine de validité correspond aux bas produits fréquence \times épaisseur. Toutes ces courbes ont été tracées pour une plaque d'aluminium ($V_L = 6360 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $V_T = 3140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\rho = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) d'épaisseur $e_{\text{plq}} = 2 \text{ mm}$.

nécessairement moindre, ce qui implique une plus mauvaise résolution fréquentielle.

Ce qui est appelé couramment « spectrogramme » correspond à la distribution quadratique associée à une TFCT, ainsi :

$$S_{\varphi}^g(t, \omega) \stackrel{\text{def}}{=} |\hat{F}_{\varphi}^g(t, \omega)|^2. \quad (2.23)$$

En écrivant le spectrogramme à l'aide de la distribution de WIGNER-VILLE¹⁰ [62], on peut montrer qu'il réalise un lissage bidimensionnel de cette distribution. Par conséquent, le spectrogramme ne peut être vu comme la mesure de l'énergie au point (t, ω) puisqu'il alloue toute l'énergie correspondant au domaine délimité par les largeurs temporelle et fréquentielle de la fenêtre g au centre géométrique de ce domaine. En revanche, il est possible d'utiliser un principe de réallocation [61] de l'énergie pour corriger le lissage bidimensionnel réalisé par un spectrogramme. Suite à cette réallocation, nous obtenons un spectrogramme réalloué \check{S}_{φ}^g valant :

$$\check{S}_{\varphi}^g(t, \omega) = \int_{\mathbb{R}^2} S_{\varphi}^g(\tau, \eta) \delta(t - \hat{t}_{\varphi}(\tau, \eta)) \delta(\omega - \hat{\omega}_{\varphi}(\tau, \eta)) d\tau d\eta, \quad (2.24)$$

δ étant l'impulsion de DIRAC, et \hat{t}_{φ} et $\hat{\omega}_{\varphi}$ pouvant être vus respectivement comme un retard de groupe et une fréquence instantanée. Il est ainsi possible de réallouer l'énergie de chaque point (t, ω) à chaque centroïde local $(\hat{t}_{\varphi}, \hat{\omega}_{\varphi})$. Ce principe de réallocation revisite une idée plus ancienne [63, 64] qui consiste à prendre en compte la phase ϕ de la TFCT \hat{F}_{φ}^g , ce qui permet d'exprimer le retard de groupe \hat{t}_{φ} et la

10. La distribution de WIGNER-VILLE permet de localiser de manière parfaite les *chirps* linéaires contrairement à la TFCT et à la TOC. En revanche, les images qu'elle produit sont difficilement interprétables en pratique, entre autres à cause de ses termes d'interférence.

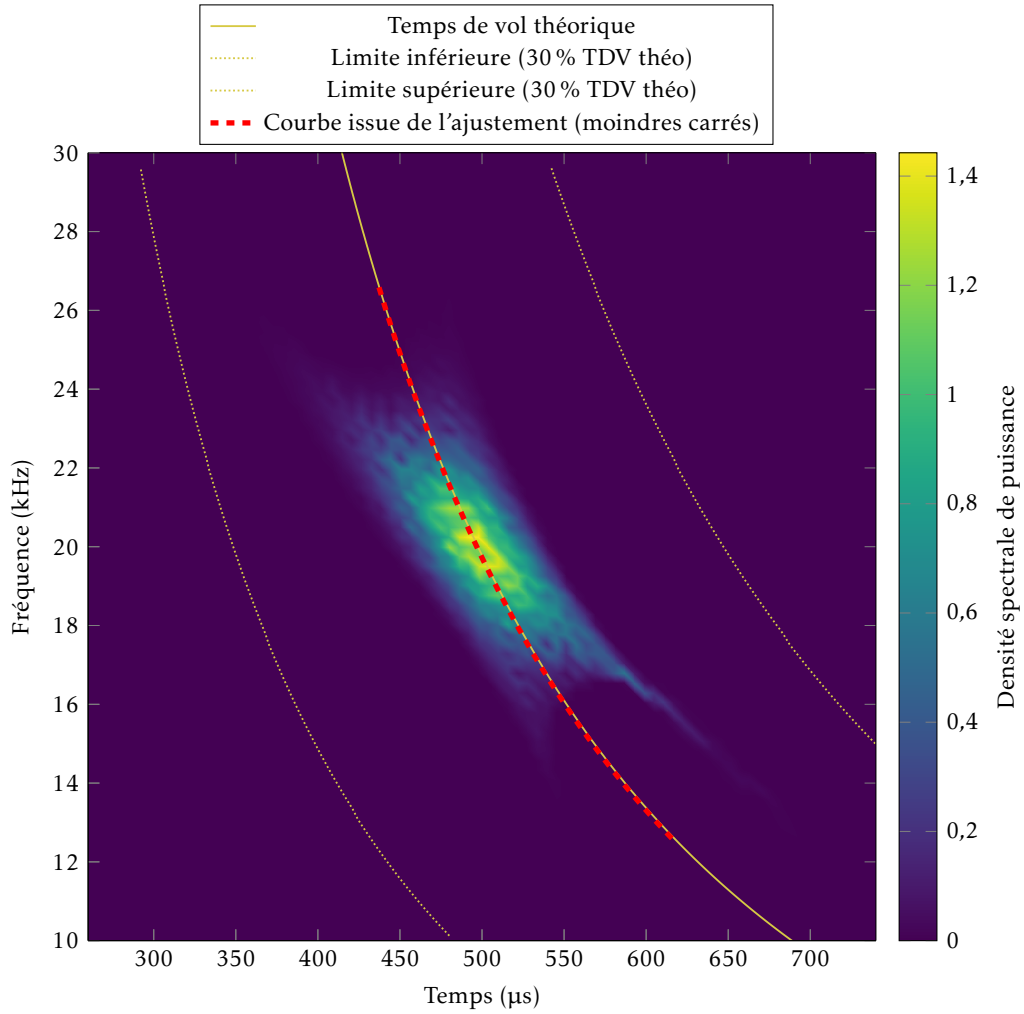


FIGURE 2.15 – Exemple d’une image dans le plan temps-fréquence d’un signal temporel sur laquelle est tracé l’ajustement (moindres carrés) de la densité spectrale de puissance sur l’expression analytique découlant de la théorie de MINDLIN-REISSNER. Il est ensuite possible de récupérer le TdV pour n’importe quelle fréquence désirée. Une onde se propageant sur une plaque saine, entre un émetteur et un récepteur distants de 60 cm, a été considérée. La mesure au niveau du récepteur est de type déplacement vertical u_3 et constitue le signal temporel d’entrée.

fréquence instantanée $\hat{\omega}_\varphi$ de la manière suivante :

$$\hat{t}_\varphi(t, \omega) = \frac{t}{2} - \frac{\partial \phi(t, \omega)}{\partial \omega}, \quad (2.25)$$

$$\hat{\omega}_\varphi(t, \omega) = \frac{\omega}{2} + \frac{\partial \phi(t, \omega)}{\partial t}. \quad (2.26)$$

AUGER et FLANDRIN démontrent dans [61] que le centroïde $(\hat{t}_\varphi, \hat{\omega}_\varphi)$ peut être calculé de manière simple et

efficace en combinant trois spectrogrammes (définis par l'équation (2.23)) :

$$\hat{t}_\varphi(t, \omega) = t + \operatorname{Re} \left[\frac{S_{\varphi}^{\frac{dg}{df}}(t, \omega)}{S_{\varphi}^g(t, \omega)} \right], \quad (2.27)$$

$$\hat{\omega}_\varphi(t, \omega) = \omega - \operatorname{Im} \left[\frac{S_{\varphi}^{tg}(t, \omega)}{S_{\varphi}^g(t, \omega)} \right]. \quad (2.28)$$

L'image de la figure 2.15 est ainsi obtenue à l'aide des équations (2.24), (2.27) et (2.28). Il existe un grand nombre de possibilités pour choisir la fenêtre g . Nous utilisons une fenêtre de HANN qui donne d'excellents résultats en pratique. Une fois l'image du spectrogramme réalloué obtenue, il ne reste plus qu'à ajuster la courbe représentant l'évolution du temps en fonction de la fréquence issue de l'équation (2.21) sur la répartition énergétique du signal dans le plan temps-fréquence. Cet ajustement est réalisé à l'aide de la méthode des moindres carrés. Comme nous le verrons dans la section 2.1.3 cette méthode nous permet aussi de rejeter les **TdV** correspondant à un mauvais ajustement.

Comme pour les méthodes de détection de **TdV** précédentes, il est obligatoire de fixer des limites permettant de ne pas dégrader l'identification à cause de réflexions parasites ou bien à cause d'autres paquets d'ondes correspondant à d'autres modes. En revanche, cette méthode permet de placer ces limites dans le plan temps-fréquence, ce qui apparaît comme un avantage par rapport aux autres, qui fixaient ces limites seulement sur l'axe temporel. Nous les fixons alors facilement en définissant un pourcentage du **TdV** théorique (ici 30 % contre 5 % et 20 % dans le cas de la figure 2.7 de la section 2.1.2.1) permettant d'être certain d'identifier la plus grande variation de **TdV** désirée. Contrairement au spectrogramme basique, le spectrogramme réalloué donne une répartition énergétique très localisée, ce qui permet très facilement d'encadrer cette énergie avec les limites inférieure et supérieure comme le montre la figure 2.15.

Enfin, cette méthode de détection de **TdV** par ajustement d'une courbe théorique sur une répartition énergétique permet de profiter de toute l'information contenue dans le spectre du signal, ce qui est un avantage certain pour les méthodes passives intrinsèquement large bande.

Nous allons maintenant comparer toutes les méthodes que nous avons présentées dans cette section 2.1.2 et ainsi montrer l'intérêt de la méthode temps-fréquence.

2.1.3 Comparaison des différentes méthodes de détection de temps de vol

Afin de comparer les différentes méthodes d'identification de **TdV** vues à la section 2.1.2, elles seront testées sur des signaux issus de la simulation par éléments finis et cela pour des illuminations comprenant 240 capteurs. En conséquence, les **TdV** seront identifiés pour des distances variant de 0 cm à 60 cm.

La première configuration considérée est la plaque saine. La figure 2.16 compare la théorie issue de CIVA aux méthodes *temps-fréquence* et *maximum enveloppe*. Les **TdV** rejetés sont identifiés sur cette figure pour chacune de ces méthodes. Ils correspondent aux faibles distances entre capteurs. Ce rejet est cohérent car, en champ proche, les modes ne sont pas encore formés. En pratique, nous n'utilisons pas ces **TdV** pour réaliser des images de *ray-tomography*. En faisant cela, nous ne perdons que très peu d'information (celle sur le bord de la distribution).

La figure 2.17, zoom de la figure 2.16, montre quant à elle que la méthode temps-fréquence semble très précise contrairement à la méthode de détection de **TdV** au niveau du maximum de l'enveloppe. De plus, elle fournit une courbe lisse alors que la méthode *maximum enveloppe* fournit une courbe saccadée causée par la fréquence d'échantillonnage du signal (ici ≈ 1 MHz, soit pourtant élevée). En effet, la méthode temps-fréquence, du fait de l'ajustement par la méthode des moindres carrés, n'est pas impactée par la discrétisation temporelle du signal dont on cherche à identifier le **TdV**. En résumé, la méthode *maximum enveloppe* ne semble pas convenir puisque, même dans le cas parfait d'un signal non bruité (simulation) comprenant un paquet non perturbé (mesure de type déplacement u_3 donc essentiellement monomode), l'identification des **TdV** semble être biaisée.

La figure 2.18¹¹ montre l'effet que peut avoir le mode S_0 sur la qualité de l'identification du **TdV** du paquet correspondant au mode A_0 . En effet, nous avons vu sur la figure 2.6 de la section 2.1.1.3 que la modélisation de la réponse d'une pastille piézoélectrique permettait de montrer que, pour la

11. Une vue d'ensemble de l'illumination complète est disposée sur la figure D.1.

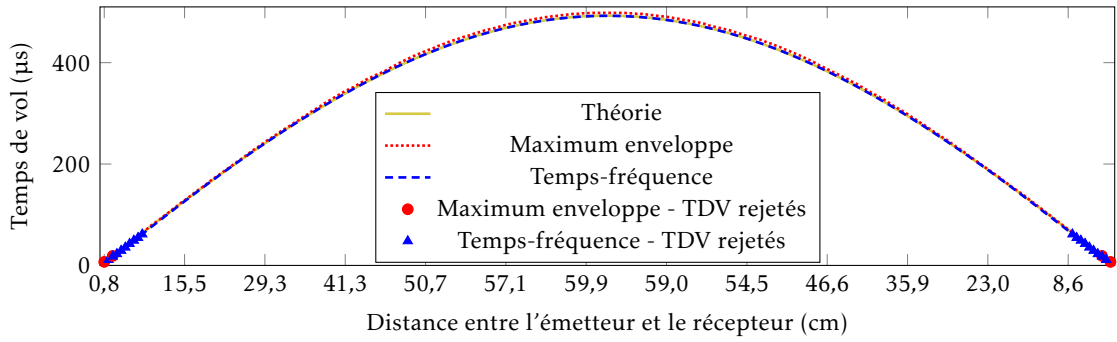


FIGURE 2.16 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol au niveau du maximum de l’enveloppe et la méthode temps-fréquence dans le cas d’une plaque ne présentant pas de défaut. Les données sont les déplacements verticaux u_3 pour une illumination.

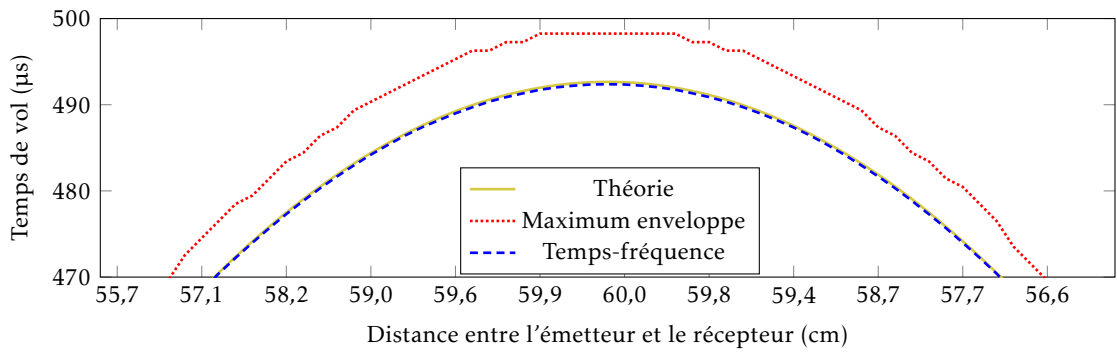


FIGURE 2.17 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol au niveau du maximum de l’enveloppe et la méthode temps-fréquence dans le cas d’une plaque ne présentant pas de défaut. Les données sont les déplacement verticaux u_3 pour une illumination. Zoom de la figure 2.16.

configuration qui nous intéresse, les signaux contiennent une contribution du mode S_0 . Contrairement à la figure 2.17, basée sur des mesures u_3 , qui comprend une courbe parfaitement superposée à la théorie pour la méthode temps-fréquence, celle de la figure 2.18, basée sur des mesures PZT, oscille autour de la théorie. Ces oscillations sont causées par les interférences entre les réflexions du mode S_0 sur les bords de plaque et le mode A_0 . Ce phénomène risque de dégrader l’image de tomographie, ce que nous étudierons dans la section 2.2.1.

Maintenant que la méthode temps-fréquence est validée sur plaque saine, considérons deux autres cas, présentant des défauts axisymétriques :

1. Défaut supposé uniquement réfractant et impliquant une grande variation de TbV , $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm.
2. Défaut supposé à la fois réfractant et diffusant, $e_{\text{def}} = 0,65$ mm, $r_{\text{fond}} = 3,5$ cm et $l_{\text{trans}} = 3$ cm.

En considérant ce type de défaut nous nous attendons à identifier les variations de TbV les plus élevées au centre de l’illumination, là où le front d’onde a traversé la plus grande variation d’épaisseur. Nous considérons jusqu’à la fin de cette section 2.1.3 uniquement des signaux correspondant à des mesures de type déplacement u_3 afin d’éviter que S_0 ne perturbe la mesure. Cela permet d’identifier uniquement l’effet que peut avoir le défaut sur le comportement de la méthode utilisée.

Dans un premier temps, comparons la méthode temps-fréquence aux deux méthodes de détection de TbV basées sur la compensation de la dispersion, dans le cas du premier défaut. La figure 2.19¹² montre le comportement des différentes méthodes pour ce défaut. Notons que ce qui est appelé théorie correspond aux TbV théoriques sans défaut. Ainsi, la figure 2.19 montre que le défaut a tendance à ralentir le front d’onde, ce qui est d’ailleurs attendu puisque le mode considéré est A_0 à très basse

12. Une vue d’ensemble de l’illumination complète est disposée sur la figure D.2.

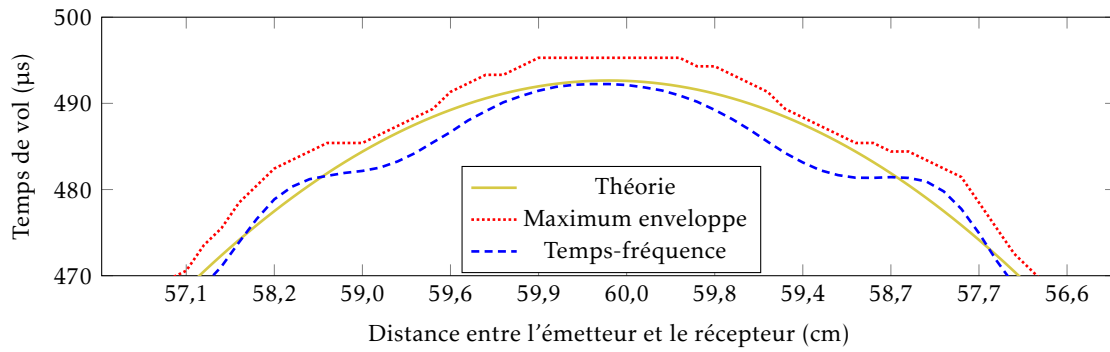


FIGURE 2.18 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol au niveau du maximum de l'enveloppe et la méthode temps-fréquence dans le cas d'une plaque ne présentant pas de défaut. Les données sont de type réponse PZT pour une illumination. Zoom de la figure D.1.

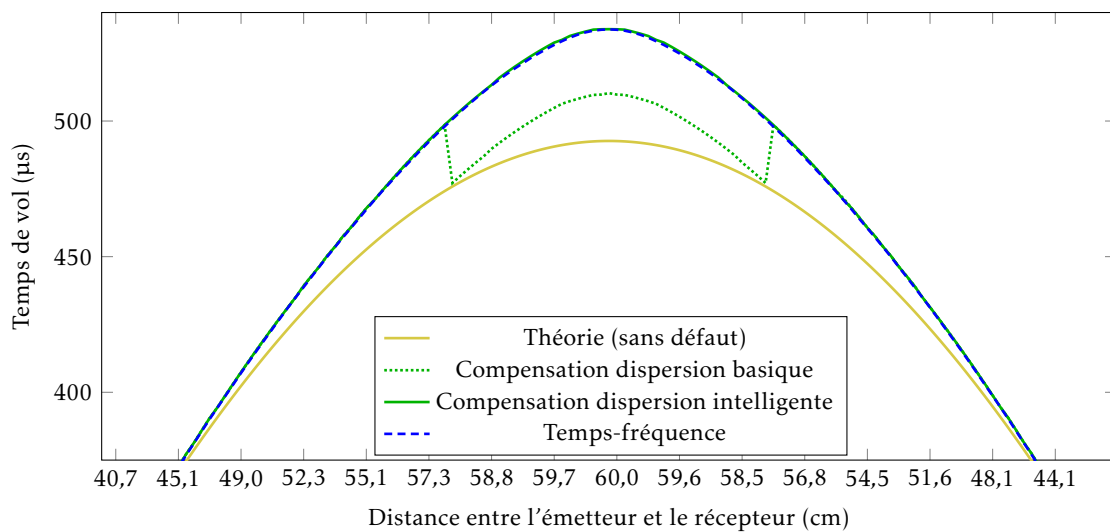


FIGURE 2.19 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol de type temps-fréquence et celle de type compensation de dispersion dans le cas d'un défaut à symétrie axiale de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. Les données sont les déplacements verticaux u_3 pour une illumination. Zoom de la figure D.2.

fréquence (vitesse de groupe décroissante lorsque l'épaisseur diminue). Les courbes issues des méthodes temps-fréquence et *compensation de dispersion intelligente* sont superposées. En revanche, la méthode par *compensation de dispersion basique* « décroche » lorsque le défaut présente une variation d'épaisseur trop élevée, le long du trajet¹³. Ceci prouve qu'il est nécessaire de prendre en compte la distorsion du paquet d'ondes due au défaut dans le cas de l'utilisation des méthodes par compensation de dispersion.

La méthode de *compensation de dispersion intelligente* est basée sur une hypothèse de linéarisation des courbes de dispersion autour de l'épaisseur de la plaque saine. Par conséquent, plus nous nous éloignons de ce point moins l'hypothèse est respectée. Ainsi, nous nous attendrions à obtenir une moins bonne identification pour les variations de TbV importantes (cas du premier défaut). Pourtant, l'identification de TbV de la figure 2.19 reste tout de même très bonne tout du long de l'illumination alors que l'épaisseur varie de façon conséquente (perte de 35 % de l'épaisseur de référence au point le plus bas).

Nous allons maintenant étudier l'effet que peut avoir un défaut à la fois réfractant et diffusant sur l'identification des TbV . La figure 2.20¹⁴ montre ces identifications dans le cas des méthodes temps-

13. Les signaux correspondants à l'identification de TbV pour les méthodes par compensation de dispersion (distance 60 cm) sont ceux de la section 2.1.2.2 (voir figures 2.8, 2.9, 2.11 et 2.12).

14. Une vue d'ensemble de l'illumination complète est disposée sur la figure D.3.

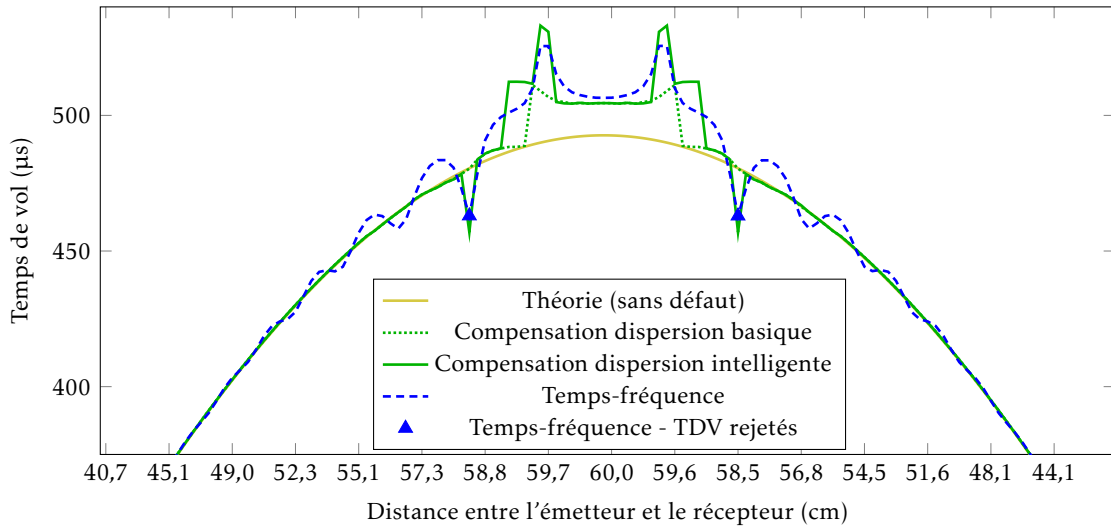


FIGURE 2.20 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol de type temps-fréquence et celle de type compensation de dispersion dans le cas d'un défaut à symétrie axiale de dimension $e_{\text{def}} = 0,65$ mm, $r_{\text{fond}} = 35$ cm et $l_{\text{trans}} = 30$ cm. Les données sont les déplacements verticaux u_3 pour une illumination. Zoom de la figure D.3.

fréquence et par compensation de dispersion. Cette figure est totalement différente des précédentes, nous identifions des motifs de diffraction dus aux interférences entre le front d'onde traversant le défaut et celui contournant le défaut. En effet, le front d'onde traversant le défaut est ralenti et atteint le récepteur en retard par rapport au front d'onde qui contourne le défaut (parcourant un chemin plus long mais n'étant pas ralenti).

Afin de mieux visualiser et comprendre ces phénomènes, la figure 2.21 montre la courbure que prennent les rayons pour les deux défauts considérés dans cette section 2.1.3¹⁵. Ces défauts sont représentés par la vitesse de groupe locale puisque c'est cette dernière qui contraint la propagation du front d'onde. La distribution comprend 60 capteurs et non 240, simplement pour ne pas surcharger la figure. La figure 2.21b permet de comprendre facilement la présence du phénomène de diffusion par le défaut puisqu'aucun rayon ne passe à travers celui-ci. Au contraire, la figure 2.21a confirme bien qu'il n'y a pas de motif de diffraction sur la figure 2.19 puisque les rayons passent par le défaut. Ces rayons sont simplement courbés par le phénomène de réfraction causé par ce défaut très large et très profond¹⁶.

Notons que ces motifs de diffraction visibles sur la figure 2.20 présentent une trajectoire qui varie de manière continue dans le cas de la méthode temps-fréquence alors que, dans le cas des méthodes par compensation de dispersion, les **TdV** varient par sauts le long de l'illumination. De plus, cette figure montre que la méthode temps-fréquence permet de rejeter certains **TdV** qui dégraderaient la reconstruction tomographique. Nous verrons que dans le cas précis de ce défaut, cette méthode fournit de meilleures reconstructions tomographiques lorsque les algorithmes de *ray-tomography* sont utilisés. Cependant, quelle que soit la méthode utilisée, les motifs de diffraction seront la source de reconstructions tomographiques de relativement mauvaise qualité en *ray-tomography*. Il sera alors obligatoire de considérer ces phénomènes de diffusion par le défaut en utilisant l'**Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography (HARBUT)** pour améliorer les reconstructions.

2.1.4 Champs dérivés des signaux complets et leurs calibrations

Les algorithmes basés sur les modèles ondulatoires de la section 1.3.3 tels que la tomographie par diffraction, le *beamforming* ou encore **HARBUT** utilisent les signaux complets pour données d'entrée.

En prenant en compte le **TdV** théorique sur plaque saine, le contenu fréquentiel du *toneburst* d'émission et sa durée, nous construisons facilement une fenêtre temporelle permettant de récupérer

15. Les autres configurations traitées dans ce manuscrit sont présentées sur la figure E.1.

16. Un défaut intermédiaire est présenté sur la figure E.1a.

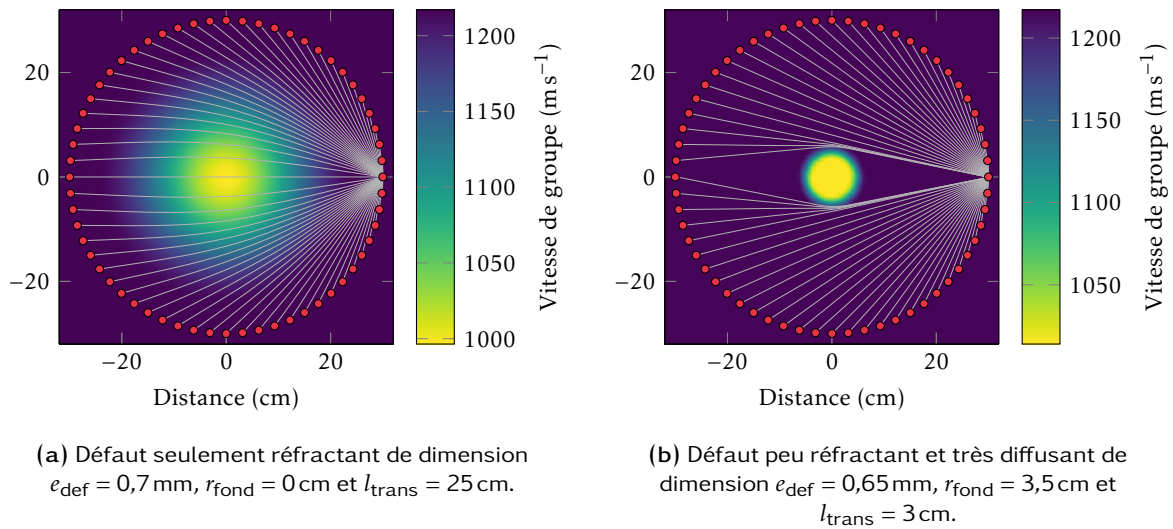


FIGURE 2.21 – Tracé de rayons représentant la trajectoire d'un front d'onde se propageant à travers une zone comprenant un défaut représenté par la vitesse de groupe qui correspond à son épaisseur locale. La distribution comprend 60 capteurs.

automatiquement le paquet correspondant au mode qui nous intéresse. Ceci permet de retirer les réflexions et les modes qui ne sont pas désirés comme le montre la figure 2.22.

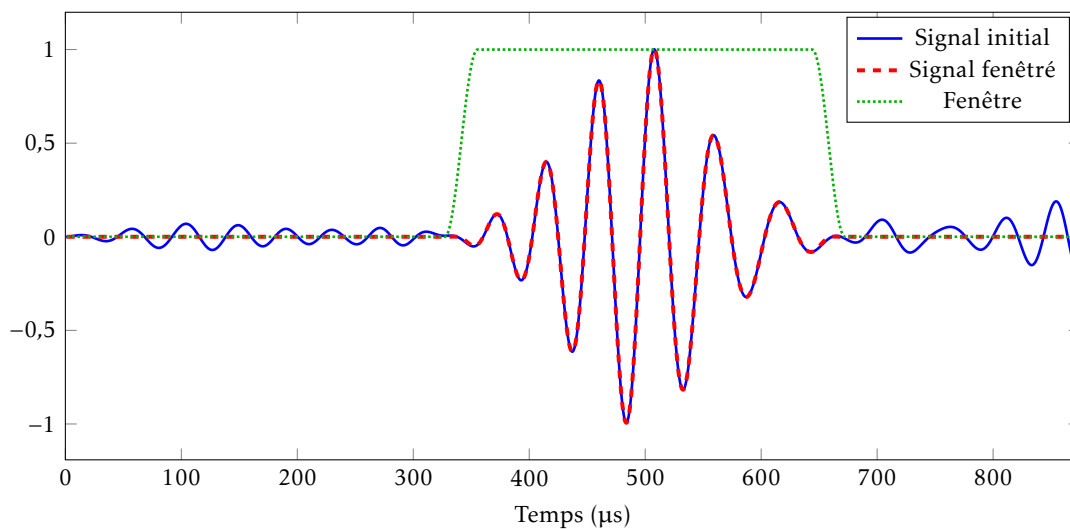


FIGURE 2.22 – Exemple de fenêtrage permettant de récupérer seulement l'information du paquet correspondant au mode d'intérêt. Le signal représenté correspond à une mesure sur plaque saine de type déplacement selon u_3 pour une distance entre capteur de 60 cm.

Sur plaque saine, cela est relativement évident. Si un défaut est présent, il suffit en théorie de recalculer cette fenêtre temporellement de la variation de TbV . En pratique, dans la plupart des cas, cela n'est pas nécessaire puisque le décalage temporel du paquet dû au défaut n'est pas assez grand pour que ce paquet « sorte » suffisamment de la fenêtre temporelle et qu'ainsi il perturbe l'identification des données d'entrée.

Une fois le signal fenêtré obtenu, en théorie, il suffit de réaliser la transformée de FOURIER de ce signal et de récupérer la ou les¹⁷ composantes désirées pour réaliser la reconstruction tomographique. En pratique, une étape supplémentaire doit être envisagée. En effet, contrairement à la tomographie en temps

17. Selon si l'on désire obtenir une tomographie monochromatique ou polychromatique.

de vol, les différents algorithmes de tomographie par diffraction dépendent fortement de l'amplitude du signal. Or, expérimentalement, les capteurs n'ont jamais le même comportement. Dans le cas qui nous intéresse ici, selon l'épaisseur de colle entre le transducteur PZT et la plaque à inspecter, l'amplitude d'un signal variera de manière significative d'un capteur à l'autre. Il est donc nécessaire d'effectuer une calibration pour prendre en compte le comportement des couples de capteurs. Cette calibration revient à recalculer tous les signaux de l'état de référence sur la fonction de GREEN théorique (1.52). Ceci fournira un facteur de calibration complexe pour chacun des signaux. Il suffit ensuite de multiplier par ces facteurs de calibration chacun des signaux issus de la configuration de plaque contenant un défaut. En faisant cela, nous obtenons finalement les données d'entrée des algorithmes de tomographie par diffraction.

Cette procédure de calibration fonctionne avec un état de référence. Il est en principe possible de généraliser cette procédure à la tomographie sans état de référence. Nous devons alors identifier au préalable des régions saines, par exemple à partir d'une première estimation de *ray-tomography*. Ensuite, nous déterminons le comportement de chacun des capteurs à l'aide des rayons se situant seulement dans cette région saine. Il est nécessaire d'avoir pour chaque capteur au moins un rayon couplé à celui-ci. Enfin, il suffirait d'extrapoler à tous les couples présents dans la distribution de capteurs.

2.2 Résultats sur données simulées

Avant d'aborder le cas de reconstructions tomographiques expérimentales que nous verrons dans le chapitre 4, une étude traitant trois défauts de simulation est proposée dans cette section 2.2. Elle permet ainsi de comprendre le comportement des différents algorithmes de tomographie pour des configurations mettant en jeu divers phénomènes physiques. Les trois défauts considérés sont les suivants :

1. Défaut supposé uniquement réfractant et impliquant une grande variation de TDV : $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$;
2. Défaut intermédiaire, à la fois réfractant et diffusant : $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$;
3. Défaut similaire à la configuration expérimentale du chapitre 4, réfractant et très diffusant : $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3 \text{ cm}$.

Il est rappelé que ces défauts sont positionnés au centre de la distribution de capteurs. Ils seront d'abord étudiés dans le cas de la tomographie en temps de vol (*ray-tomography*) puis sur HARBUT.

Afin de comparer les reconstructions tomographiques entre elles de manière quantitative, nous représenterons des cartographies d'erreur relative, entre l'élément de référence \tilde{f}_i et l'élément issu de la tomographie f_i , définis de la manière suivante :

$$E_{\text{locale}}^i = \frac{\sqrt{(\tilde{f}_i - f_i)^2}}{\sqrt{\tilde{f}_i^2}} 100. \quad (2.29)$$

Cette erreur relative E_{locale}^i fournit une information sur les erreurs commises de manière locale. Afin d'évaluer de manière globale la qualité des reconstructions tomographiques sur l'ensemble d'une cartographie, nous parlerons aussi d'erreur relative globale E_{globale} définie comme suit :

$$E_{\text{globale}} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{élé}}} (\tilde{f}_i - f_i)^2}}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{élé}}} \tilde{f}_i^2}} 100, \quad (2.30)$$

où $N_{\text{élé}}$ correspond au nombre d'éléments de la cartographie.

2.2.1 Tomographie en temps de vol

Nous commencerons par étudier le comportement des algorithmes de tomographie en temps de vol dans le cas du premier défaut (seulement réfractant). En faisant cela nous nous plaçons dans le cas idéal pour *bent-ray*. Ensuite nous étudierons le cas du deuxième défaut (faiblement diffusant) et enfin celui du défaut présentant sensiblement les mêmes paramètres que le défaut expérimental du chapitre 4.

Nous comparerons tout le long de cette étude les différentes méthodes de détection de **TbV** afin de valider la méthode temps-fréquence qui, nous le verrons, sera incontournable pour réaliser de la tomographie passive.

Pour choisir le nombre d'éléments de la cartographie (p. ex. le nombre de pixels si l'on choisi des splines d'ordre 0), il est possible d'établir deux relations très basiques afin de connaître approximativement le nombre d'inconnues n_{inq} et le nombre d'équations n_{eq} . En effet, en choisissant le cercle de la distribution de capteurs comme étant inscrit au carré représentant la zone de la cartographie, nous pouvons définir les deux relations à l'aide du nombre de pixels total n_{pix} et du nombre de capteur n_{capt} comme suit :

$$n_{\text{eq}} \approx \frac{n_{\text{capt}}^2}{2}, \quad (2.31)$$

$$n_{\text{inq}} \approx \frac{\pi}{4} n_{\text{pix}}. \quad (2.32)$$

Ainsi, en choisissant n capteurs et n^2 pixels, le système sera *sous-déterminé* puisqu'il y aura $\frac{\pi}{2}$ fois plus d'inconnues que d'équations. En faisant cela il existe ainsi une infinité de solutions. Les algorithmes de tomographie, résolvant le problème de manière itérative, fournissent toujours une solution. Avec n capteurs et n^2 pixels nous verrons que cette solution est très proche de la réalité si les hypothèses des algorithmes de tomographie présentées à la section 1.3 sont respectées. Le problème étant mal conditionné, en tentant de l'inverser dans le cas de données bruitées, le risque est d'*overfitter* ce bruit, que celui-ci soit aléatoire (p. ex. expérimentalement dans le cas d'imperfections du système d'acquisition) ou systématique (causé par l'inadéquation entre le modèle et la propagation réelle, p. ex. en présence de diffusion). Il est toutefois possible de mitiger ces effets en imposant des contraintes physiques ou en utilisant des méthodes de régularisation. Un exemple de contrainte physique serait d'imposer une épaisseur maximale de la plaque puisqu'il n'est pas possible qu'il y ait création de matière. Il a aussi été proposé dans la littérature [65], à partir d'un argument heuristique, de multiplier les facteurs de correction pour chaque rayon par une fenêtre de **HAMMING** le long de ces rayons. Ceci permet de réduire significativement les effets de bord. Nous verrons d'autres méthodes de régularisation spécialement mises en place pour la tomographie passive bien qu'il soit aussi possible de les utiliser dans le cas de la tomographie active. Notons qu'aucune de ces méthodes n'est utilisée dans cette section 2.2.1 exceptée la fenêtre de **HAMMING** qui fait partie intégrante de l'algorithme depuis plusieurs années. Ce choix délibéré est fait ici pour pouvoir de discerner les comportements purement dus aux algorithmes de tomographie en temps de vol, en fonction du type de défaut et du type de méthode d'identification de **TbV** choisie.

Pour toutes les tomographies en temps de vol présentées ici, nous ignorons la contribution des couples de capteurs se trouvant trop proches. Deux raisons à cela. La première est très simple : plus la distance est faible, plus l'incertitude sur l'identification du **TbV** est grande. La deuxième est due à l'existence du champ proche. Il est généralement admis que ce champ proche correspond à 5-7 longueurs d'onde. Puisque les modes guidés ne sont pas totalement formés en champ proche, les théories sur les **TbV** ne sont plus forcément valides. Afin d'être certain de surmonter ces problématiques, nous ne considérons pas les couples de capteurs distants de moins de 10 fois la longueur d'onde du mode d'intérêt. En pratique, l'information apportée par ces couples ne serait de toute façon pas très importante puisqu'elle correspond au bord de la zone de reconstruction tomographique.

2.2.1.1 Cas d'un défaut réfractant - défaut n° 1

Étudions tout d'abord le cas du défaut réfractant de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Le signal d'émission considéré est un *toneburst* de 5 cycles à 20,4 kHz.

Straight-ray versus Bent-ray Le défaut a été choisi sciemment large et profond pour éviter au maximum les effets de diffusion et maximiser la réfraction. Rappelons que la courbure des rayons correspondant à ce défaut est présentée sur la figure 2.21a. Avec une telle configuration, nous pouvons ainsi comparer les algorithmes *straight-ray* et *bent-ray*. La figure 2.23 montre des reconstructions absolues issues de ces deux algorithmes, utilisant 30 capteurs. Pour la détection des **TbV**, la méthode temps-fréquence est utilisée. Notons qu'une coupe passant par le centre de la distribution suffit pour saisir le comportement des algorithmes puisque le défaut est à symétrie axiale. *Straight-ray* a tendance à concentrer son effet au centre du défaut. L'effet inverse serait visible, à savoir un étalement de la tache, si nous avions une vitesse

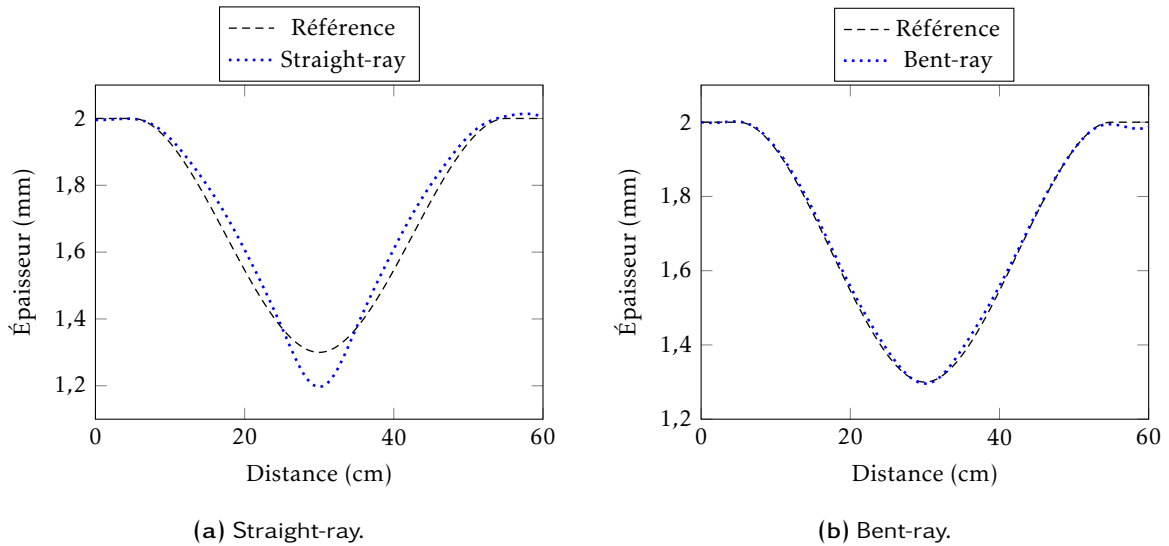


FIGURE 2.23 – Coupe [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de tomographies absolues d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. Détection de **TdV** par méthode temps-fréquence.

de groupe plus importante pour les épaisseurs les plus faibles, ce qui pourrait être le cas pour S_0 par exemple. *Bent-ray*, prenant en compte le phénomène de réfraction, reconstruit parfaitement le défaut.

Les erreurs relatives globales correspondant aux figures 2.23a et 2.23b¹⁸ sont de :

- 1,12 % pour *straight-ray*;
- 0,52 % pour *bent-ray*.

Puisque la méthode temps-fréquence nous permet ici de reconstruire de manière quasiment parfaite un défaut dans un cas où les hypothèses de tomographie sont respectées, utilisons-la comme point de repère, en comparaison avec d'autres méthodes de détection de **TdV**.

Le maximum de l'enveloppe, une méthode non-optimale Dans la section 2.1.3 il avait été noté en parlant de la figure 2.17 que la méthode de détection de **TdV** au niveau du maximum de l'enveloppe présentait un biais par rapport à la théorie. La figure 2.24 compare des reconstructions de *bent-ray* tomographie dans le cas de la méthode temps-fréquence et dans celui de la méthode du maximum de l'enveloppe. Nous retrouvons ici sur la figure 2.24b une surévaluation de la taille du défaut ce qui prouve que cette méthode du maximum de l'enveloppe n'est que très approximative. Notons que la coupe de la figure 2.24a correspond à la même reconstruction que celle de la figure 2.23b.

Afin de rendre ces affirmations quantitatives, nous donnons ci-dessous les erreurs relatives globales correspondant à la figure 2.24¹⁹ :

- 0,52 % pour une détection de **TdV** de type temps-fréquence ;
- 1,62 % pour une détection de **TdV** au niveau du maximum de l'enveloppe. La reconstruction est même de moins bonne qualité que lorsque *straight-ray* est utilisé avec la méthode temps-fréquence.

Notons aussi que des coupes similaires (et cartographies d'erreurs) sont présentées sur les figures F.3 et F.4 dans le cas de l'utilisation de 240 capteurs. Notons que la figure F.3b illustre les problèmes causés par l'échantillonnage dont nous parlions dans la section 2.1.3 à propos de la figure 2.17.

Cette étude permet d'écartier définitivement la méthode de détection de **TdV** au niveau du maximum de l'enveloppe. Nous allons maintenant comparer la méthode temps-fréquence aux méthodes par compensation de dispersion.

Méthodes par compensation de dispersion versus temps-fréquence Afin de comparer des reconstructions de tomographie en temps de vol issues des méthodes par compensation de dispersion et de

18. Pour avoir une information locale de l'erreur sur la cartographie, le lecteur peut aller voir la figure F.1.

19. Pour avoir une information locale de l'erreur sur la cartographie, le lecteur peut aller voir la figure F.2.

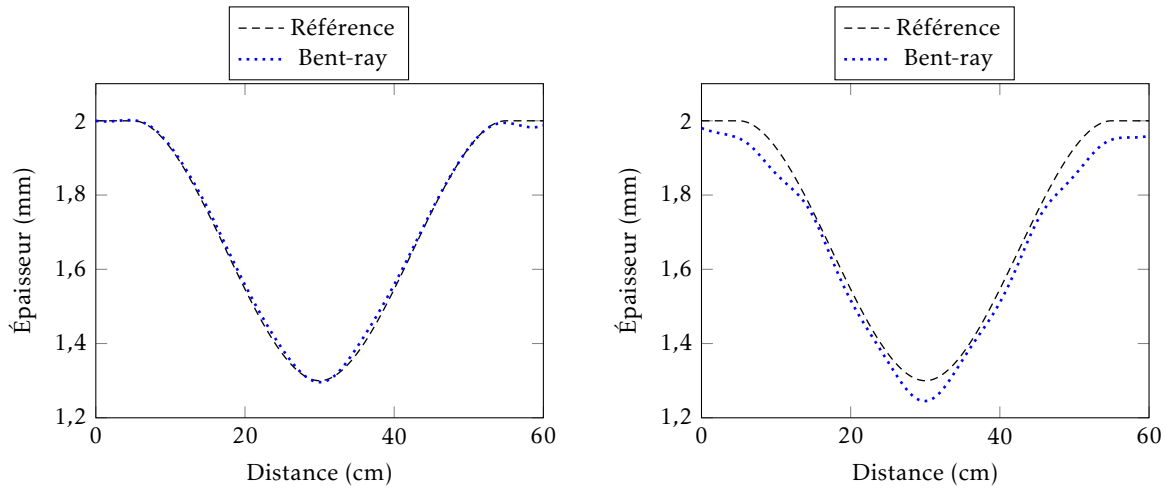
(a) Détection des **TdV** par méthode temps-fréquence.(b) Détection des **TdV** au niveau du maximum de l'enveloppe.

FIGURE 2.24 – Coupes [entre $(-30\text{ cm}, 0\text{ cm})$ et $(30\text{ cm}, 0\text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies absolues d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7\text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0\text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25\text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 30 capteurs.

la méthode temps-fréquence, sont présentées ici seulement des images avec état de référence (relatif) puisque nous rappelons que les méthodes par compensation de dispersion fonctionnent seulement en relatif.

Premièrement, intéressons-nous au phénomène étudié dans la section 2.1.3 sur la figure 2.19 dans le cas de l'utilisation de la *compensation de dispersion basique*. Nous avons vu que les **TdV** semblaient « décrocher » lorsque le défaut devenait trop profond. La figure 2.25 confirme effectivement qu'il n'est pas possible d'utiliser simplement cette technique en considérant le mode A_0 pour un produit *fréquence* \times *épaisseur* bas. En effet, la reconstruction tomographique de la figure 2.25a en est la preuve. La figure 2.25b représente la cartographie d'erreur relative correspondant à cette reconstruction. De manière globale, l'erreur relative est de 11,81 %.

Ce résultat montre que cette méthode de détection de **TdV** dans le cas de produit *fréquence* \times *épaisseur* relativement bas, ne permet pas d'imager de gros défauts réfractants.

Il ne reste plus qu'à comparer la méthode temps-fréquence à celle par *compensation de dispersion intelligente*, ce que montre la figure 2.26. Les figures 2.26a et 2.26b illustrent que, dans le cas de ce défaut réfractant, les deux méthodes donnent des reconstructions de qualité similaire, excepté peut-être au centre de la distribution où la méthode par *compensation de dispersion intelligente* semble sous-estimer très légèrement l'épaisseur. Pour aller plus loin, les erreurs relatives globales sont données ci-dessous ²⁰ :

- 0,30 % pour les détections de **TdV** de type temps-fréquence ;
- 0,35 % pour les détections de **TdV** de type *compensation de dispersion intelligente*.

Ces valeurs confirment que les reconstructions sont presque aussi bonnes l'une que l'autre.

Toutes les reconstructions que nous avons présentées jusqu'à présent sont issues de mesures de type déplacement u_3 . Nous allons maintenant présenter des reconstructions dans le cas de mesures de type pastilles piézoélectriques puisque nous avons vu, dans la section 2.1.3 sur la figure 2.18, que le mode S_0 venait perturber l'identification des **TdV**.

L'effet de mesures par pastille piézoélectrique en ray-tomography Considérons d'abord le cas de *bent-ray* tomographies absolues utilisant la méthode temps-fréquence pour générer les **TdV**. La figure 2.27a montre une coupe de la reconstruction pour cette configuration. Nous observons des oscillations autour de l'épaisseur réelle du défaut. Ce comportement n'est pas étonnant puisque nous avons déjà rencontré ce phénomène dans la section 2.1.3 sur la figure 2.18, dans le cas de la plaque saine.

20. Pour avoir une information locale de l'erreur sur la cartographie, le lecteur peut aller voir la figure F.5.

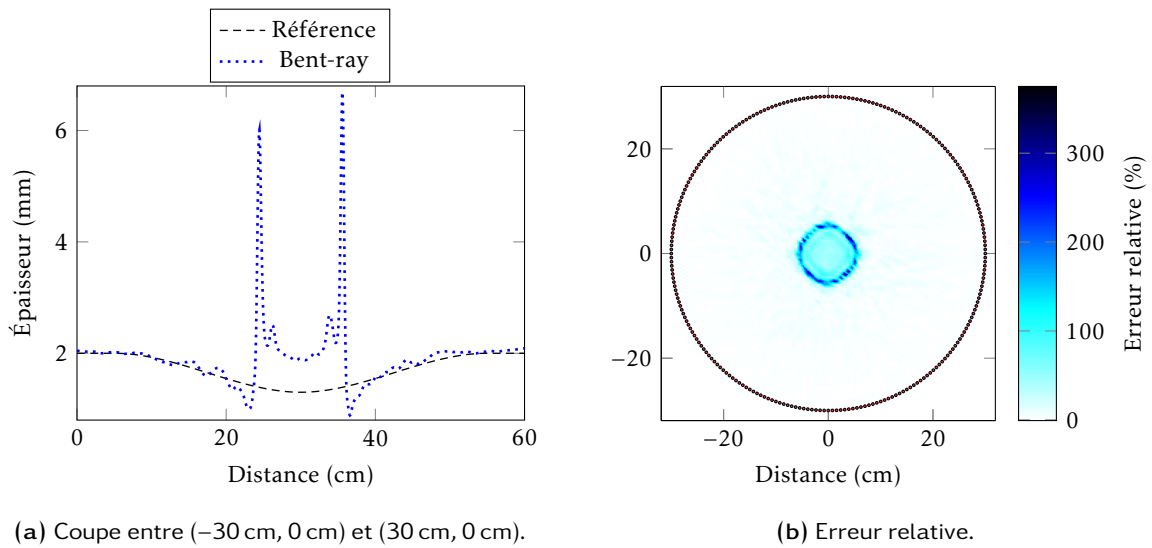


FIGURE 2.25 – *Bent-ray* tomographie relative d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 240 capteurs. Les **TdV** ont été identifiés avec la méthode par *compensation de dispersion basique*.

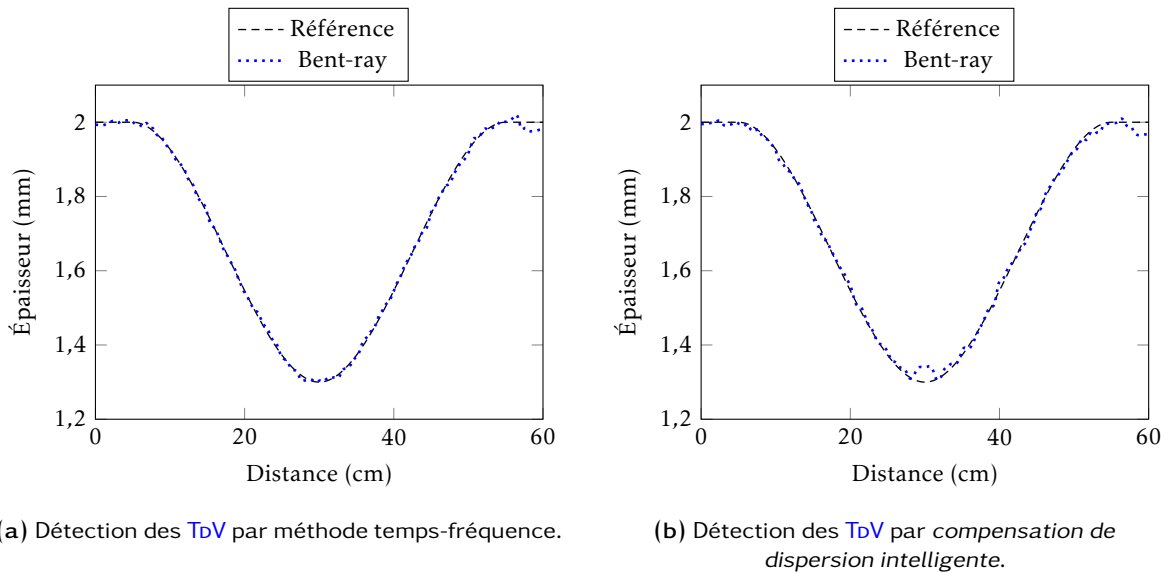


FIGURE 2.26 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 240 capteurs.

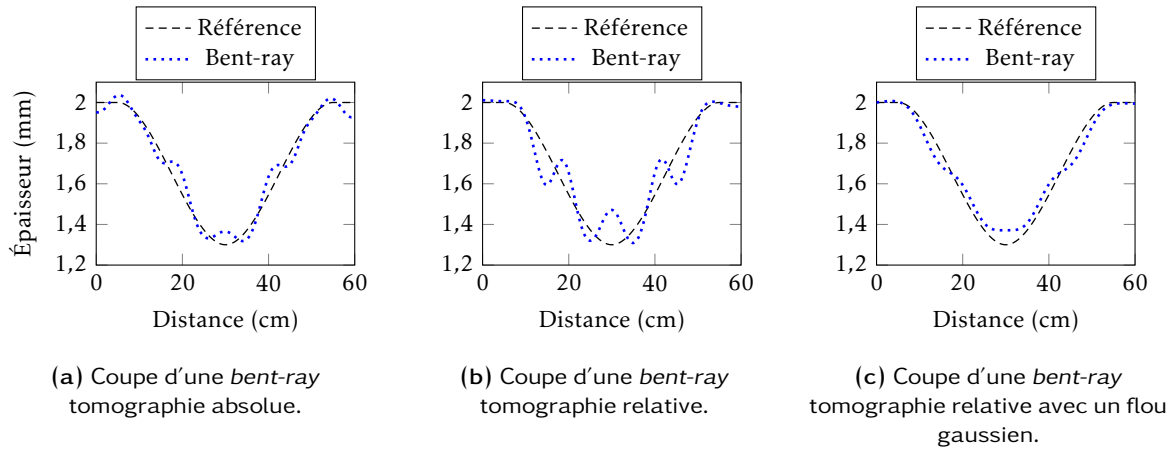


FIGURE 2.27 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. Les TbV sont identifiés par méthode temps-fréquence.

Le résultat de *bent-ray* tomographie relative est présenté sur la figure 2.27b, toujours dans le cas de l'utilisation de la méthode temps-fréquence. Sur cette figure, nous remarquons que l'amplitude des oscillations de l'épaisseur reconstruite augmente. Nous sommes en réalité dans le cas défavorable où S_0 interfère avec A_0 de telle sorte que les oscillations visibles sur les figures 2.18 et D.1 se retrouvent en opposition de phase entre l'illumination de référence et celle correspondant au défaut. Ce phénomène va avoir pour conséquence de produire des images de tomographie de moins bonne qualité en *relatif* qu'en *absolu*, ce qui est très rare puisqu'en général le fonctionnement relatif permet de compenser un grand nombre de phénomènes pouvant générer des artefacts sur l'image finale. En revanche, dans une configuration différente, ces oscillations se retrouveraient potentiellement en phase, ce qui aurait pour conséquence d'annuler cet effet indésirable dû à la présence du mode S_0 . La figure 2.28 permet de prouver cette affirmation²¹. Effectivement, nous remarquons que là où les variations d'épaisseur sont les plus faibles (en bord de distribution), la reconstruction en relatif est de meilleure qualité que celle en absolu. Puis, lorsque la variation devient trop importante, les oscillations le long d'une illumination sont de plus en plus en opposition de phase, et ceci dégrade la reconstruction tomographique au centre de la distribution.

Il existe un moyen d'atténuer les oscillations spatiales de l'image qui sont non physiques, c'est-à-dire celles qui ont une fréquence spatiale supérieure à la résolution théorique. Il est connu que la limite de résolution des algorithmes basés sur un modèle ondulatoire correspond à la moitié de la longueur d'onde spatiale. En ce qui concerne la *ray-tomography*, sa résolution est moins bonne puisqu'elle correspond à la première zone de FRESNEL à savoir $\sqrt{\lambda L}$ afin d'éviter des effets de diffusion trop importants²². Nous pouvons donc mettre en place un flou gaussien permettant d'éliminer une partie des oscillations sous cette résolution théorique. En pratique, en appliquant ce flou gaussien à la reconstruction de la figure 2.27b nous obtenons la figure 2.27c.

Les erreurs relatives globales des reconstructions tomographiques de la figure 2.27 sont les suivantes :

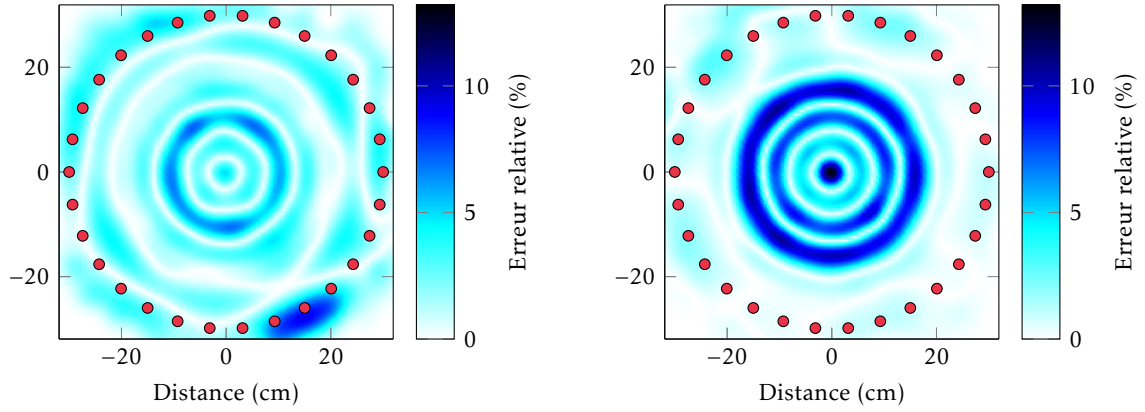
- 1,98 % pour la figure 2.27a ;
- 2,46 % pour la figure 2.27b ;
- 1,40 % pour la figure 2.27c.

Ainsi cette méthode permet de relativement bien compenser les effets indésirables dus à la présence du mode S_0 en mesure PZT.

Rappelons que cette configuration reste artificielle puisque nous avons axisymétrisé les TbV, ce qui est juste pour les propagations directes entre capteurs, mais faux pour les réflexions sur le bord de plaque puisque. En effet, celle-ci n'est pas à découpe circulaire concentrique à la distribution de

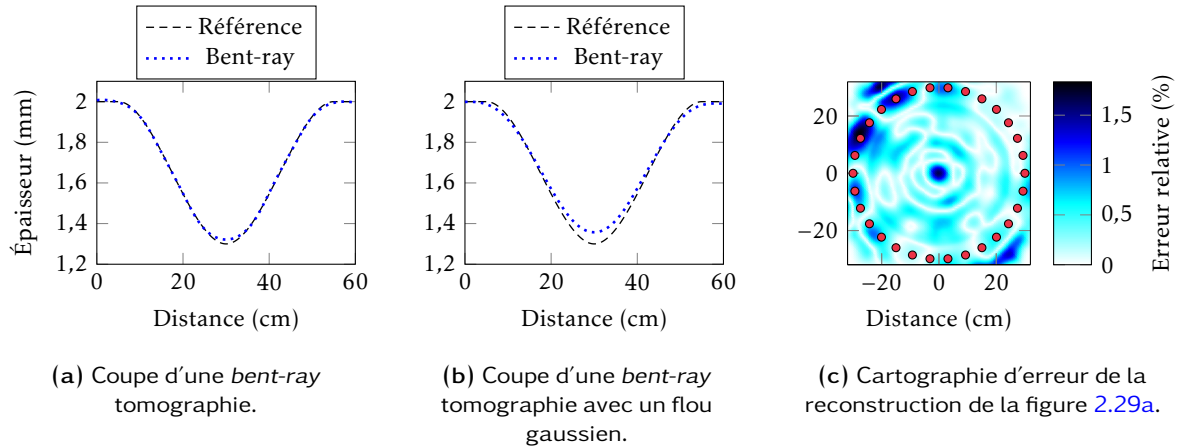
21. Notons que les images ne sont pas axisymétriques alors que le problème l'est (défaut, distribution de capteurs). Cela peut paraître étonnant mais se justifie de la manière suivante : le problème est résolu itérativement en considérant à tour de rôle les projections (un émetteur et tous les récepteurs), ce qui instaure une dissymétrie dès la première itération.

22. Si le lecteur est intéressé, l'annexe G présente une étude sur l'évolution de la résolution des algorithmes de tomographie utilisés dans ce manuscrit, lorsque l'on fait varier le nombre de capteurs, la fréquence ou le rayon de la zone de contrôle.



(a) Cartographie d'erreur d'une *bent-ray* tomographie absolue. (b) Cartographie d'erreur d'une *bent-ray* tomographie relative.

FIGURE 2.28 – Erreurs relatives de *bent-ray* tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. Les TbV sont identifiés par méthode temps-fréquence.



(a) Coupe d'une *bent-ray* tomographie.

(b) Coupe d'une *bent-ray* tomographie avec un flou gaussien.

(c) Cartographie d'erreur de la reconstruction de la figure 2.29a.

FIGURE 2.29 – *Bent-ray* tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. Les TbV sont identifiés à l'aide de la méthode de *compensation de dispersion intelligente*.

capteurs. Les interférences étant effectives entre A_0 (direct) et les réflexions de S_0 (indirect), dans une configuration réelle, les effets visibles sur la figure 2.27 se moyenneraient probablement au fur et à mesure des illuminations.

Contrairement à la méthode temps-fréquence, la méthode par *compensation de dispersion intelligente* n'est pas vraiment affectée par ce problème d'interférence entre A_0 et S_0 . En effet, comme les effets de dispersion le long de la propagation et ceux de distorsion du paquet dus au défaut sont compensés, S_0 aura beaucoup moins d'effet sur la variation de TbV, comme le prouvent les figures 2.29a et 2.29c. Pour aller plus loin, comparons les erreurs relatives globales entre la reconstruction se basant sur une mesure verticale et une autre reconstruction se basant sur une mesure de type PZT :

- 0,32 % pour des mesures de type déplacement vertical u_3 : même reconstruction que la figure 2.26b mais avec 30 capteurs ;
- 0,42 % pour des mesures de type pastille piézoélectrique : figure 2.29a.

Ainsi, dans le cas de l'utilisation de la méthode par *compensation de dispersion intelligente*, la reconstruction n'est que très peu affectée par l'utilisation d'un transducteur PZT.

En appliquant le même flou gaussien que dans le cas des reconstructions utilisant la méthode temps-fréquence sur la figure 2.29a, nous obtenons la figure 2.29b qui montre que la reconstruction n'est que

très peu affectée. En effet, les erreurs relatives globales correspondant à ces figures sont de :

- 0,42 % pour la figure 2.29a ;
- 0,65 % pour la figure 2.29b.

Jusqu'à présent, la méthode temps-fréquence semble être une bonne candidate pour répondre à la problématique de détections de TbV en vue de la tomographie en temps de vol. En effet, après application de l'algorithme *bent-ray* pour une configuration respectant ses hypothèses (notamment celle sur l'absence de diffusion), les reconstructions tomographiques sont de très bonne qualité. Nous avons aussi vu que cette méthode permettait d'identifier les interférences entre le mode perturbateur S_0 et le mode d'intérêt A_0 . Malgré ces perturbations, les reconstructions tomographiques restent de bonne qualité une fois qu'un flou gaussien est appliqué selon un critère physique basé sur la résolution théorique des algorithmes en temps de vol. L'unique point positif de la méthode par *compensation de dispersion intelligente* vis-à-vis de la méthode temps-fréquence serait qu'elle n'est pas affectée par les interférences entre A_0 et S_0 . Notons que cet avantage n'en est pas forcément un puisqu'il est dû au fait que cette méthode ait intrinsèquement un fonctionnement relatif, or il est préférable d'avoir la possibilité de travailler en absolu. De plus, afin de vraiment conclure sur les phénomènes visibles sur la figure 2.27 dans le cas de l'utilisation de la méthode temps-fréquence, il faudrait aller plus loin. En effet, rappelons que pour réaliser toutes les tomographies de ce chapitre, nous avons dupliqué les TbV de manière axisymétrique, ce qui ne pose pas de problème si l'on considère les propagations directes. En revanche, dès lors que nous considérons les réflexions sur les bords de plaque, il faut considérer le problème complètement (la distribution de capteurs est axisymétrique mais la plaque ne l'est pas). Or, les interférences sont entre le mode A_0 (direct) et les réflexions du mode S_0 . Finalement, il se pourrait que l'effet, ici constructif, soit destructif dans le cas d'une configuration complète (non axisymétrique). Quoiqu'il en soit, même dans ce rare cas défavorable pour la méthode temps-fréquence, les résultats restent tout de même de bonne qualité.

Nous verrons plus loin d'autres raisons incitant plutôt à choisir la méthode temps-fréquence. Passons maintenant à des défauts ne respectant plus les hypothèses de *bent-ray*, à savoir des défauts engendrant des phénomènes de diffusion.

2.2.1.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2

Le défaut étudié ici est présenté sur la figure E.1a avec les rayons correspondant à une illumination. Certains rayons passent encore dans le défaut mais il est possible d'identifier des zones d'ombre au bord du défaut. Ces zones d'ombre n'étaient pas présentes sur la figure 2.21a. Ceci signifie que le défaut n'est pas seulement réfractant mais aussi diffusant.

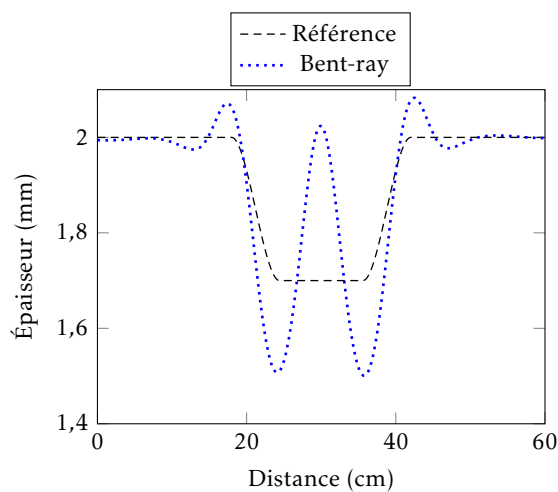
Les figures F.6 et F.7 montrent des reconstructions tomographiques à l'aide de mesures de type déplacement vertical u_3 . De manière générale, *straight-ray* fournit de moins bons résultats que *bent-ray* puisqu'il continue à surestimer la profondeur. La méthode temps-fréquence donne de meilleures reconstructions que la méthode par *compensation de dispersion intelligente*. Un résumé des erreurs relatives globales est donné dans le tableau 2.1.

	<i>Straight-ray</i> Temps-fréquence	<i>Straight-ray</i> Comp disp	<i>Bent-ray</i> Temps-fréquence	<i>Bent-ray</i> Comp disp
u_3 absolu	0,73 %	-	0,52 %	-
u_3 relatif	0,66 %	0,69 %	0,26 %	0,50 %
PZT relatif	1,94 %	0,65 %	1,77 %	0,46 %
+ flou gaussien	0,98 %	0,79 %	0,65 %	0,72 %

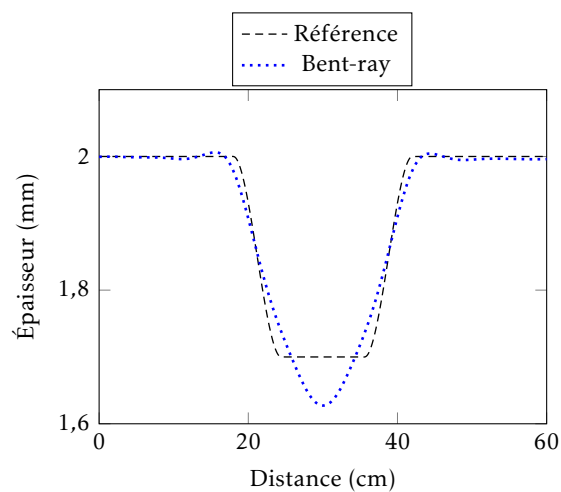
TABLEAU 2.1 – Présentation des erreurs relatives globales de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$.

En revanche, lorsqu'il s'agit de mesure PZT, la méthode de détection de TbV par compensation de dispersion mène toujours à de meilleures reconstructions tomographiques. Le phénomène impliqué a été traité précédemment dans la section 2.2.1.1 (perturbation causée par la présence du mode S_0 dans le cas de mesures PZT). La figure 2.30 montre ce phénomène.

En appliquant le flou gaussien, les erreurs ont tendance à s'équilibrer. Les coupes des reconstructions tomographiques correspondantes sont présentées sur la figure 2.31

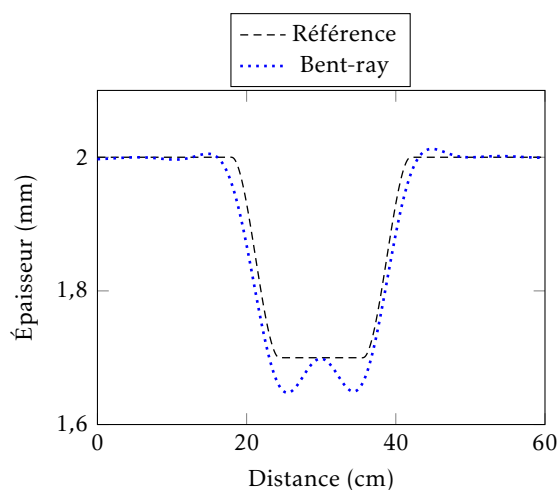


(a) Détection des TbV par méthode temps-fréquence.

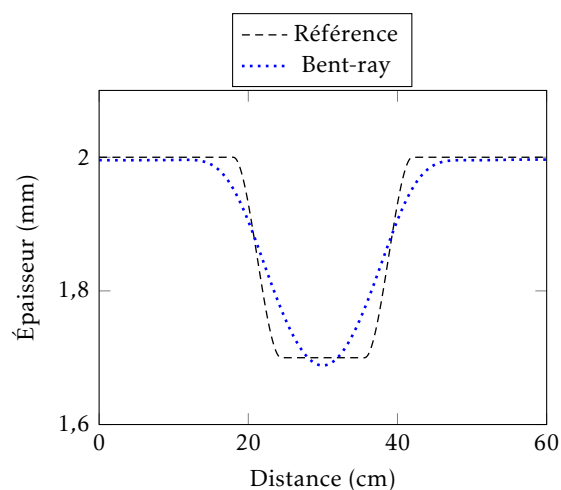


(b) Détection des TbV par compensation de dispersion intelligente.

FIGURE 2.30 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs.



(a) Détection des TbV par méthode temps-fréquence.



(b) Détection des TbV par compensation de dispersion intelligente.

FIGURE 2.31 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies relatives suivies d'un flou gaussien pour un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs.

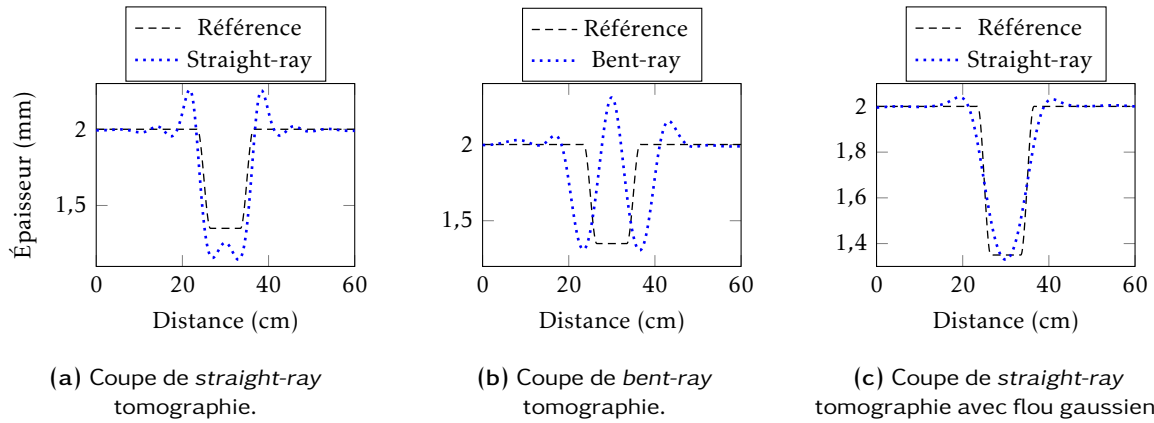


FIGURE 2.32 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. La méthode temps-fréquence à été utilisée pour détecter les TbV.

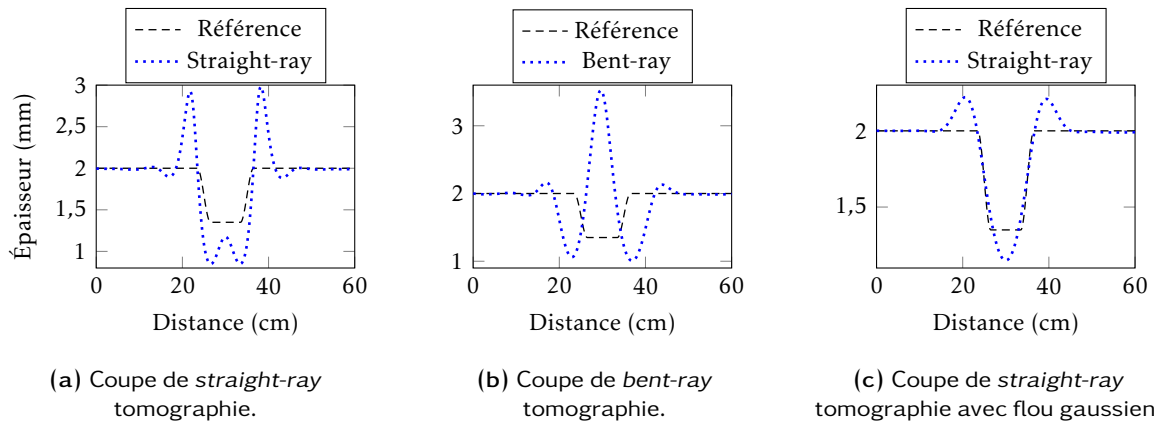


FIGURE 2.33 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3 \text{ cm}$. Les mesures, de type PZT, sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. La méthode par compensation de dispersion intelligente à été utilisée pour détecter les TbV.

2.2.1.3 Défaut réfractant et très diffusant - défaut n° 3

Traisons enfin le cas du défaut non favorable à la *ray-tomography*. Ce défaut, de dimension $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3 \text{ cm}$, était présenté sur la figure 2.21b. Il présente une zone aveugle (zone d'ombre) pour *bent-ray* puisqu'aucun rayon ne passe en son sein.

La figure 2.32 présente des reconstructions tomographiques pour des mesures de TbV issues de la méthode temps-fréquence. Nous constatons que le profil du défaut est mal reproduit. Les artefacts dus à la diffraction dominent la reconstruction. *Bent-ray* fournit pour la première fois une moins bonne reconstruction que *straight-ray*. En effet, *straight-ray* est relativement robuste par rapport à la diffraction car étant mieux conditionné que *bent-ray*.

La figure 2.33 montre les mêmes reconstructions mais dans le cas de l'utilisation de la méthode par compensation de dispersion intelligente. Ces reconstructions sont de moins bonne qualité que celles de la figure 2.32. Ces résultats sont cohérents avec ceux que nous avons traité dans la section 2.1.3 à propos de la figure 2.20.

Une synthèse des erreurs relatives globales est présente dans le tableau 2.2. Quelle que soit la configuration de ce tableau, la méthode temps-fréquence fournit de meilleurs résultats que la méthode par compensation de dispersion intelligente.

	<i>Straight-ray</i>	<i>Straight-ray</i> flou gaussien	<i>Bent-ray</i>	<i>Bent-ray</i> flou gaussien
Temps-fréquence	2,39 %	1,13 %	5,94 %	3,84 %
Comp disp	6,86 %	2,05 %	9,55 %	5,62 %

TABLEAU 2.2 – Présentation des erreurs relatives globales de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de dimension $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3 \text{ cm}$.

2.2.1.4 Discussion

En conclusion, suite à ces études sur les algorithmes de tomographies en temps de vol, nous choisissons de travailler avec la méthode temps-fréquence plutôt qu’avec celle par *compensation de dispersion intelligente*. Trois raisons principales à cela. La première étant que la méthode par *compensation de dispersion intelligente* ne permet pas de travailler en absolu, ce qui paraît être assez limitant en pratique. La deuxième raison concerne les résultats que nous venons de constater : la méthode temps-fréquence fournit de meilleurs résultats lorsque la diffusion causée par le défaut est importante (voir tableau 2.2). Enfin, la troisième raison concerne le fait qu’à terme, nous désirons réaliser de la tomographie passive. Or, la méthode par *compensation de dispersion intelligente* est moins adaptée car elle ne permet pas de trier bonnes et mauvaises identifications de **TbV** (issues de signaux passifs de mauvaise qualité).

2.2.2 HARBUT

Maintenant que nous avons validé les performances de la détection de **TbV** par méthode temps-fréquence dans le cas de son utilisation pour effectuer des *ray-tomographies*, nous n’utilisons plus que cette méthode dans la suite de ce chapitre. Afin de quantifier la qualité des reconstructions effectuées par **HARBUT** pour les configurations qui nous intéressent, c.a.d. pour peu de capteurs et à bas produit *fréquence* \times *épaisseur*, nous étudions ici cet algorithme pour les deux défauts diffusants rencontrés précédemment (défauts n° 2 et n° 3).

Le fait de devoir utiliser peu de capteurs représente un défi de taille lorsque l’on considère un modèle ondulatoire. En effet, le nombre de capteurs va directement influencer la résolution de l’image issue de la reconstruction tomographique. La limite de résolution est connue lorsqu’on considère une distribution de capteurs circulaire pour réaliser la tomographie [41]. Effectivement, afin d’échantillonner suffisamment la sphère d’EWALD il faut une distance minimum Δ_{lim} entre deux capteurs de :

$$\Delta_{\text{lim}} = \frac{\lambda}{2}, \quad (2.33)$$

avec λ la longueur d’onde. Utiliser plus de capteurs par rapport au nombre idéal fixé par l’équation (2.33) n’apporterait pas plus d’informations puisque la limite de résolution absolue serait atteinte. En revanche, en diminuant le nombre de capteurs, des artefacts apparaîtraient, ce qui risque de faire diverger l’algorithme²³.

Pour la configuration traitée ici ($r_{\text{distrib}} = 300 \text{ mm}$, fréquence de travail de $40,8 \text{ kHz}\cdot\text{mm}$), il faudrait 120 capteurs, ce qui est très élevé pour du **SHM**. Nous devons donc trouver un moyen de faire en sorte d’utiliser moins de capteurs tout en gardant un algorithme qui converge, quitte à perdre en résolution. Pour ce faire, nous adapterons la résolution de l’image au nombre de capteurs utilisés. Nous aurions pu décider de procéder à un filtrage dans l’espace des fréquences spatiales (espace- \mathcal{K})²⁴, mais nous ferons différemment puisque les comportements observés sont plus intéressants. Un flou gaussien est appliqué comme dans le cas de la *ray-tomography*, mais cette fois non pas à la cartographie d’épaisseur mais plutôt à la correction apportée à la fonction objet à chaque itération. Ainsi, si nous utilisons deux fois moins de capteurs que le nombre optimal de 120 capteurs, nous pourrions atteindre une résolution théorique deux fois moindre, à savoir de l’ordre de la longueur d’onde. Nous utiliserons donc un flou gaussien de *kernel* 1λ . Si nous diminuons encore le nombre de capteurs, par exemple 30 capteurs, ce

23. Si le lecteur est intéressé, l’annexe G présente une étude sur l’évolution de la résolution des algorithmes de tomographie utilisés dans ce manuscrit, lorsque l’on fait varier le nombre de capteurs, la fréquence ou le rayon de la zone de contrôle.

24. Nous réalisons ce type de filtrage mais seulement pour la limite de résolution absolue correspondant à $2k_0$.

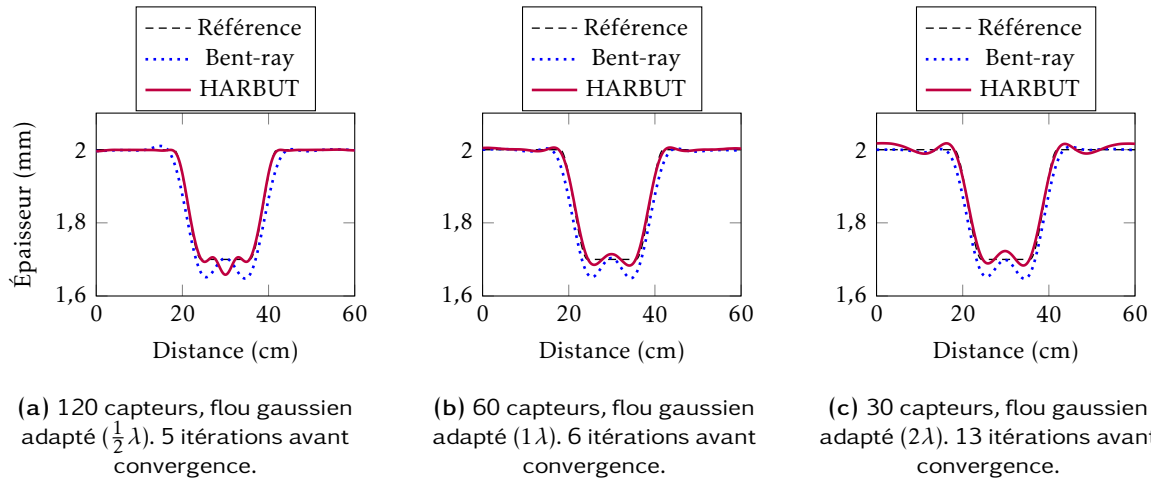


FIGURE 2.34 – Coupes [entre $(-30\text{ cm}, 0\text{ cm})$ et $(30\text{ cm}, 0\text{ cm})$] de tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3\text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6\text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4\text{ cm}$. Un flou gaussien dépendant du nombre de capteurs est appliqué à la fonction objet. Les mesures sont de type PZT. La tomographie initiale est issue de *bent-ray*.

kernel correspondra à 2λ . Ceci engendrera une perte en résolution, ce qui est inévitable, mais l'algorithme continuera à converger.

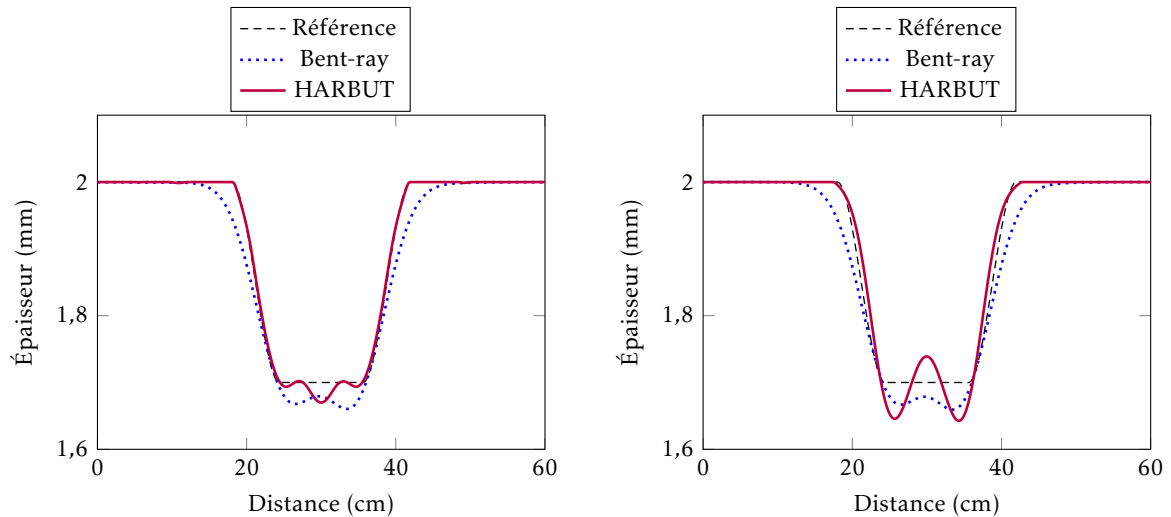
2.2.2.1 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2

Étudions dans un premier temps le cas du défaut faiblement diffusant. Des reconstructions tomographiques dans le cas de mesures verticales u_3 sont disposées en annexe F.2.2 afin d'illustrer les phénomènes de perte de résolution quand nous diminuons le nombre de capteurs, explicité ci-dessus. En effet, nous observons premièrement sur la figure F.8 que la qualité de reconstruction est la même que l'on utilise le nombre de capteurs idéal ou deux fois plus de capteurs (figure F.8a et figure F.8b). En revanche, en descendant sous le nombre de capteurs idéal, ceci engendre de gros artefacts (voir figure F.8c). Afin de remédier à ce problème, nous pouvons mettre en place un flou gaussien sur la correction de la fonction objet au prix d'une perte de résolution comme le montrent les figures F.9a et F.9b. Nous verrons qu'il est aussi possible d'augmenter légèrement la résolution théorique imposée par ce flou gaussien en régularisant pour stabiliser l'algorithme. Nous avons un exemple sur la figure F.9c où la théorie indique que nous devrions utiliser un *kernel* de 1λ , mais nous voyons qu'en utilisant un *kernel* de $\frac{1}{2}\lambda$ et en ajoutant un seuil physique, la reconstruction est de bien meilleure qualité que la figure F.9a. En pratique cette méthode ne donne pas toujours de meilleures reconstructions mais elles ne sont jamais de moins bonne qualité si des méthodes de régularisations sont mises en place. Nous en verrons d'autres pour la tomographie passive. Toutes les erreurs relatives globales correspondant aux figures F.8 et F.9 sont présentées dans le tableau F.1. Les mêmes types de reconstructions sont présentés sur la figure 2.34 dans le cas d'une mesure PZT pour des flous gaussiens adaptés au nombre de capteurs avec des *kernels* correspondant à la résolution théorique. Nous observons globalement des reconstructions de qualité similaire à celle des tomographies issues de mesures verticales, bien qu'il y ait un effet supplémentaire au centre de la distribution (ce qui était attendu du fait de la présence du mode S_0). Les reconstructions issues de HARBUT restent toutefois toujours plus proches de la référence que les *ray-tomographies* correspondantes, et cela même dans le cas de 30 capteurs, où nous sommes très loin du nombre de capteurs optimal pour cette configuration (120). Nous pouvons le vérifier à l'aide du tableau 2.3. Notons qu'un nombre important d'itérations avant convergence signifie en général un manque d'informations qui se traduira par la présence d'artefacts sur la cartographie, comme le montre la figure 2.34c. Si nous avons ajouté, par exemple, un seuil physique, nous aurions convergé en 4 itérations au lieu de 13 et l'erreur relative globale aurait été de 0,26 % au lieu de 0,44 %.

Enfin, en augmentant légèrement la résolution imposée par le flou gaussien et en ajoutant un seuil physique, la figure 2.35 et le tableau 2.3 montrent que les reconstructions sont globalement de meilleure qualité.

Capteurs	120	60	30	60	30
Flou gaussien	$\frac{1}{2}\lambda$	1λ	2λ	$\frac{1}{2}\lambda$	1λ
Seuil physique	Non	Non	Non	Oui	Oui
HARBUT	0,13 %	0,18 %	0,44 %	0,10 %	0,42 %
<i>Bent-ray</i>	0,64 %	0,62 %	0,62 %	0,62 %	0,63 %

TABLEAU 2.3 – Présentation des erreurs relatives globales de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de dimension $e_{\text{def}} = 0,3\text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6\text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4\text{ cm}$. Cas des mesures de type PZT.



(a) 60 capteurs, flou gaussien ($\frac{1}{2}\lambda$) et seuil physique. 3 itérations avant convergence.

(b) 30 capteurs, flou gaussien (1λ) et seuil physique. 4 itérations avant convergence.

FIGURE 2.35 – Coupes [entre $(-30\text{ cm}, 0\text{ cm})$ et $(30\text{ cm}, 0\text{ cm})$] de tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3\text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6\text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4\text{ cm}$. Un flou gaussien correspondant à une résolution théorique supérieure est appliqué à la fonction objet. Pour permettre cela, un seuil physique est utilisé. Les mesures sont de type PZT. La tomographie initiale est issue de *bent-ray*.

2.2.2.2 Défaut réfractant et très diffusant - défaut n° 3

Étudions, pour finir, le cas du défaut très diffusant. La figure 2.36 montre des reconstructions dans le cas de mesures PZT. Comme nous l'avons vu précédemment *bent-ray* n'est pas suffisamment bien conditionné pour fournir une cartographie initiale pour HARBUT permettant de respecter l'approximation de BORN dans le cas d'un défaut trop sévère comme celui traité ici. Ainsi, *straight-ray* est utilisé pour fournir la cartographie initiale de *ray-tomography*. Notons que comme ce travail est positionné dans un contexte SHM, le défaut est connu dès son apparition, donc lorsqu'il est très peu sévère. Il serait ainsi possible au cours du temps (lorsque la sévérité du défaut augmente) de mettre à jour la cartographie initiale et ainsi de toujours respecter l'approximation de BORN. Nous n'aurions ainsi pas à nous poser la question d'utiliser *straight-ray* ou *bent-ray*.

Enfin, les différentes reconstructions de la figure 2.36 et le tableau 2.4 montrent que l'algorithme mis en place est suffisamment performant pour identifier les défauts qui nous intéressent avec un nombre limité de capteurs.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre 2, nous avons étudié le comportement d'algorithmes de tomographie par ondes guidées dans un contexte SHM. En effet, nous avons cherché à répondre aux exigences suivantes :

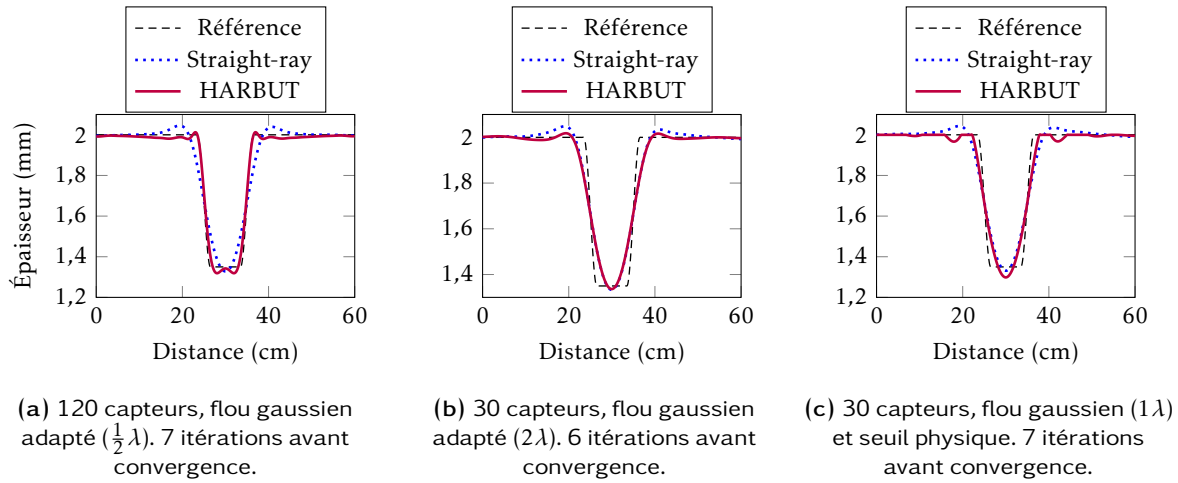


FIGURE 2.36 – Coupes [entre $(-30\text{ cm}, 0\text{ cm})$ et $(30\text{ cm}, 0\text{ cm})$] de tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,65\text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5\text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3\text{ cm}$. Un flou gaussien dépendant du nombre de capteurs est appliqué à la fonction objet. Les mesures sont de type PZT. La tomographie initiale est issue de *straight-ray*.

Capteurs	120	30	30
Flou gaussien	$\frac{1}{2}\lambda$	2λ	1λ
Seuil physique	Non	Non	Oui
HARBUT	0,43 %	1,10 %	0,89 %
<i>Straight-ray</i>	1,11 %	1,12 %	1,12 %

TABLEAU 2.4 – Présentation des erreurs relatives globales de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de dimension $e_{\text{def}} = 0,65\text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5\text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3\text{ cm}$. Cas des mesures de type PZT.

- Peu de capteurs. En effet, pour la configuration choisie dans ces travaux ($\approx 20\text{-}30\text{ kHz}$, plaque d'aluminium de 2 mm), nous avons vu qu'il faudrait 120 capteurs pour atteindre la résolution maximale permise par HARBUT pour une distance inter-capteurs valant une demi-longueur d'onde. Nous avons vu comment, par l'intermédiaire d'un filtre gaussien, il était possible de descendre à 30 capteurs ;
- Des capteurs embarqués, ici des transducteurs PZT, ce qui implique des perturbations (présence d'interférences entre les modes A_0 et S_0). A terme, il serait préférable d'utiliser des réseaux de BRAGG sur fibre optique (*Fiber BRAGG Gratings* en anglais) (FBG). Le chapitre 5 consistera à montrer la faisabilité de la tomographie passive par FBG ;
- Travail à basse fréquence puisqu'à terme nous voulons réaliser de la tomographie passive qui utilise en données d'entrée un bruit ambiant (ou coda d'événements) le plus souvent d'assez basse fréquence.

Les réponses ont été apportées à l'aide de la simulation par éléments finis, qui permet d'étudier un grand nombre de configurations plus facilement que par l'expérience.

Nous avons étudié trois méthodes d'estimation de TdV. Après différentes études (comparaisons avec TdV théoriques et *ray-tomography* sur plusieurs types de défauts) la méthode temps-fréquence a été retenue.

Concernant le choix des algorithmes de tomographie, nous avons vu que *bent-ray* fournit de meilleurs résultats que *straight-ray* si les hypothèses de la tomographie en temps de vol sont respectées (notamment en l'absence de diffusion). En revanche, dès lors que l'on sort de ce cadre, *straight-ray*, étant mieux conditionné, donne de meilleurs résultats. En pratique, ce choix n'est pas si crucial puisque, dans un contexte SHM, nous pouvons réaliser des tomographies régulièrement pour rester dans l'approximation de BORN en prenant comme image de référence pour HARBUT la reconstruction précédente. Enfin, nous

avons vu qu'il était important d'adapter la résolution (dépendant du nombre de capteurs) pour une configuration donnée. Cela est réalisé à l'aide d'un flou gaussien. De plus, en régularisant à l'aide d'un seuil basé sur un critère physique, les reconstructions tomographiques sont encore de meilleure qualité. Lorsque nous étudierons la tomographie sur des données issues de l'expérience, au chapitre 4, nous verrons d'autres types de régularisation.

Les méthodes passives et leur application au contrôle du vieillissement des matériaux

Sommaire du présent chapitre

3.1 Méthodes passives pour le contrôle santé intégré	67
3.1.1 La corrélation de bruit ambiant	68
3.1.2 Le filtre inverse	73
3.1.3 Signaux passifs pour la tomographie par ondes guidées	77
3.2 Comparaison actif-passif	78
3.3 Application des méthodes passives au contrôle du vieillissement des matériaux	82
3.3.1 Identification de paramètre matériau par ajustement d'une courbe de dispersion	84
3.3.2 Cas d'une faible bande passante : $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$	85
3.3.3 Cas d'une bande passante plus large : $\varnothing_{\text{piézo}} = 13 \text{ mm}$	92
3.4 Conclusion sur les méthodes passives	95

Tout comme le chapitre 2, le présent chapitre vise à établir certains fondements utilisés dans le chapitre 4. Il étudie des méthodes dites *passives* jugées adaptées à la tomographie et cela dans un contexte de *contrôle santé intégré* (*Structural Health Monitoring* en anglais) (SHM).

Dans un premier temps, nous présentons deux *méthodes passives* retenues, qui, à terme, permettront de réaliser de la tomographie passive. Ensuite, des signaux obtenus à l'aide de ces méthodes sont comparés à des signaux usuels issus d'acquisitions actives. Cela permet de valider la performance de ces méthodes. Enfin, nous montrons l'intérêt que peuvent avoir ces méthodes pour le suivi du vieillissement des matériaux, à partir de mesures passives embarquées.

3.1 Méthodes passives pour le contrôle santé intégré

Dans ce manuscrit nous expliciterons et étudierons deux *méthodes passives*. La première est la **corrélation de bruit ambiant (CBA)**¹ qui est une méthode largement étudiée théoriquement et appliquée expérimentalement. La deuxième est adaptée aux applications comportant un grand nombre de capteurs et donc devient très intéressante quand elle est couplée à la tomographie, il s'agit du **filtre inverse passif**

1. Cette méthode peut être aussi utilisée en utilisant non plus un bruit ambiant mais plutôt les coda d'événements (impacts, séismes, etc.). Elle est alors appelée « corrélation de coda ». Nous pouvons aussi trouver le terme d'« interférométrie de coda » en sismologie.

(FIP). Le *filtre inverse* est une méthode connue pour son fonctionnement en actif mais beaucoup moins en passif. Nous verrons que le FIP présente plusieurs avantages par rapport à la CBA pour réaliser de la tomographie passive. D'autres *méthodes passives* permettant de lever certaines hypothèses inhérentes à la CBA existent ; c'est le cas par exemple de la *corrélacion de coda de corrélacions* (C3). Cette dernière méthode ne sera cependant pas étudiée car jugée trop coûteuse en temps de calcul pour réaliser de la tomographie par *ondes élastiques guidées* (OG). De plus, il semble difficile de profiter des avantages de cette méthode, initialement développée en sismologie [66], dans le cas de tomographie par OG du fait de la disposition des capteurs (ce que nous expliquerons plus loin).

Rappelons que l'objectif de ce chapitre est de substituer le processus d'*acquisition actif* des signaux (ce qui nécessite une source contrôlée) par un processus passif exploitant un bruit ambiant présent dans la structure. Ce processus passif présente plusieurs avantages :

- Il est moins coûteux en énergie puisque le système n'a pas besoin d'émettre d'onde.
- L'acquisition est très rapide puisqu'elle est réalisée de manière simultanée pour tous les capteurs de la distribution. En effet, en passif l'ordre de grandeur des différentes acquisitions réalisées pour ces travaux est de 10 secondes alors qu'en actif il est d'une à deux heures et cela pour la configuration traitée dans ce manuscrit à savoir 30 capteurs. Notons tout de même que le procédé d'acquisition en actif n'a pas été optimisé. Ainsi, le temps d'acquisition pourrait être bien plus court. Néanmoins, il serait quand même obligatoire de procéder couple après couple tandis qu'en passif, l'acquisition se fait de manière simultanée.
- Le spectre du bruit ambiant étant en général large bande, une grande quantité d'information est à disposition pour l'application envisagée.

Nous verrons dans un premier temps la CBA qui nécessite seulement deux capteurs pour fonctionner mais qui en contrepartie est sujette à des hypothèses qui peuvent être limitantes pour certaines applications pratiques, comme nous le verrons dans le chapitre 4. Ensuite, le FIP sera présenté. Contrairement à la CBA, le FIP est une méthode nécessitant un grand nombre de capteurs si nous voulons en exploiter les avantages. Le FIP devient donc très intéressant lorsqu'il s'agit de l'associer à un algorithme de tomographie qui lui aussi se base sur des mesures provenant d'un nombre important de capteurs. Nous verrons que le FIP est sujet à des hypothèses moins restrictives que la CBA.

3.1.1 La corrélation de bruit ambiant

Le lien entre la fonction de GREEN d'un milieu et l'intercorrélacion a largement été étudié théoriquement et vérifié expérimentalement au cours de ces dernières décennies². Ces différents travaux théoriques et expérimentaux montrent que la convergence de la corrélation vers la fonction de GREEN dépend essentiellement des hypothèses suivantes :

- Le champ mesuré puis corrélé doit être diffus. Deux types de milieu peuvent favoriser l'aspect diffus d'un champ. Le cas du milieu réverbérant (milieux fermés) et celui du milieu comprenant un ou des diffuseur(s) en son sein (ce qui peut être le cas pour des milieux ouverts). Les sources générant ce champs diffus doivent être décorrélées.
- Le temps d'intégration doit être suffisamment long. Dans le cas d'un bruit ambiant, plus la mesure est longue plus la convergence sera bonne.
- Le champ mesuré doit être en équipartition énergétique (énergie totale de ce champ est répartie en parts égales en moyenne entre ses différentes composantes).

L'intercorrélacion d'un champ scalaire φ diffus mesuré simultanément par deux récepteurs passifs en un point \mathbf{a} et en un point \mathbf{b} vérifie :

$$C_{ab}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T \varphi(\mathbf{a}, \tau) \varphi(\mathbf{b}, t + \tau) d\tau, \quad (3.1)$$

où T correspond à la durée de la mesure.

WEAVER et LOBKIS vérifient expérimentalement que l'intercorrélacion (3.1) du bruit ambiant généré par agitation thermique et mesuré par deux récepteurs permet d'estimer la fonction de GREEN du milieu entre ces deux récepteurs [67]. LOBKIS et WEAVER démontrent peu de temps plus tard la relation entre l'intercorrélacion et la fonction de GREEN [68]. Ils adoptent une approche modale pour exprimer le champ d'onde ultrasonore dans un milieu homogène fermé. Ainsi, ils montrent sous une hypothèse

2. Un état de l'art plus précis est présenté plus loin.

d'équipartition énergétique entre les modes³, que la dérivée de l'intercorrélation est liée aux parties causale et anticausale de la fonction de GREEN :

$$\frac{\partial C_{ab}}{\partial t}(t) = G^+(a, b, t) - G^-(a, b, -t), \quad (3.2)$$

avec G^+ la fonction de GREEN pour une source placée en a . Le signe « + » signifiant qu'elle correspond à la partie causale de la corrélation (temps positifs). Inversement G^- est la fonction de GREEN pour une source placée en b . Le signe « - » signifiant qu'elle correspond quant à elle à la partie anticausale (temps négatifs). La figure 3.1 présente le principe de reconstruction de la fonction de GREEN à l'aide de la CBA. Ce schéma considère un milieu fermé mais nous verrons plus loin que la relation de l'équation (3.2) tient pour d'autres types de milieux, d'ondes, etc.

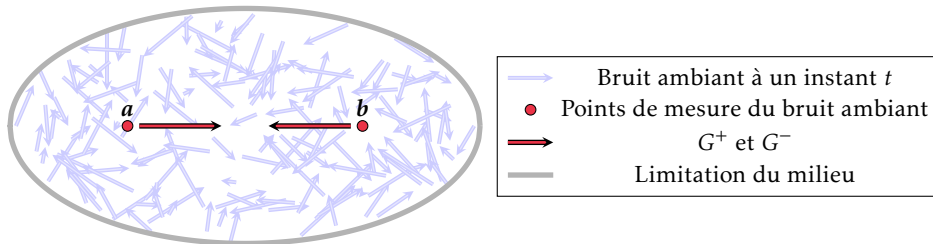


FIGURE 3.1 – Schéma de principe de la méthode de reconstruction de fonction de GREEN par CBA.

WEAVER et LOBKIS [67, 68] ont abordé le problème selon plusieurs hypothèses. Premièrement, ils considèrent un milieu fermé (i.e. la distribution de mode est discrète) et sans atténuation. Ensuite, ils font l'hypothèse d'un bruit ambiant excitant chaque mode de vibration avec le même niveau d'énergie et une phase aléatoire. Notons enfin que la relation équation (3.2) est valable seulement dans le cas d'une fonction de GREEN liant l'excitation (devant être une force impulsive) à une mesure homogène à un déplacement. Dans un cas différent, la dérivation n'est plus forcément nécessaire (p. ex. dans le cas d'une mesure de vitesse qui serait la réponse à une excitation de type force impulsive) et nous aurions même besoin d'une intégration dans le cas d'une mesure homogène à une accélération.

Ne cherchant pas à reconstruire la fonction de GREEN du milieu dans ce manuscrit, nous ne dériverons jamais la corrélation. Il est en revanche important de réaliser des mesures du champ diffus homogènes entre elles. Dans ce manuscrit, toutes les mesures sont homogènes à un déplacement, que ce soit des mesures par transducteurs Titano-Zirconate de Plomb (PZT) ou bien, dans le chapitre 5, par réseau de BRAGG sur fibre optique (*Fiber BRAGG Grating en anglais*) (FBG).

Ainsi, le lien entre la corrélation et la fonction de GREEN varie selon les hypothèses réalisées. Ces hypothèses dépendent du domaine d'application (ultrasons, vibration des structures, acoustique des salles, acoustique de l'océan, sismologie, héliosismologie, médical, etc.) qui fixera :

Le milieu étudié : homogénéité, isotropie, atténuation, milieu ouvert, milieu fermé, diffusion, réverbération, milieu invariant ou non par retournement du temps, etc. ;

Le type d'ondes considérées : acoustiques, élastiques dans un solide, OG (dispersives), électromagnétiques, etc. ;

Le type de champs diffus : bruit ambiant ou coda d'événements ;

La plage fréquentielle de travail : dont dépendra la convergence ;

L'ordre de grandeur des distances entre récepteurs : dont dépendra aussi la convergence.

Par la suite nous verrons les différents types de configurations déjà étudiées dans l'état de l'art, à la fois théoriquement et expérimentalement, et les différentes limites associées. Ceci permettra de replacer les travaux réalisés lors de cette thèse dans cet état de l'art.

3.1.1.1 Milieux fermés, milieux ouverts et généralisation

Le lien entre la corrélation et la fonction de GREEN est plus ancien que les travaux de WEAVER et LOBKIS dont nous avons parlé précédemment. Ce lien trouve ses racines dans le théorème de *fluctuation-*

3. En plus de l'hypothèse d'équipartition, les amplitudes des modes sont considérées aléatoires et non corrélées.

dissipation [69, 70] et fut découvert pour les systèmes électriques dans la première moitié du xx^e siècle, dans le cas d'un champ électromagnétique provenant d'une agitation thermique [71, 72]. Ce n'est qu'en 1993 qu'une première application d'imagerie passive par CBA fut réalisée en héliosismologie [73]. Ces dernières années apparut un certain engouement pour cette méthode, suite aux travaux, pour le domaine des ultrasons, de WEAVER et LOBKIS, présentés dans [67].

Comme énoncé précédemment, la relation entre corrélation et fonction de GREEN dépend du type de champ diffus considéré et du milieu auquel il est lié. La première démonstration théorique dans le domaine des ultrasons fut présentée dans [68] pour un milieu fermé. Pour ce type de milieu, il est intéressant de considérer le problème d'un point de vue modal. Le champ diffus est alors composé de modes normaux non-corrélés et son énergie est répartie en parts égales en moyenne entre les différents modes. Plus tard, la démonstration est étendue à différents types de milieux ouverts [74, 75, 76, 77, 78] pour lesquels le concept de modes locaux est utilisé. L'équipartition est alors provoquée par diffusion multiple aléatoire. Viendront ensuite des tentatives de généralisation de la relation entraînant forcément un certain degré d'abstraction. SNIEDER généralise dans [79] au cas d'un milieu dissipatif. Plus tard, WEAVER fournit dans [80] une preuve plus générale, pour une grande variété de systèmes, à l'aide de l'identité de WARD (appliquée à l'acoustique linéaire dans un milieu potentiellement hétérogène). Cette identité générale est re-dérivée de différentes façons, ce qui permet de retrouver les relations connues pour des systèmes spécifiques (harmonique avec des sources aléatoirement distribuées, absorption hétérogène, systèmes non-invariants par retournement temporel, milieux fermés avec des sources aléatoirement distribuées). L'identité générale (mais très abstraite) présentée par WEAVER formalise le problème sous une seule hypothèse : condition d'équipartition du champ⁴. L'importance de cette hypothèse d'équipartition est évoquée par SANCHEZ-SESMA et al. dans [81, 82] mais ils expliquent aussi qu'il est tout de même possible d'identifier correctement des *temps de vol* (TdV), sous certaines conditions, lorsque cette hypothèse est violée (ce que nous verrons plus loin). En revanche, respecter cette hypothèse semble indispensable dans le cas de systèmes non-invariants par retournement temporel [83].

Ces différentes démonstrations ont été vérifiées expérimentalement et par simulation dans différents domaines : en ultrason [67, 68, 84, 85, 86], en électromagnétisme [87], en vibration des structures et/ou SHM [88, 89, 90, 91, 12, 92, 93, 94], en acoustique de l'océan [95, 96, 97], en héliosismologie [73, 98], en médical [99, 100] ou encore en sismologie dans le cas de coda sismiques diffuses [101] et pour un bruit sismique ambiant [102, 103, 104, 105]. Dans ce dernier domaine, différentes *reviews* ont déjà été publiées [106, 107]. Dans le domaine du SHM, SABRA et al. montrent dans [88] l'intérêt que peut avoir la CBA pour le *monitoring* de structures. Un exemple est présenté par LAROSE et HALL pour le *monitoring* du béton dans [91]. Par ailleurs, l'intérêt de cette méthode pour le domaine aéronautique⁵ est prouvé expérimentalement à l'aide d'excitations lasers dans [90], ou encore par excitation à l'aide d'un jet d'air dans [89]. SABRA et HUSTON traitent un cas en environnement réel (sur un bateau) qui montre une fois de plus le potentiel de cette méthode [93]. Enfin, des applications à l'imagerie passive en SHM ont été l'objet de travaux dans [12, 94].

3.1.1.2 Cas d'un champ non complètement diffus

Quel que soit le domaine, l'hypothèse d'équipartition n'est que très rarement respectée (voire jamais) en pratique. Des preuves théoriques et issues de simulations de l'apparition de résidus de corrélation (« spurious arrivals ») lorsque l'illumination par les sources (de même énergie) n'est pas complète, sont apportées par SNIEDER et al. dans [108] pour la diffusion simple et dans [109] pour la diffusion multiple. Pourtant, il s'avère que certains résultats sont très encourageants, notamment en sismologie où les cartographies de la Terre sont de très bonne qualité [102, 104]. SNIEDER, WEAVER, FROMENT et CAMPILLO, et GODIN expliquent dans [77], [110] et [111] que l'erreur commise sur les TdV est faible si la densité de sources de bruit varie graduellement en espace, ou, de manière équivalente, si la directivité du bruit est une fonction graduelle de la direction (anisotropie du flux de l'énergie). Cela explique pourquoi les cartographies en sismologie, issues de données de type TdV, sont de si bonne qualité. D'autres auteurs,

4. La condition d'équipartition du champ signifie que l'énergie totale de ce champ est répartie en parts égales en moyenne entre ses différentes composantes (répartition à la fois spatiale mais aussi en fréquence puisque le champ dépend de l'espace mais aussi du temps). Cela peut être par exemple le cas si chacune des sources du champ diffus est un bruit blanc (densité spectrale de puissance constante en fréquence) et qu'elles sont distribuées de manière homogène à travers le milieu.

5. Les vibrations seraient générées dans la structure par les turbulences aérodynamiques. Les rivets, raidisseurs favoriseraient l'aspect diffus du champ.

comme GARNIER et PAPANICOLAOU, abordent ce problème en considérant différentes distributions de diffuseurs [112, 113].

D'autres travaux, en SHM, cherchent à tirer un maximum de la CBA dans des conditions de champ non complètement diffus; c'est le cas de MOULIN et al. qui, dans [114], cherchent à évaluer la pertinence de cette méthode dans de telles conditions. Par la suite, ABOU LEYLA, MOULIN et ASSAAD démontrèrent la faisabilité de contrôle santé intégré à l'aide de la CBA dans des configurations où l'hypothèse d'équipartition est violée.

Comme énoncé précédemment, il existe des configurations pour lesquelles la CBA permet de répondre aux problématiques liées à un champ non complètement diffus mais ce n'est pas toujours le cas. En effet, certains auteurs expliquent que même dans le cas où le bruit est corrélé durant plusieurs années (p. ex. en sismologie), cela ne suffit pas pour certaines configurations ou pour certains besoins [66]. Il existe deux raisons principales à cela :

1. La distribution des sources de bruit est hétérogène et/ou le flux d'énergie de ce bruit est anisotrope. Cela entraîne de mauvaises reconstructions pour certaines orientations non favorables de couples de récepteurs ;
2. Les enregistrements du bruit sont finis en temps, ce qui entraîne une convergence non complète de la corrélation vers la fonction de GREEN. Ainsi, restent des résidus (fluctuations) de corrélation perturbant la reconstruction.

Ces deux raisons expliquent pourquoi il est rare, en pratique, d'obtenir la convergence de la corrélation vers la fonction de GREEN pour des paquets plus lointains que les premiers temps d'arrivée. Selon le type de bruit considéré, les deux raisons citées n'auront pas le même impact sur la corrélation. En effet, dans le cas de la corrélation de coda, la première raison aura beaucoup moins d'impact que la seconde puisque les coda sont des événements courts et rares. Concernant la corrélation de bruit ambiant, la première raison aura beaucoup d'impact sur la convergence et la seconde moins. En effet, quelle que soit l'application, le bruit ambiant est une information abondante. En revanche, son énergie est rarement distribuée de manière homogène.

La corrélation est connue pour son aptitude à reconstruire la phase de la fonction de GREEN, comme vu précédemment. En revanche, lorsque l'amplitude est recherchée, voire l'atténuation, les succès sont plus incertains (par exemple en sismologie [116]). FAN et SNIEDER montrent quelle distribution de sources est requise lorsque la reconstruction complète de la fonction de GREEN est désirée (amplitude et phase), et cela pour des milieux homogènes et hétérogènes [117]. Plus récemment, YORITOMO et WEAVER abordent les problèmes liés à un champ non complètement diffus et montrent notamment que la corrélation (dans un milieu diffusant) va dévier de la fonction de GREEN le plus fortement au temps d'arrivée de l'onde principale [118].

Dans la littérature, il existe d'autres méthodes que la CBA pour remédier aux problèmes liés à l'existence d'un champ non complètement diffus. STEHLY et al. proposent notamment la C3 [66]. Cette méthode permet de reconstruire les premiers temps d'arrivée malgré une orientation des stations sismiques (récepteurs) non propice au sens du flux d'énergie [66]. La C3 améliore même l'extraction de l'atténuation [119]. Le succès de cette méthode indique aussi que la CBA contient de l'information pertinente de type diffusion multiple même pour les longs temps d'arrivés (coda). Mais, il semble difficile de profiter des avantages de cette méthode dans le cas de tomographie par OG du fait de la disposition des capteurs. En effet, comme le montrent FROMENT, CAMPILLO et ROUX dans [120], la C3 se base sur les données de stations sismiques secondaires disposées de manière homogène dans le milieu. En utilisant la C3, ces stations secondaires agissent comme une source de bruit aux yeux des deux stations principales, ce qui prouve l'importance d'une disposition homogène pour rester sous les hypothèses de la CBA. Dans le cas de la tomographie par OG, les capteurs sont disposés sur un cercle ce qui laisse à penser que la C3 a peut de chance de fonctionner dans ce cas. Un autre point gênant concerne le fait que la C3 présente des résidus de corrélation plus élevés que la CBA [120]. Enfin, cette méthode est jugée relativement coûteuse en temps de calcul. Nous ne l'étudions donc pas dans ces travaux. En revanche, la méthode du FIP est étudiée. Elle permet, comme la C3, de remédier aux problèmes liés à un champ non complètement diffus. De plus, nous verrons qu'elle traite les distributions de capteurs répartis de façon non homogène (cas de la tomographie) contrairement à la C3.

3.1.1.3 Qualité de la convergence

La littérature fournit un grand nombre d'études théoriques, de simulation et expérimentales concernant la convergence de la corrélation selon les paramètres du problème considéré. Il est globalement démontré que la convergence se fait proportionnellement à la racine carrée de la quantité d'information apportée par le bruit corrélé. En effet, pour un champ d'onde stationnaire (cas du bruit ambiant), la relation exprimant la qualité de convergence est démontrée par une approche statistique dans [98, 121, 96] et par une approche géométrique dans [95, 122]. Le rôle que joue la diffusion multiple et les réflexions multiples pour la symétrie de la corrélation est identifié dans [74, 77, 123].

Afin d'évaluer la convergence, les auteurs utilisent le **Rapport Signal sur Bruit (RSB)**. Ce RSB correspond au rapport entre le signal, correspondant souvent à l'amplitude maximale du premier paquet d'onde et le bruit, correspondant à la variance des fluctuations (résidus de corrélation). Les différents facteurs améliorant le RSB sont :

Pour la corrélation de coda : une décroissance d'enveloppe lente car cela signifie qu'il y a plus de diffusion ;

Pour la corrélation de coda et de bruit ambiant : une faible distance entre capteurs (la corrélation converge aussi plus rapidement pour les petits temps d'arrivée), un spectre large bande, un grand nombre de sources de bruit.

Les différentes affirmations ci-dessus ont été vérifiées expérimentalement et théoriquement dans [101, 121, 86]. LAROSE et al. développent la corrélation « one-bit » [86] qui permet de donner plus de poids aux chemins les plus diffractés (loin dans la coda). En conséquent, la corrélation de coda « one-bit » fournit un meilleur RSB que la corrélation de coda classique pour un même nombre de sources de bruit. Cette méthode a un autre aspect intéressant, elle nécessite uniquement l'enregistrement du signe du signal mesuré, ce qui permet de gagner en stockage mémoire pour des applications pratiques (les signaux de bruit étant en général échantillonnés à haute fréquence sur des temps longs).

LAROSE et al. démontrent la relation théorique de la qualité de convergence, représentée par le RSB, dans le cas général d'un champ non stationnaire (corrélation de coda) [123]. Ils montrent aussi qu'il est possible de retrouver la relation usuelle en supposant cette fois que le champ est stationnaire :

$$RSB_{\text{théo}} \propto \sqrt{\frac{T \Delta f c}{df}}, \quad (3.3)$$

avec T le temps d'intégration, Δf la bande passante, c la vitesse de propagation dans le milieu, d la distance entre les récepteurs et f la fréquence.

Très récemment, NOOGHABI et al. ont étudié la convergence de la corrélation de champ diffus pour un milieu réverbérant (fine plaque de duralumin) non seulement pour les premiers temps d'arrivée mais aussi pour les temps correspondant aux paquets d'ondes ayant déjà subi plusieurs réflexions [124]. Les résultats montrent que la convergence est atteinte même pour des temps d'intégration très faibles (de l'ordre de la milliseconde et commençant au début de la coda). En revanche, cette convergence se fait au prix d'une densité de source de bruit plus élevée. Ils abordent aussi le problème du bruit de mesure (p. ex. le bruit électronique). Ils montrent à la fois théoriquement et expérimentalement que plus les derniers temps d'arrivée de la coda sont considérés dans la corrélation moins la convergence est bonne pour un bruit de mesure donné.

La dispersion Puisque nous travaillons avec des ondes de LAMB, il est important de parler des effets de la dispersion sur la convergence de la corrélation vers la fonction de GREEN. YORITOMO et WEAVER montrent les effets que peut avoir la dispersion sur le taux de convergence [125]. Ils mettent en place un paramètre adimensionnel σ permettant de quantifier la dégradation du RSB selon la dispersion effective :

$$\sigma \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Delta \tau_{\text{disp}}}{\frac{1}{\Delta f}}, \quad (3.4)$$

avec τ_{disp} l'étalement temporel dû à la dispersion :

$$\Delta\tau_{\text{disp}} = \Delta\left(\frac{d}{v_G(f)}\right). \quad (3.5)$$

YORITOMO et WEAVER montrent ainsi dans [125] que le RSB est dégradé d'un facteur $\sqrt[4]{1+\sigma^2}$.

Pour la pire des configurations considérée lors de ces travaux de thèse (grande distance entre capteurs, petite vitesse de groupe et grande bande passante), nous avons estimé que σ valait $\sigma \approx 5$. Cette valeur impliquerait une dégradation du RSB d'un facteur 2,25 par rapport à la même configuration sans dispersion. Cela explique aussi pourquoi d'autres auteurs, comme LAROSE, ROUX et CAMPILLO, obtiennent de bonnes convergences (principalement dues à la relativement faible distance entre les capteurs) malgré la présence de dispersion [89]. En effet, LAROSE, ROUX et CAMPILLO prouvent dans [89] la convergence de la corrélation vers la fonction de GREEN pour une configuration (utilisation d'un jet d'air comprimé pour générer un bruit ambiant dans une plaque de plexiglas) très proche de celles présentées dans ce manuscrit. Ils réalisent expérimentalement deux configurations. La première est favorable à la convergence car le flux énergétique du bruit (dû à la répartition spatiale de la buse du jet d'air comprimé) est aligné avec les récepteurs. La deuxième est totalement défavorable. Pour les deux configurations, la convergence est observée. En revanche, pour atteindre un même RSB dans les deux configurations, il devient nécessaire de réaliser l'intégration sur une période T beaucoup plus longue pour la deuxième que pour la première. La plaque considérée par les auteurs semble donc suffisamment réverbérante. L'importance de la réverbération est soulignée par COLOMBI et al. dans [126]. Les auteurs séparent, par simulation, les effets dus à la distribution spatiale des sources de ceux dus à la réverbération. Ils montrent que, même dans le cas d'une distribution homogène de sources, si la corrélation est réalisée seulement sur les premiers temps d'arrivée, l'extraction de la fonction de GREEN n'est que partielle, ce qui prouve l'importance de la réverbération.

Enfin, en couplant les différents travaux énoncés dans cette section (équation (3.3) et facteur de dégradation du RSB selon la dispersion [125]), nous pouvons évaluer le RSB dans le cas d'une plaque réverbérante comprenant un bruit ambiant dû au déplacement d'un jet d'air comprimé au dessus de cette même plaque, comme étant :

$$RSB_{\text{dispersion}} \propto \sqrt{\frac{T\Delta f v_G}{df_c}} \frac{1}{\sqrt[4]{1+\sigma^2}}, \quad (3.6)$$

avec f_c la fréquence centrale. Le signe de proportionnalité \propto signifie que le RSB dépend aussi de la répartition spatiale des sources de bruit.

3.1.2 Le filtre inverse

Le *filtre inverse* est une méthode connue pour son fonctionnement en actif mais beaucoup moins en passif. Contrairement à la CBA, très peu d'études ont été réalisées sur le *filtre inverse passif* (FIP). Initialement, le filtre inverse est une méthode développée en optique [127]. Dix ans plus tard, TANTER et al. l'ont appliquée à l'acoustique. Cette méthode permet de calculer l'ensemble des signaux à émettre par une distribution de transducteurs, pour focaliser de manière optimale une onde ultrasonore en certains points de contrôle [129, 128].

Le principe est le suivant. Considérons un ensemble de M sources et N points de mesures appartenant à un domaine Ω (milieu d'intérêt). Définissons $h_{ij}(t)$ la fonction de GREEN entre une source i et une mesure j du domaine Ω . Nous pouvons alors dire que les $M \times N$ fonctions temporelles $h_{ij}(t)$ pour $1 \leq i \leq M$ et $1 \leq j \leq N$ caractérisent un opérateur de propagation linéaire. En effet, en considérant un ensemble de M signaux d'excitations $e_i(t), \forall i \in \llbracket 1, M \rrbracket$, alors le signal $r_j(t)$ mesuré au niveau du récepteur j vaudra :

$$r_j(t) = \sum_{i=1}^M h_{ij}(t) \otimes e_i(t), \quad \forall j \in \llbracket 1, N \rrbracket, \quad (3.7)$$

avec \otimes l'opérateur de convolution temporelle. En réalisant une transformée de FOURIER temporelle,

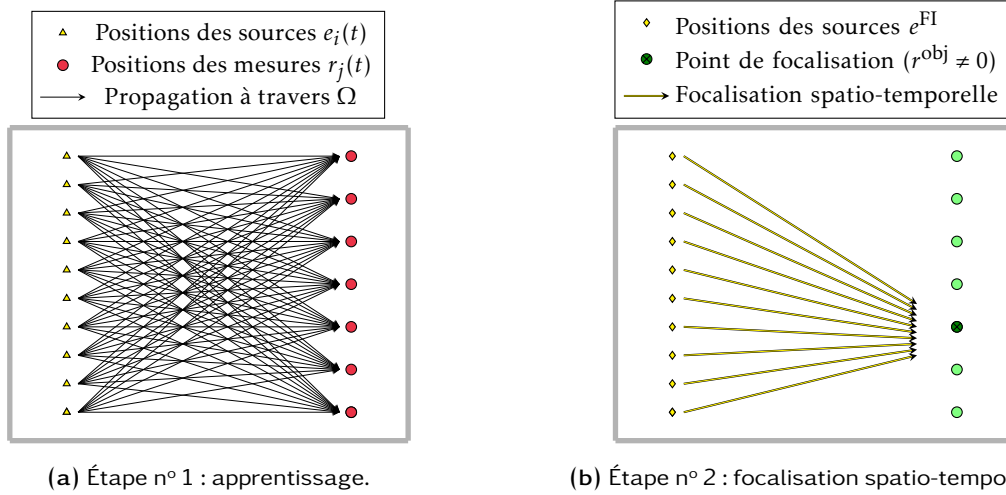


FIGURE 3.2 – Étapes de fonctionnement du filtre inverse (actif). Ce schéma représente le processus lorsqu’une focalisation spatio-temporelle est désirée. Notons qu’il est possible d’imaginer n’importe quel autre type d’objectif r^{obj} .

L’équation (3.7) devient :

$$\hat{r}_j(\omega) = \sum_{i=1}^M \hat{h}_{ij}(\omega) \hat{e}_i(\omega), \quad \forall j \in \llbracket 1, N \rrbracket. \quad (3.8)$$

En passant dans un formalisme matriciel, l’équation (3.8) s’écrit :

$$r(\omega) = H(\omega)e(\omega), \quad (3.9)$$

où l’accent circonflexe, qui signifiait que l’on travaillait dans l’espace de FOURIER, a été retiré afin d’alléger l’écriture. Nous obtenons donc ici une matrice H pour chaque fréquence angulaire (ou pulsation) ω décrivant la propagation dans le milieu Ω entre les sources et les points de mesures. H peut ainsi être appelée *matrice de propagation monochromatique*.

Le problème inverse consiste à calculer H^{-1} de telle sorte que :

$$e(\omega) = H^{-1}(\omega)r(\omega). \quad (3.10)$$

Cette équation permet ainsi de connaître l’ensemble des signaux e^{FI} à émettre si l’on voulait mesurer un objectif r^{obj} après propagation à travers le milieu Ω . Le cas le plus courant est une focalisation spatio-temporelle pour laquelle un seul point de l’objectif r^{obj} est différent de zéro. La figure 3.2 schématise le processus expliqué ci-dessus. La première étape (figure 3.2a) représente l’apprentissage de la matrice H tandis que la seconde étape (figure 3.2b) représente l’émission des différents signaux e^{FI} permettant d’atteindre l’objectif r^{obj} (ici focalisation spatio-temporelle).

L’inversion de la matrice H permettant d’utiliser l’équation (3.10) n’est pas si triviale. En effet, comme c’est le cas pour les problèmes inverses en général, le problème est mal posé et l’inversion de H est mal conditionnée. Il devient donc nécessaire de régulariser le problème, ce qui est réalisé à l’aide d’une *décomposition en valeurs singulières (Singular Value Decomposition en anglais) (SVD)* de la matrice H . L’ensemble des valeurs singulières de cette décomposition peut être divisé en deux vecteurs, le premier (plus grandes valeurs singulières) correspondant à la partie signal, et le deuxième (plus petites valeurs singulières) à la partie bruit (bruit de reconstruction : non physique). Théoriquement, les valeurs singulières correspondant à la partie bruit sont censées être nulles. Ainsi, s’il est possible d’identifier cette partie, la régularisation consiste à fixer ces valeurs singulières à 0. Pour les configurations les plus simples, il est possible de discriminer théoriquement la partie signal de la partie bruit, comme expliqué dans [128]. En pratique, nous verrons que ce n’est pas le cas pour la configuration qui nous intéresse. Il sera en revanche possible d’identifier deux régimes de décroissance des valeurs singulières, ce qui nous

permettra de discriminer la partie signal de la partie bruit de reconstruction.

3.1.2.1 Fonctionnement actif

Le filtre inverse est développé initialement dans le cas d'un fonctionnement actif. TANTER, THOMAS et FINK comparent dans [129] la focalisation ultrasonore par filtre inverse et par retournement temporel. Plus tard, AUBRY et al. montrent que la méthode du filtre inverse fournit une focalisation optimale par rapport au retournement temporel dans le cas de milieux hétérogènes complexes entraînant des pertes d'information [130]. En revanche, dans le cas des milieux homogènes, la qualité de la focalisation est sensiblement la même que l'on utilise le filtre inverse ou le retournement temporel [128].

L'objectif, représenté par N fonctions $r_j^{\text{obj}}(t)$ fixées au niveau des points de mesures (voir figure 3.2), n'est pas forcément une fonction de DIRAC spatio-temporelle au niveau de l'un des points de mesure et la fonction nulle au niveau des autres points de mesures. En effet, GANJEHI cherche par exemple à créer une onde plane de très forte amplitude devant une hétérogénéité (onde de choc en régime non linéaire) [131].

Théoriquement, la matrice H doit être construite à l'aide des réponses impulsionnelles du milieu. En pratique, ce n'est pas forcément la meilleure façon de construire cette matrice selon l'application visée (pour focaliser une grande quantité d'énergie p. ex.). En effet, bien que la théorie considère que les matrices H contiennent les $M \times N$ fonctions de GREEN, ce qui implique des excitations de type impulsion pour chaque source, il est possible d'utiliser d'autres formes d'onde. Par exemple, BOU MATAR, DELRUE et VAN DEN ABEELE utilisent dans [132] des *chirps*, plus long temporellement que des *tonebursts*, et contenant ainsi plus d'énergie. Cette opération permet ainsi d'augmenter l'intensité du pic après focalisation par filtre inverse. Afin de réaliser leurs travaux, BOU MATAR, DELRUE et VAN DEN ABEELE ont utilisé le filtre inverse à une source, initialement développé par QUIEFFIN dans [133]. Notons en revanche que le filtre inverse ne pourra pas fournir de résultat viable sur une bande de fréquence pour laquelle le spectre des sources ne contient pas d'énergie. Cette remarque est primordiale dans le cas du fonctionnement passif abordé plus loin.

Le filtre inverse actif est généralement utilisé pour une configuration utilisant deux distributions de transducteurs linéaires [129, 128, 130, 131] comme le montre la figure 3.2. La figure 3.3 montre une configuration de filtre inverse actif différente pour laquelle les sources sont réparties de manière homogène dans la plaque. Elle est équivalente à la configuration passive (figure 3.4) que nous allons évoquer dans la section suivante.

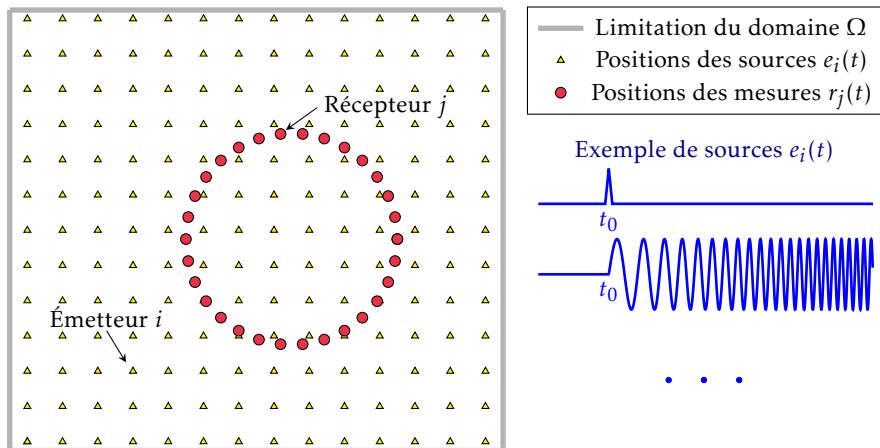


FIGURE 3.3 – Schéma de principe du filtre inverse actif appliqué à la configuration traitée dans ce manuscrit.

3.1.2.2 Fonctionnement passif (FIP)

Le fonctionnement du filtre inverse de manière passive est relativement différent. Nous ne cherchons plus ici à focaliser des ultrasons spatio-temporellement mais à retrouver la fonction de GREEN d'un milieu à l'aide d'un bruit ambiant ou de coda d'événements, tout comme la corrélation de bruit. Il existe

très peu de travaux sur le **FIP**, un des rares exemples est celui de **GALLOT** qui montre son potentiel dans le cas d'un bruit synthétisé à l'aide de données actives en sismologie [voir 134, Chapitre 7] [voir aussi 135]. Il l'utilise aussi, brièvement, sur des données réellement passives, pour reconstruire des images en élastographie dans le domaine médical.

Le **FIP** consiste donc à reconstruire les fonctions de **GREEN**⁶ entre tous les points de mesure (ici au nombre de N). Ces $N \times N$ fonctions de **GREEN** (transmissions et pulse-échos) peuvent être identifiées à l'aide des équations (3.9) et (3.10). En effet, considérons l'ensemble des couples $(k, l) \in \llbracket 1, N \rrbracket^2$, où l'indice k correspond à un émetteur virtuel et l'indice l à un récepteur virtuel. Nous pouvons définir un ensemble de N émetteurs virtuels $r_k^{\text{em}}, \forall k \in \llbracket 1, N \rrbracket$, dont la j^{e} composante de ce vecteur s'écrit de la manière suivante :

$$r_{k,j}^{\text{em}}(\omega) = \delta_k^j \quad \forall j \in \llbracket 1, N \rrbracket, \quad (3.11)$$

avec δ_k^j le symbole de **KRONECKER**. Ainsi, les différents émetteurs virtuels r_k^{em} sont nuls pour pratiquement tous les indices j ($N - 1$ exactement). Seul celui correspondant à l'indice k a sa composante spectrale qui vaut 1. Nous avons par conséquent défini un ensemble de N émetteurs virtuels de type impulsionnel. Pour trouver la réponse au niveau des N récepteurs virtuels r_l^{rec} , il faut d'abord noter que l'équation (3.10) permet de connaître ce qu'il faudrait émettre en chacun des M points sources pour atteindre l'objectif r_k^{em} , ainsi : $e_k(\omega) = H^{-1}(\omega)r_k^{\text{em}}(\omega)$. Il suffit ensuite de refocaliser au niveau des N points de mesures initiaux à l'aide de la matrice H (voir (3.9)) pour obtenir l'ensemble des fonctions de **GREEN** entre l'émetteur virtuel k et les N récepteurs virtuels r_l^{rec} : $r_l^{\text{rec}}(\omega) = H(\omega)e_k(\omega)$. Nous en déduisons ainsi l'équation reliant les émetteurs virtuels et les récepteurs virtuels :

$$r_l^{\text{rec}}(\omega) = H(\omega)H^{-1}(\omega)r_k^{\text{em}}(\omega). \quad (3.12)$$

En réalisant la démarche ci-dessus pour les N émetteurs virtuels, nous obtenons les $N \times N$ fonctions de **GREEN** recherchées. Notons que cette démarche reste valide quelle que soit la configuration d'excitation (nous pourrions désirer la réponse à une excitation autre qu'une impulsion spatio-temporelle).

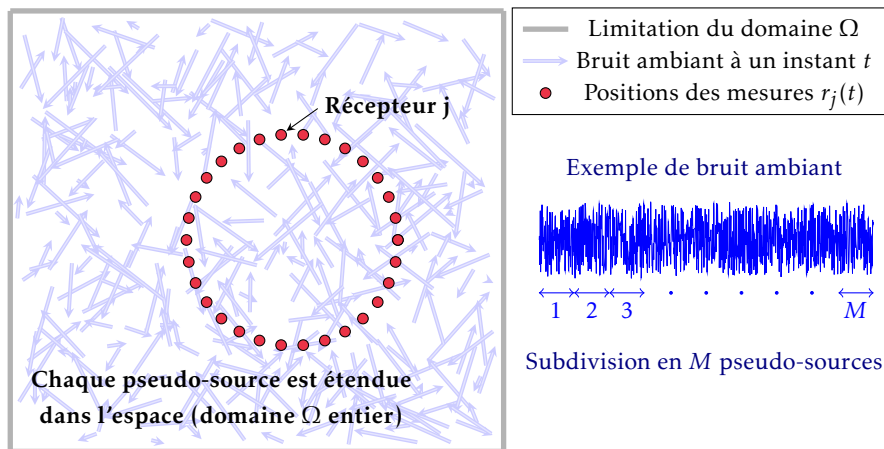


FIGURE 3.4 – Schéma de principe du filtre inverse passif.

À présent se pose la question de la validité du modèle puisque nous rappelons qu'il faut construire la matrice H à l'aide des réponses impulsionnelles, or, en passif, nous n'avons accès qu'à la mesure du bruit ambiant au niveau des N points de mesure initiaux. Premièrement, nous avons vu que la source n'avait pas forcément à être de type impulsionnel du moment que nous ne cherchons pas à avoir accès à des composantes spectrales qui ne sont pas présentes dans le spectre de la source. Ensuite se pose la question de l'aspect spatial de la distribution de sources. En effet, en actif les sources étaient localisées en des positions connues et ponctuelles, comme le montre la figure 3.3. Ces sources étaient décorréées entre elles du fait de leurs instants d'émission non simultanés. En passif, nous ne parlons plus de sources

6. En pratique, plusieurs raisons font que nous n'obtenons pas exactement les fonctions de **GREEN**. Nous verrons plus loin que ce sont sensiblement les mêmes raisons que pour la **CBA**.

mais de pseudo-sources puisqu'elles ne sont pas connues. Dans le cas d'un bruit ambiant présent dans un milieu réverbérant, nous considérons qu'une pseudo-source est un ensemble de sources réparties dans tout le milieu Ω (voir figure 3.4). Le bruit ambiant mesuré au niveau des N points de mesure est découpé en M pseudo-sources comme le montre la figure 3.4. Ainsi, en raison de ce découpage temporel, la répartition spatiale des sources virtuelles de chaque pseudo-source est différente. La décorrélation entre les pseudo-sources vient alors du fait que l'on est en champ diffus (deux positions différentes de sources de bruit sont décorréélées l'une de l'autre). Nous choisissons un découpage de tel sorte que $M > N$.

Rappelons une fois de plus qu'en aucun cas nous n'aurons accès à la réponse entre deux récepteurs sur une bande de fréquence absente dans le spectre du bruit ambiant. De plus, toutes les pseudo-sources doivent avoir une densité spectrale similaire pour éviter de détériorer le conditionnement de la matrice H .

Comme nous le verrons plus loin, un des avantages du FIP par rapport à la CBA, c'est qu'il permet de valoriser l'information physique (fréquentielle et spatiale) là où il y en a peu du fait de l'opérateur HH^{-1} de l'équation (3.12). Cela permet d'améliorer la reconstruction passive dans le cas d'une mauvaise équipartition du bruit ambiant. En revanche, il ne permettra en aucun cas de reconstruire la propagation des ondes dans le cas de directions pour lesquelles il n'y a aucune énergie. Cela sera par exemple le cas pour des milieux trop faiblement réverbérants ou encore pour des milieux ouverts avec une distribution de sources n'entourant pas la zone d'intérêt. Nous verrons que dans le cas de la tomographie passive dans un milieu fortement réverbérant, en considérant un flux énergétique principalement dirigé dans un sens, nous serons capables d'obtenir un résultat similaire à celui obtenu dans le cas d'une distribution énergétique en quasi-équipartition. La reconstruction de tomographie passive équivalente dans le cas de la CBA, ne sera pas d'aussi bonne qualité. Cela prouve bien que la réverbération permet de créer suffisamment d'informations pour que le FIP puisse compenser une mauvaise équipartition du bruit ambiant.

3.1.3 Signaux passifs pour la tomographie par ondes guidées

Jusqu'à présent, deux méthodes passives ont été présentées et chacune replacée dans son propre état de l'art. Nous présenterons ici des *signaux passifs* pour chacune de ces deux méthodes et cela dans un contexte de tomographie par ondes guidées. Le terme *signal passif* est un raccourci que nous utiliserons régulièrement pour désigner un signal issu d'une méthode passive (CBA, FIP, etc.). Ce terme est à mettre en opposition avec celui de *signal actif* qui, lui, correspond à la mesure d'une onde pour une excitation donnée.

La configuration expérimentale considérée ici est celle que nous retrouverons tout au long de ce manuscrit, notamment dans le chapitre 4. 30 transducteurs PZT sont collés en cercle sur une plaque d'aluminium de dimension 1400 mm \times 1250 mm \times 2 mm (voir figure 4.1a de la section 4.1). Le rayon du cercle de capteurs fait 30 cm. Le schéma de la figure 3.4 est à l'échelle. Pour obtenir les signaux passifs entre capteurs, une acquisition de 10 s de bruit ambiant est réalisée. Le bruit ambiant est généré à l'aide d'un jet d'air comprimé, déplacé aléatoirement sur toute la surface de la plaque.

Pour obtenir un signal passif issu de la CBA, l'intercorrélacion des 10 s de bruit est calculée. La figure 3.5 présente un exemple de signal passif obtenu à l'aide de la CBA pour la configuration présentée ci-dessus. Nous identifions bien un paquet aux alentours de 400 μ s et -400 μ s ce qui correspond grossièrement au T_bV du mode A_0 pour des fréquences relativement basses (autour de 30 kHz). Nous rappelons que sans étudier plus précisément le spectre du bruit ambiant et sans traitement du signal supplémentaire, nous ne pouvons pas conclure plus précisément car le spectre de ce bruit ambiant est relativement large bande. Nous pouvons en revanche dire que le signal passif de la figure 3.5 est plutôt symétrique ce qui pousse à penser que la reconstruction passive est bonne. Nous verrons plus loin, à l'aide d'études plus poussées, que c'est effectivement le cas.

Pour un signal passif issu du FIP, nous devons d'abord découper le bruit ambiant en pseudo-sources. Nous choisissons 40 pseudo-sources et nous rappelons que la mesure est réalisée à l'aide de 30 capteurs de manière simultanée. La régularisation par SVD est donc faite sur un vecteur de 30 valeurs singulières. La figure 3.6 montre l'évolution des valeurs singulières pour différentes fréquences. La séparation entre la partie bruit de reconstruction et la partie signal est réalisée en identifiant deux régimes de décroissance.

La figure 3.7 montre un signal passif issu du FIP pour une configuration équivalente à celle de la figure 3.5. Il semble très compliqué de conclure sur la qualité du signal passif de cette figure 3.7. En effet,

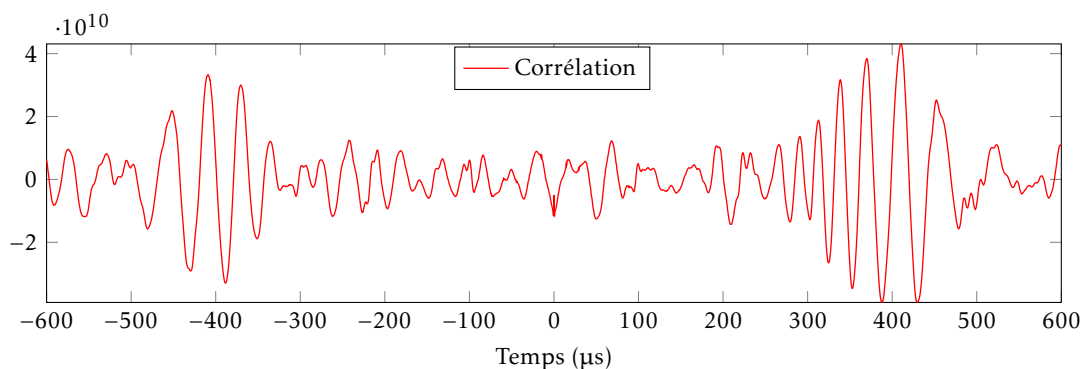


FIGURE 3.5 – Signal passif issu de la CBA pour une distance entre capteurs de 51,96 cm.

le FIP a tendance à blanchir le résultat qu'il fournit, là où le bruit ambiant contient de l'information physique, du fait de l'opérateur HH^{-1} . Nous verrons que ce signal passif contient bien l'information désirée. Notons que nous identifions un pic en zéro très énergétique. Ce pic atteint la valeur de 4000 et a été coupé pour le tracé. D'autres pics secondaires se répètent périodiquement en s'atténuant rapidement pour les temps positifs et négatifs. Ces différents pics sont dus à un couplage électromagnétique dans le circuit d'acquisition qui est peu présent dans le cas de la CBA mais l'est beaucoup plus pour le FIP. Cela s'explique en raison de la capacité du FIP à rehausser l'information sur une large bande passante. Pour aller plus loin, nous étudions les spectres de ces différents signaux passifs.

La figure 3.8 présente les densités spectrales des signaux passifs des figures 3.5 et 3.7. Nous identifions une densité spectrale similaire à celle du bruit ambiant dans le cas de la CBA. En revanche, pour le FIP, la densité spectrale est en moyenne plus constante, et, ainsi, le FIP a bien tendance à blanchir le spectre du fait de l'opérateur HH^{-1} .

Afin d'identifier jusqu'à quelle fréquence le bruit ambiant contient de l'information sur la propagation des ondes guidées, nous devons séparer les composantes dues à la propagation de celles dues au couplage électromagnétique. Pour ce faire, nous fixons à zéros le signal correspondant aux temps autour de $0 \mu\text{s}$, là où le couplage est effectif. Le mode se propageant le plus rapidement à ces fréquences est S_0 , et le TdV correspondant est de l'ordre de $100 \mu\text{s}$. En fixant à zéro le signal antérieur à $65 \mu\text{s}$, nous n'enlevons aucune information physique de la propagation des OG. En revanche, en faisant cela nous retirons pratiquement tout le couplage électromagnétique. La figure 3.9 permet de comparer les spectres des différents signaux passifs. Afin que la comparaison puisse se faire, les différents spectres ont été lissés. Sur cette figure, nous retrouvons une densité spectrale très basse fréquence pour la CBA et relativement blanche pour le FIP. Lorsque le couplage électromagnétique est retiré du signal, les composantes hautes fréquences du spectre du FIP sont réduites. Nous avons ainsi bien séparé la partie propagative de celle du couplage. En conclusion, le FIP permet de profiter de l'information physique présente dans le bruit ambiant jusqu'à pratiquement 250 kHz bien que l'énergie commence à décroître à partir de 150 kHz . Ceci se vérifie d'ailleurs sur la figure 3.6 qui montre qu'à 300 kHz seulement la première valeur singulière est gardée, ce qui correspond au strict minimum. Ceci permet de conclure sur le fait qu'à ces fréquences il n'y a plus de signal.

Le FIP a tendance à blanchir le spectre. Par ailleurs, il suffit qu'il y ait dans le bruit ambiant de l'énergie répartie spatialement dans toutes les directions, mais pas forcément distribuée de manière isotrope, pour que le FIP égalise la contribution de chaque composante spatiale. Il fournit alors une meilleure estimation de la fonction de GREEN que la CBA. De plus, le FIP a un autre avantage par rapport à la CBA. En effet, il utilise l'information d'un nombre de capteurs $N \geq 2$ (ici $N = 30$) tandis que la CBA utilise l'information donnée par seulement deux capteurs. Le FIP ayant ainsi accès à plus d'informations sur le milieu, il est potentiellement plus en mesure de reconstruire la fonction de GREEN.

3.2 Comparaison actif-passif

Afin de valider les performances de la CBA et du FIP, des signaux passifs vont être comparés à des signaux actifs pour différentes distances entre capteurs. Parmi la distribution de capteurs disposés

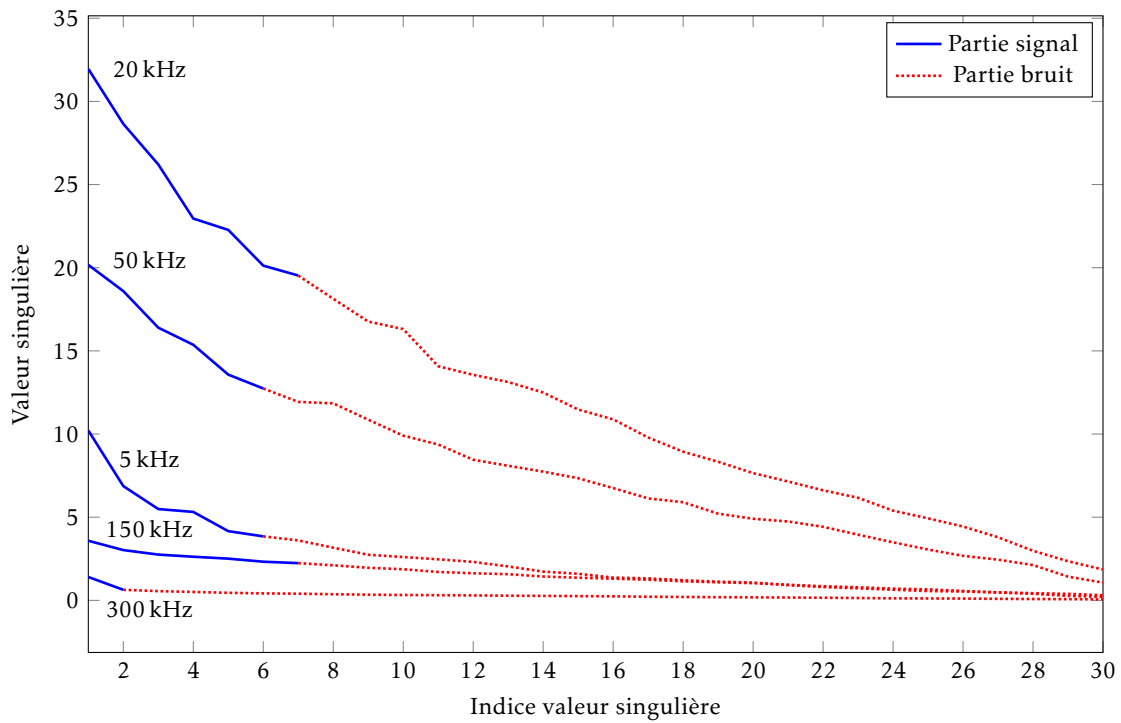


FIGURE 3.6 – Évolution des valeurs singulières pour différentes fréquences.

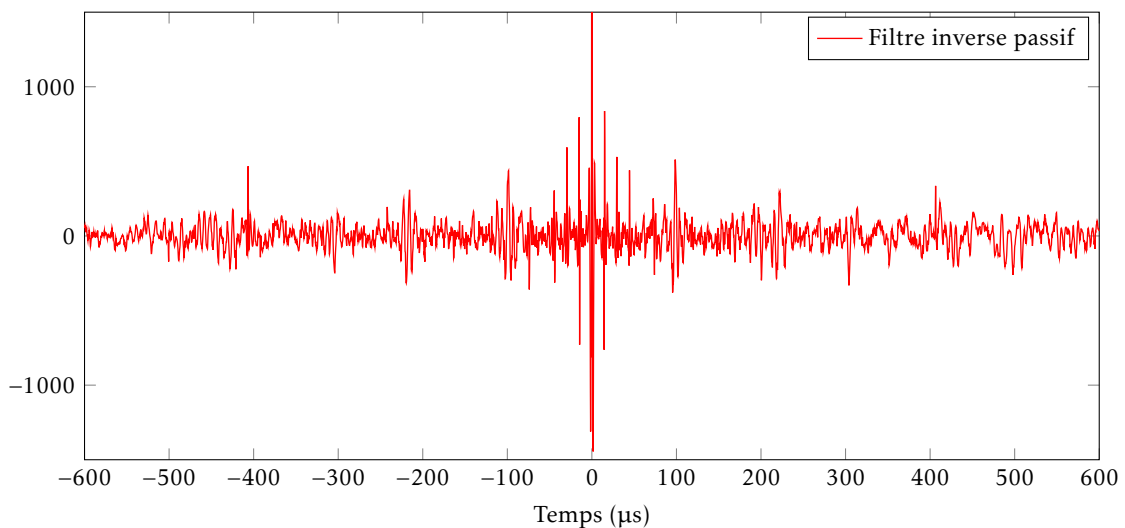
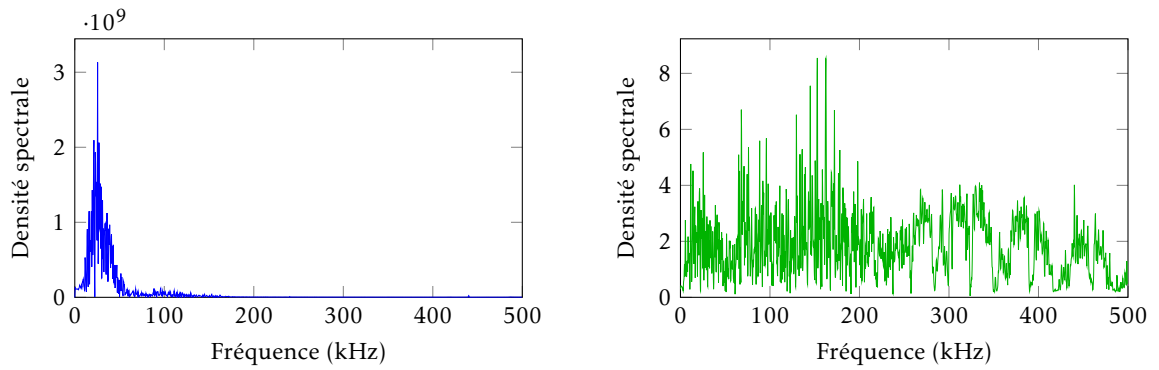


FIGURE 3.7 – Signal passif issu du FIP pour une distance entre capteurs de 51,96 cm.



(a) Densité spectrale associée au signal passif de la figure 3.5.

(b) Densité spectrale associée au signal passif de la figure 3.7.

FIGURE 3.8 – Exemple de densité spectrale de signaux passifs.

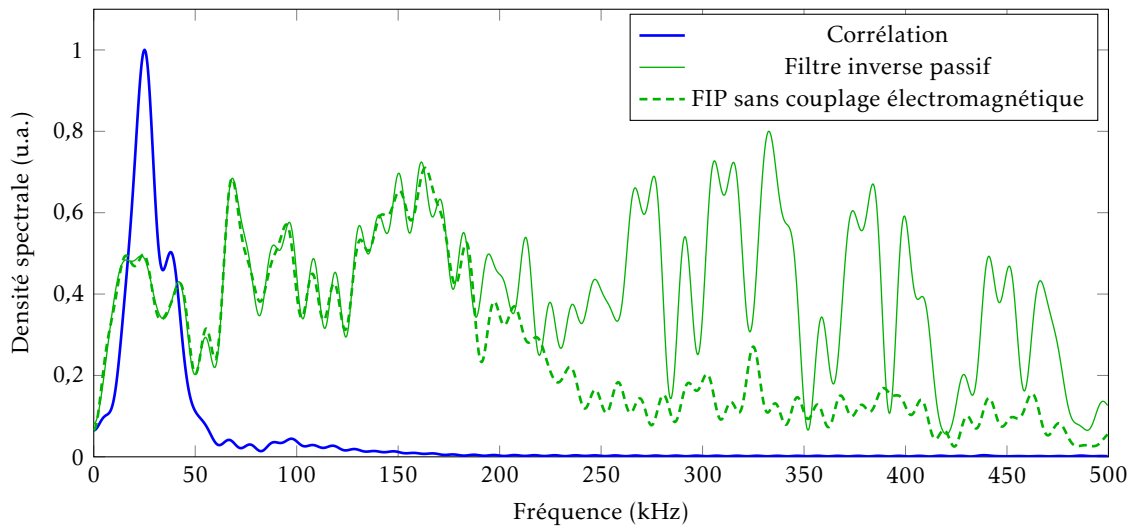


FIGURE 3.9 – Comparaison de densités spectrales de signaux passifs lissées.

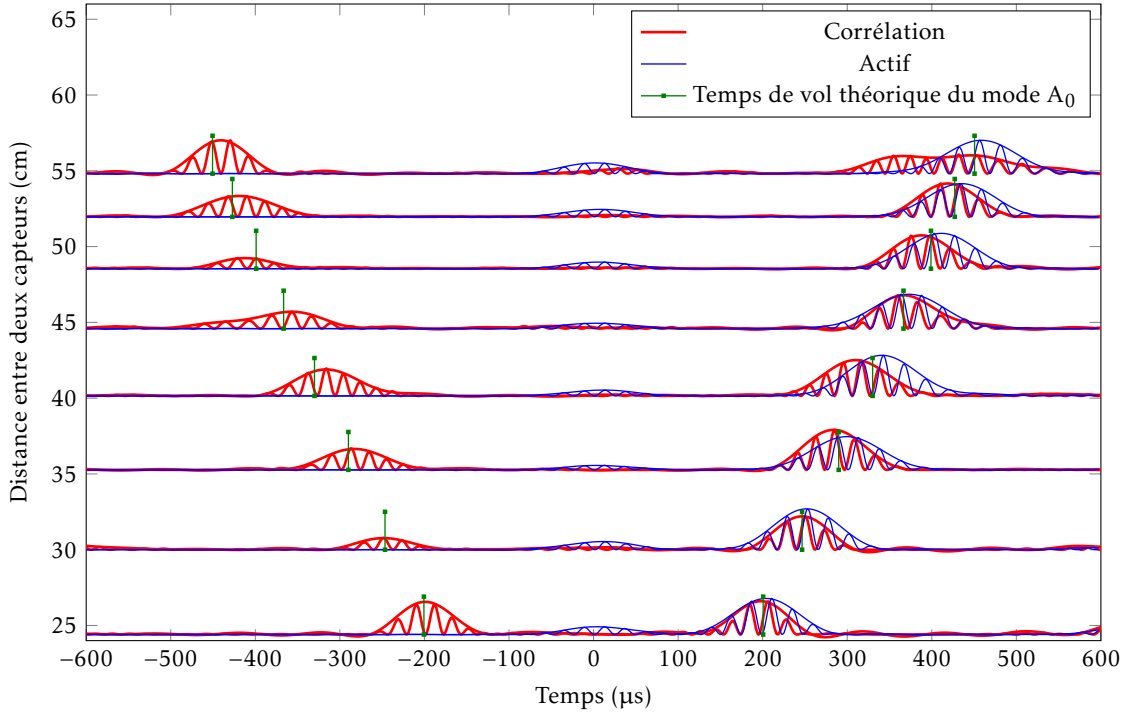


FIGURE 3.10 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre capteurs. Cas de la CBA sans égalisation avec les densités spectrales des signaux actifs.

en cercle, 8 couples sont étudiés. La distance entre les transducteurs PZT croît du premier couple au dernier. Ainsi, les distances correspondantes sont 24,4 cm, 30 cm, 35,3 cm, 40,1 cm, 44,6 cm, 48,5 cm, 52 cm et 54,8 cm. L'acquisition et le post-traitement pour les signaux passifs sont les mêmes que ceux de la section 3.1.3. Concernant les signaux actifs, des *tonebursts* de 5 cycles de fréquence centrale 20,4 kHz, sont générés au niveau des émetteurs. Ces *tonebursts* sont les mêmes que ceux de l'équation (2.2), à savoir $f_{\text{burst}}^{\text{em}}$.

La figure 3.10 compare les signaux actifs et signaux passifs issus de la CBA, filtrés par une fenêtre de HANN de fréquence centrale 20,4 kHz et de bande passante 30 kHz. Ces signaux ont été redressés et leur enveloppe a été tracée pour une meilleure lisibilité. Notons qu'en $t = 0 \mu\text{s}$, des paquets de faible amplitude sont visibles. De nouveau, cela est dû aux couplages électromagnétiques, mais, cette fois, entre l'émission (très énergétique) et la mesure en actif. Sur cette figure 3.10 sont tracés les TV théoriques du mode A_0 à 20,4 kHz. Au fur et à mesure que la distance augmente, les paquets correspondants à ce mode se propagent à la fois en actif et en passif. Ceci est une preuve qualitative de la bonne reconstruction passive par CBA.

Néanmoins, il est possible d'aller plus loin. En effet, la bande passante d'un signal actif est de 16,3 kHz alors que nous avons choisi 30 kHz pour les signaux passifs. Cela se voit d'ailleurs sur la figure 3.10 puisque la longueur temporelle des paquets passifs est plus petite que celle des signaux actifs. Nous allons donc égaliser les densités spectrales des signaux passifs avec celles des signaux actifs afin d'avoir une comparaison plus quantitative. Cela se fait de la manière suivante. Soient les signaux actif et passif normalisés par rapport à leur maximum respectif $s_a(t)$ et $s_p(t)$ respectivement. Un ensemble $\Omega_\epsilon \in \mathbb{R}$ de composantes fréquentielles, sur lesquels l'égalisation des densités spectrales est réalisée, est défini de la manière suivante : $\Omega_\epsilon = \{ \omega \in \mathbb{R} \mid |\hat{s}_p(\omega)| > \epsilon \max_\omega |\hat{s}_p(\omega)| \}$ où ϵ est un seuil permettant d'éviter de travailler sur les densités spectrales trop faibles. Nous fixons $\epsilon = 0.01$. Le signal passif (dans le domaine fréquentiel) dont la densité spectrale est égale à celle du signal actif, est donné par l'équation suivante :

$$\begin{cases} \hat{s}_p^\dagger(\omega) = \frac{\hat{s}_p(\omega)}{|\hat{s}_p(\omega)|} |\hat{s}_a(\omega)| & \forall \omega \in \Omega_\epsilon, \\ \hat{s}_p^\dagger(\omega) = \hat{s}_p(\omega) & \forall \omega \in \mathbb{R} \setminus \Omega_\epsilon. \end{cases} \quad (3.13)$$

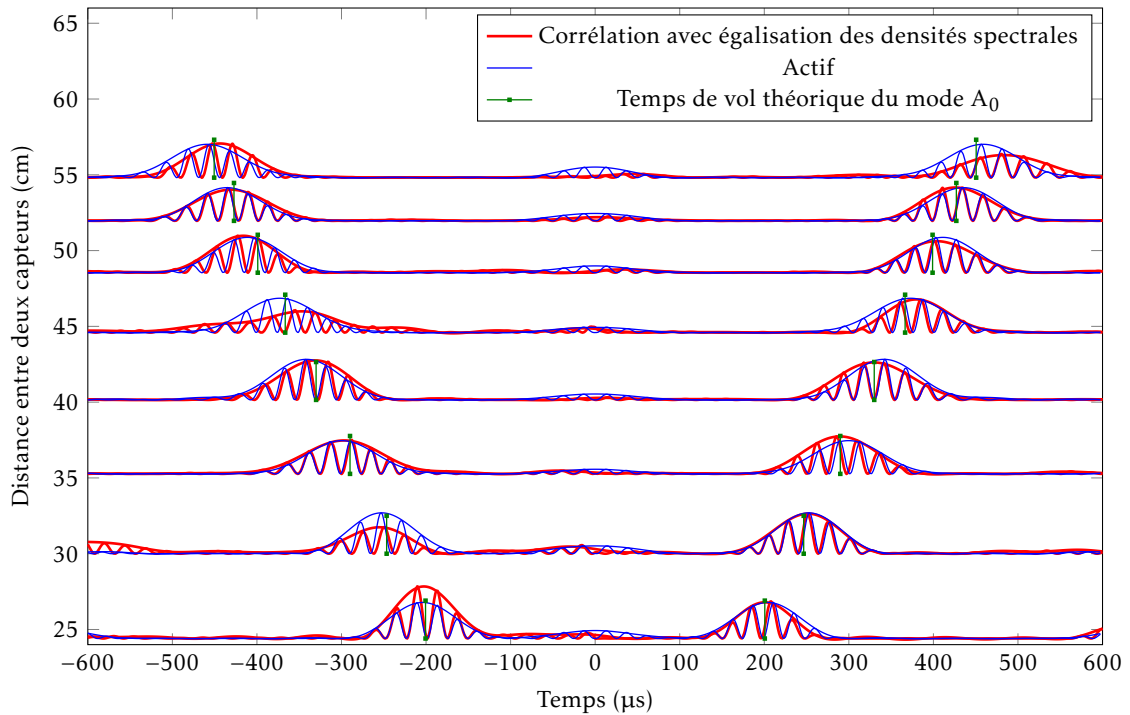


FIGURE 3.11 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre capteurs. Cas de la CBA dont les densités spectrales sont égalisées avec celles des signaux actifs.

Il suffit ensuite de réaliser une transformée de FOURIER inverse pour obtenir $s_p^\dagger(t)$. Notons que l'équation (3.13) permet d'égaliser les densités spectrales mais la phase est conservée. Notons aussi qu'il est important d'avoir choisi une bande passante de filtrage des signaux passifs initiale supérieure à celle des signaux actifs. La figure 3.11 présente le résultat d'une telle démarche. Nous avons symétrisé les signaux actifs pour les temps négatifs afin de pouvoir comparer également la partie anticausale de la corrélation. Par rapport à la figure 3.10, les paquets actif et passif ont la même étendue temporelle. Les signaux actifs et passifs sont pratiquement identiques pour tous les couples. Nous confirmons ainsi la bonne reconstruction des signaux par la CBA.

La même étude est présentée sur les figures 3.12 et 3.13 pour le FIP. Nous observons globalement les mêmes tendances que pour la CBA, ce qui n'est pas étonnant puisque le bruit ambiant était en quasi-équipartition lors de l'acquisition. Les hypothèses de la CBA sont donc respectées. Ainsi, nous ne pouvons mettre en évidence l'intérêt du FIP pour une telle configuration. En revanche, nous verrons l'intérêt du FIP par rapport à la CBA dans le cas d'une mauvaise équipartition du bruit ambiant dans le chapitre 4.

3.3 Application des méthodes passives au contrôle du vieillissement des matériaux

Comme expliqué dans le chapitre 1, l'objectif de cette thèse est de réaliser de la tomographie passive pour contrôler des défauts de corrosion. Ici, nous nous éloignons un peu de cet objectif en explicitant une autre application des méthodes passives présentées dans la section 3.1. En effet, nous développons une méthode permettant de suivre l'évolution des propriétés matériaux d'une structure de manière localisée, dans le but de suivre son vieillissement. Pour ce faire, cette méthode utilise ici la CBA ou le FIP dans un cas simple : l'identification du module d'Young d'une plaque d'aluminium. Il n'est évidemment pas très intéressant de réaliser cela dans un cas pratique, il le serait par exemple davantage si l'on suivait le vieillissement d'un panneau composite sur un avion. En revanche, l'idée resterait la même. Le principe général se divise en quatre étapes :

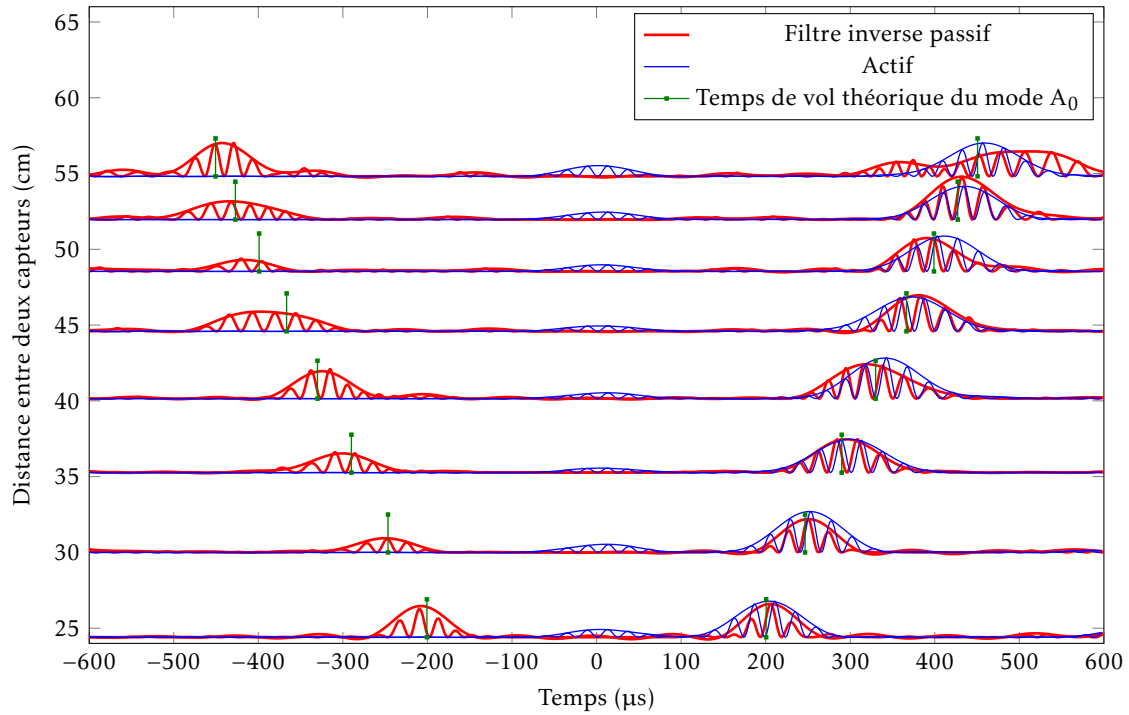


FIGURE 3.12 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre capteurs. Cas du FIP sans égalisation avec les densités spectrales des signaux actifs.

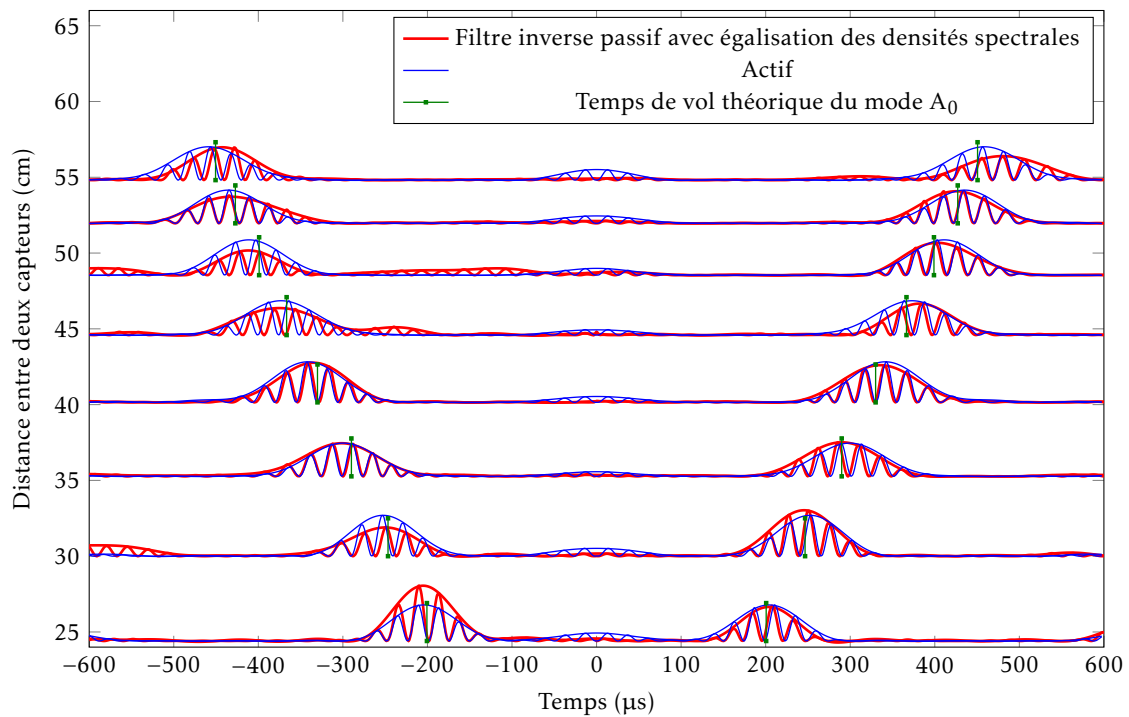


FIGURE 3.13 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre capteurs. Cas du FIP dont les densités spectrales sont égalisées avec celles des signaux actifs.

Configuration : La méthode utilise un faible nombre de capteurs (deux au minimum) permettant de suivre le module d'Young dans un matériau isotrope. Nous pourrions aussi imaginer de suivre l'évolution d'un module d'élasticité selon une direction choisie dans un matériau anisotrope, ou bien, suivre d'autres types de paramètres matériaux (p. ex. le coefficient de Poisson, etc.) selon l'application. Pour choisir au mieux le paramètre matériau à évaluer, il faut que la variation de ce paramètre soit importante lorsque le matériau se dégrade.

Ici seront présentées principalement des identifications à l'aide de deux capteurs puisque la configuration est simple : matériau homogène, isotrope et une seule zone à contrôler. En revanche, il est possible d'utiliser plus de capteurs, par exemple si l'on veut contrôler plusieurs zones de la structure, ou bien, si l'on veut suivre plusieurs paramètres matériaux comme dans le cas du composite anisotrope.

Estimation de la fonction de GREEN : Précédemment nous avons présenté deux méthodes passives permettant d'identifier les fonctions de GREEN, la CBA et le FIP. Ces deux méthodes seront utilisées ici pour cette application. Pour le FIP nous utiliserons dans un premier temps les 30 capteurs de la distribution de capteurs pour identifier le signal passif nécessaire à l'identification du module d'Young. Ensuite, nous étudierons le cas du FIP utilisant seulement 2 capteurs.

Estimation des indicateurs santé matériau De l'estimation de la fonction de GREEN nous tirons des indicateurs de la santé d'un matériau qui peuvent être physiques ou statistiques. Nous parlerons ici d'un indicateur physique puisqu'il s'agit des courbes de dispersion. Pour reconstruire les courbes de dispersion, nous expliciterons deux méthodes, la première réside dans un filtrage en fréquence du signal passif et la seconde se base sur une méthode temps-fréquence, le spectrogramme réalloué, déjà présenté dans la section 2.1.2.3.

Estimation d'une ou plusieurs propriété(s) du matériau Une fois l'information sur les courbes de dispersion disponible, il s'agit d'ajuster un modèle analytique (mais nous pourrions aussi imaginer des modèles numériques) permettant d'avoir accès au(x) paramètre(s) du matériau. Ici, nous utiliserons une fois de plus la théorie de MINDLIN-REISSNER.

Les étapes de « configuration » et d'« estimation de la fonction de GREEN » ont déjà été abordées précédemment dans la section 3.1. Nous présentons donc ici la théorie utilisée pour réaliser les deux dernières étapes puis deux exemples de réalisation. Dans le premier exemple, nous considérons, pour la CBA, un couple de deux transducteurs PZT espacés de 60 cm et de diamètre 18 mm collés sur une plaque d'aluminium de 2 mm. Concernant le FIP, les 30 transducteurs de la distribution, visibles sur la figure 3.4, seront utilisés pour reconstruire le signal passif correspondant au même couple que celui du cas de la CBA. Le deuxième exemple considère un couple de deux transducteurs PZT espacés de 60 cm et de diamètre 13 mm collés sur une plaque d'aluminium de 2 mm à la fois pour la CBA mais aussi pour le FIP. Ce deuxième exemple est plus réaliste puisque nous rappelons que le but est d'utiliser le moins de capteurs possible. En revanche, il existe un inconvénient associé au fait d'utiliser seulement deux transducteurs pour le FIP. En effet, aucune optimisation liée au choix du nombre de valeurs singulières gardées n'est possible puisque nous avons accès à seulement deux valeurs singulières. Ainsi, seulement la seconde valeur singulière sera mise à la valeur zéro. Nous verrons que même dans ce cas le FIP permet d'identifier le module d'YOUNG relativement précisément.

3.3.1 Identification de paramètre matériau par ajustement d'une courbe de dispersion

Comme expliqué précédemment, nous partons du postulat que nous avons déjà une estimation de la fonction de GREEN (signal passif issu de la CBA ou du FIP) pour le couple de capteurs considéré. Afin d'obtenir une courbe de dispersion à partir de ces signaux passifs, nous proposons deux méthodes temps-fréquence :

1. La première consiste à filtrer le signal passif pour un certain nombre de fréquences centrales croissantes. La bande passante du filtrage peut être évolutive afin d'obtenir un support temporel des paquets convenable (p. ex. 5 cycles). Pour chaque fréquence centrale, une identification des TbV correspondant au paquet du mode d'intérêt (ici A_0 car très dispersif à basse fréquence) est réalisée à l'aide de la méthode du maximum de l'enveloppe présentée en section 2.1.2.1. Enfin, la distance entre capteurs étant fixe, il suffit de diviser cette distance par les TbV identifiés pour obtenir une courbe discrète de la vitesse de groupe du mode considéré.

2. La deuxième consiste à représenter la densité spectrale de puissance dans le plan temps-fréquence à l'aide du spectrogramme réalloué présenté en section 2.1.2.3. Comme pour la première méthode, en connaissant la distance entre capteurs, il est possible de calculer la répartition énergétique du signal passif dans un plan vitesse de groupe - fréquence. Ceci nous fournit donc l'information nécessaire pour obtenir une courbe discrète de la vitesse de groupe du mode considéré.

Étant donné les résultats concernant les différentes méthodes de détection de **TbV** des sections 2.1.2 et 2.1.3, nous nous attendons à obtenir de meilleurs résultats avec la deuxième méthode. En revanche, la première a le mérite d'être simple.

Une fois les courbes de dispersion discrètes obtenues, il suffit d'ajuster une expression analytique sur ces courbes à l'aide d'une méthode des moindres carrés. L'expression analytique utilisée ici est celle de la théorie de MINDLIN-REISSNER (voir l'équation (2.21)) que l'on retrouve en section 2.1.2.3. Sous l'hypothèse d'un faible produit *fréquence* \times *épaisseur*, cette équation lie le nombre d'onde k à la fréquence angulaire ω de manière explicite. La vitesse de groupe est ensuite donnée par : $v_G = \frac{d\omega}{dk}$.

Dans l'équation (2.21), les paramètres matériaux sont exprimés à l'aide de V_P la vitesse de plaque, V_T' la vitesse de phase des ondes transversales ajustée par le facteur κ issu de la théorie de MINDLIN-REISSNER et h la demi-épaisseur. Or, nous désirons suivre l'évolution du module d'YOUNG. Il faut donc réexprimer l'équation (2.21) à l'aide des paramètres matériaux E le module d'YOUNG, ν le coefficient de POISSON et ρ la masse volumique (rappelons que nous travaillons avec un matériau homogène et isotrope). En partant de l'équation (2.21) nous obtenons facilement une équation équivalente mettant en jeu les paramètres matériaux E , ν et ρ à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{cases} V_P = 2V_T \sqrt{1 - \frac{V_T^2}{V_L^2}}, \\ V_T' = \kappa V_T, \end{cases} \quad (3.14)$$

$$\text{avec } \begin{cases} V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \\ V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \end{cases} \quad (3.15)$$

$$\text{où } \begin{cases} \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \\ \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}. \end{cases} \quad (3.16)$$

Les deux méthodes présentées ici sont appliquées pour deux configurations différentes par la suite : le cas de l'utilisation d'un transducteur **PZT** de diamètre 18 mm et celui de l'utilisation d'un transducteur de 13 mm permettant d'être plus large bande. Nous comparerons aussi l'utilisation de **FIP** dans le cas de 30 points de mesure et celui de seulement 2 points de mesure.

3.3.2 Cas d'une faible bande passante : $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$

Ce premier exemple est basé sur la configuration suivante : la structure dont on cherche le module d'YOUNG est une plaque d'aluminium de dimension 1400 mm \times 1250 mm \times 2 mm ; sur cette plaque sont collés en cercle 30 transducteurs **PZT** ; le rayon du cercle de capteur fait 30 cm. Le schéma de la figure 3.4 représente cette configuration à l'échelle et correspondra aussi à la configuration des tomographies passives du chapitre 4. Dans le cas de l'utilisation de la **CBA**, seulement deux transducteurs **PZT** espacés de 60 cm sont utilisés. En revanche, pour le **FIP**, nous utilisons les 30 points de mesures pour identifier la fonction de GREEN entre les deux mêmes transducteurs **PZT** que ceux utilisés pour la **CBA**. La génération du bruit ambiant permettant d'obtenir les signaux passifs est réalisée à l'aide d'un jet d'air comprimé. Les paramètres matériaux de la plaque d'aluminium sont : $E = 71,3 \text{ GPa}$, $\nu = 0,339$ et $\rho = 2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Lors des ajustements des courbes de dispersion théoriques sur l'ensemble des points calculés à l'aide de la méthode temps-fréquence, le coefficient de POISSON et la masse volumique sont fixés à leurs valeurs initiales puisque nous faisons l'hypothèse que les variations de ceux-ci sont faibles lorsque le matériau vieillit.

3.3.2.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)

Commençons par la première méthode temps-fréquence. La figure 3.14 montre les différents signaux filtrés dans le cas de l'utilisation de la **CBA**. Les **TbV** théoriques des modes A_0 et S_0 sont également

tracés à l'aide de segments verticaux. Sur cette figure, nous identifions un premier intervalle en fréquence [20 kHz, 60 kHz] pour lequel seulement le mode A_0 est visible. Ensuite, un deuxième intervalle [70 kHz, 120 kHz] où l'on observe l'apparition de S_0 dont les réflexions sur les bords de plaque viennent interférer avec A_0 . Enfin, au delà de 120 kHz, un pic en $t = 0 \mu\text{s}$ apparaît, ce pic est dû au couplage électromagnétique dont nous avons parlé précédemment dans le cas du FIP. Les différents intervalles de fréquence se justifient à l'aide de la réponse en fréquence d'un transducteur PZT que l'on retrouve sur la figure 2.5. En effet, sur cette figure, une première fréquence de coupure est visible à 80 kHz où A_0 n'est alors plus mesurable par un transducteur PZT de diamètre 18 mm. Les courbes des modes A_0 et S_0 se croisent aux alentours de 60 kHz où la sensibilité de la mesure pour S_0 devient plus importante que celle pour A_0 . Ceci coïncide bien avec le changement d'intervalle.

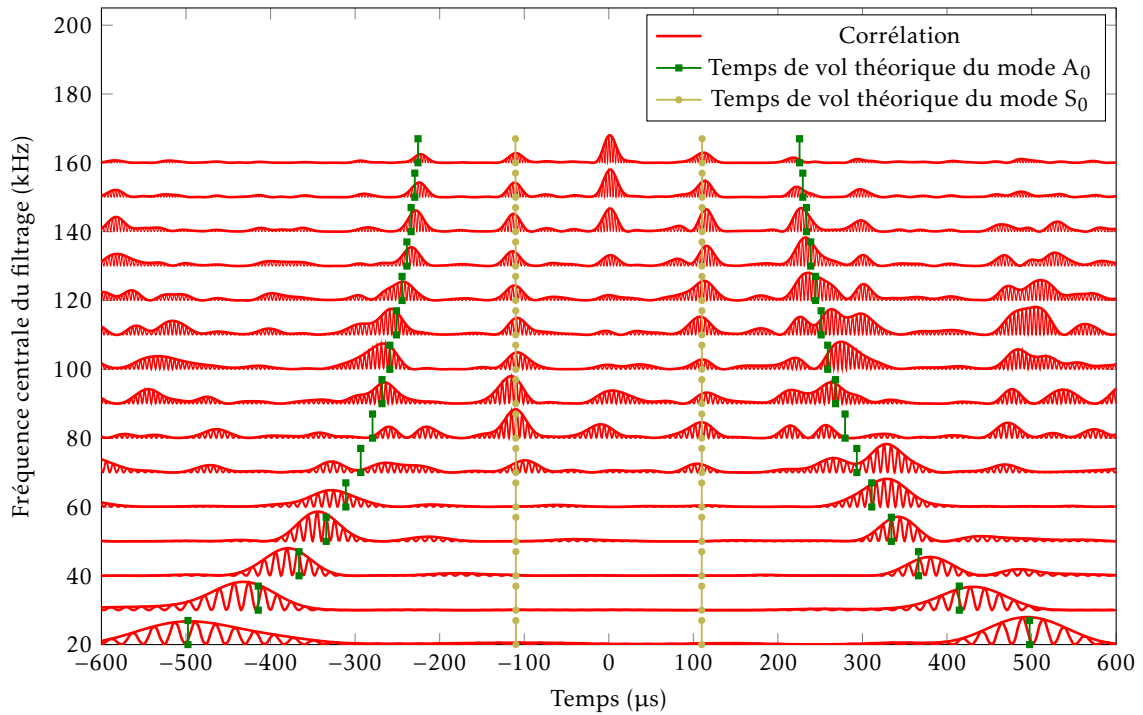


FIGURE 3.14 – Signal passif issu de la CBA filtrée à différentes fréquences centrales.

Les mêmes conclusions sont à tirer pour la figure 3.15 qui présente les mêmes informations mais dans le cas de l'utilisation du FIP. Notons simplement que la figure H.1 de l'annexe H, montant plus haut en fréquence, permet de montrer à quel point le couplage électromagnétique est plus énergétique que l'information sur la propagation des OG. Lorsque l'on supprime ce couplage (voir figure H.2), nous retrouvons l'information de propagation qui se dégrade de 150 kHz à 250 kHz (apparition de paquets non physiques antérieurs à 100 μs) ce qui va dans le même sens que les conclusions précédentes à propos de la figure 3.9.

Cette étude préliminaire nous permet donc de fixer un intervalle de travail. Nous choisissons ainsi de travailler sous les 60 kHz et avec le mode A_0 puisque S_0 n'est presque pas dispersif à ces fréquences-là. Nous travaillerons donc de 20 kHz à 55 kHz par pas de 2,5 kHz. Cette bande de fréquence est relativement étroite et nous verrons que cela dégrade l'identification du paramètre. La figure 3.16 présente les signaux filtrés dans le cas de la CBA (figure 3.16a) et du FIP (figure 3.16b).

Après ajustement de l'équation analytique de la courbe de dispersion en vitesse de groupe, nous obtenons les courbes de la figure 3.17 (les T_{bV} des parties causales et anticausales ont été moyennés avant de réaliser l'ajustement). En plus des courbes de dispersion discrètes et de leurs ajustements respectifs (lignes continues), sont tracées les courbes de dispersion théoriques dans le cas d'un matériau sain et après dégradation du module d'YOUNG de 25%. Cet ordre de grandeur n'est pas pertinent pour de l'aluminium mais pourrait l'être pour des composites [136]. Sur cette figure 3.17 les courbes de dispersion ajustées sont proches de la courbe théorique. Il semblerait ainsi possible d'identifier une déviation de ces courbes vers celles d'un matériau vieillissant. Les identifications des modules d'YOUNG sont données

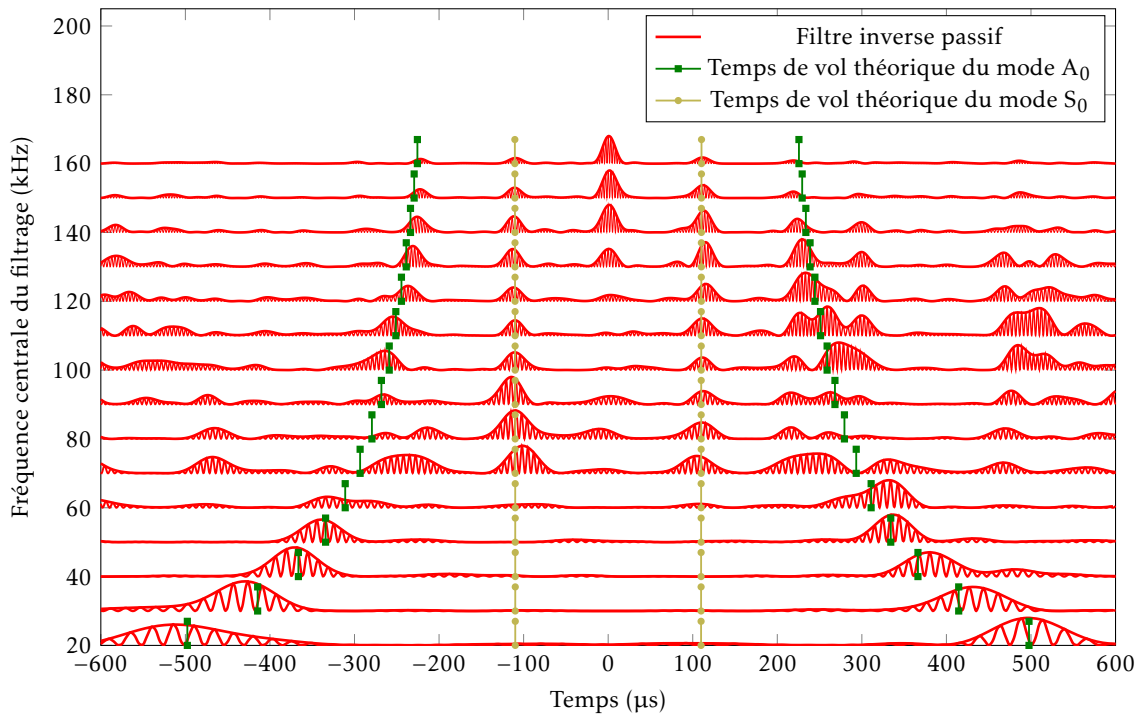
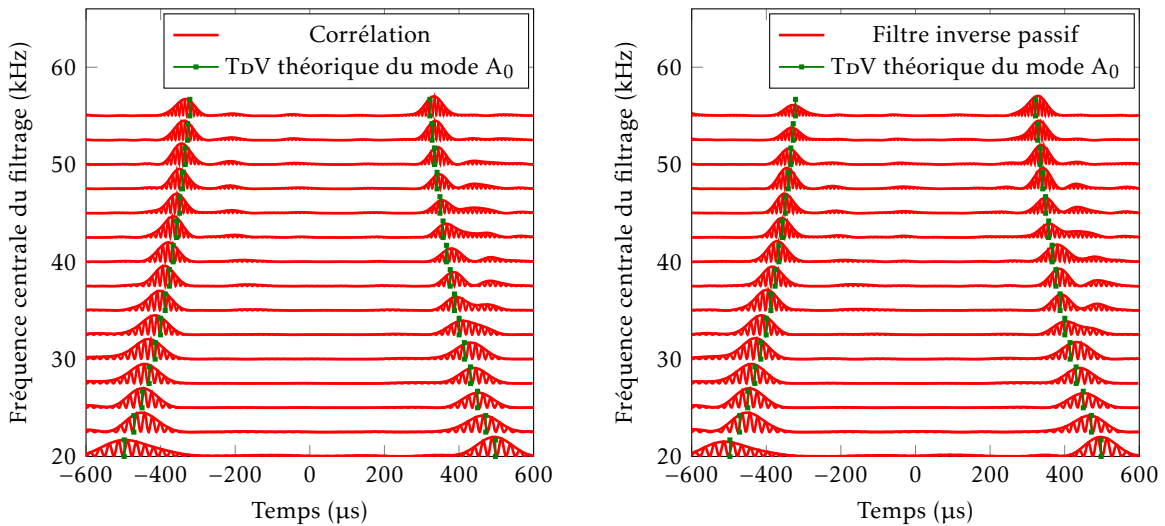


FIGURE 3.15 – Signal passif issu du FIP filtré à différentes fréquences centrales.



(a) Signal passif issu de la CBA filtrée à différentes fréquences centrales pour identification de T_{dV} .

(b) Signal passif issu du FIP filtré à différentes fréquences centrales pour identification de T_{dV} .

FIGURE 3.16 – Identification de T_{dV} sur signaux passifs pour le suivi des propriétés matériaux.

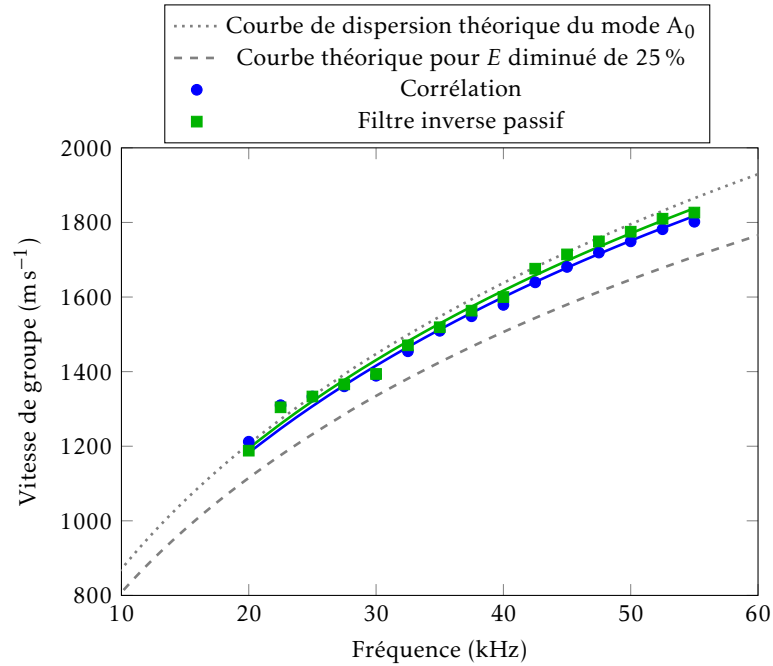


FIGURE 3.17 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion dans le cas de la CBA et du FIP.

dans le tableau 3.1. Ce tableau indique aussi les écarts types de l’ajustement. L’erreur calculée par

	Module d’YOUNG	Écart type	Erreur
Corrélation	66,9 GPa	0,86 GPa	6,2 %
Filtre inverse passif	69,4 GPa	0,76 GPa	2,7 %

TABLEAU 3.1 – Identification du module d’YOUNG correspondant à la figure 3.17. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{référence} = 71,3$ GPa.

rapport au module d’YOUNG de référence ($E_{référence} = 71,3$ GPa) est supérieure dans le cas de la CBA. Le FIP semble donc plus performant pour ce cas ce qui semble cohérent puisque nous rappelons que cette méthode utilise toute les mesures de la distribution de capteurs.

3.3.2.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2)

Nous allons maintenant étudier la deuxième méthode pour les mêmes données. Les images temps-fréquence issues du spectrogramme réalloué pour la CBA sont présentées sur la figure 3.18 pour la partie anticausale et sur la figure 3.19 pour la partie causale. La densité spectrale de puissance est concentrée entre 20 kHz et 45 kHz. Ces images permettent déjà de conclure sur le fait que la CBA a mieux convergé vers la fonction de GREEN pour la partie anticausale que pour la partie causale⁷. Premièrement, l’énergie contenue dans la partie causale ne dépasse pas 35 kHz tandis que celle contenue dans la partie anticausale monte jusqu’à 45 kHz, et, deuxièmement, la courbe issue de l’ajustement est plus proche de la théorie pour la partie anticausale. Ces remarques se verront confirmées lors de l’identification du module d’YOUNG.

Concernant le FIP les images issues du spectrogramme réalloué sont présentées sur la figure 3.20 pour la partie anticausale et sur la figure 3.21 pour la partie causale. L’effet de blanchiment spectral dû à l’opérateur HH^{-1} est visible sur ces figures puisqu’il est possible d’identifier de l’énergie jusqu’à 55 kHz.

7. Rappelons qu’en pratique le signal passif n’est jamais symétrique entre la partie causale et la partie anticausale puisque l’hypothèse d’équipartition n’est jamais strictement respectée. Ainsi, la répartition de la densité spectrale de puissance sur les images temps-fréquence ne sera jamais la même entre deux parties des signaux passifs.

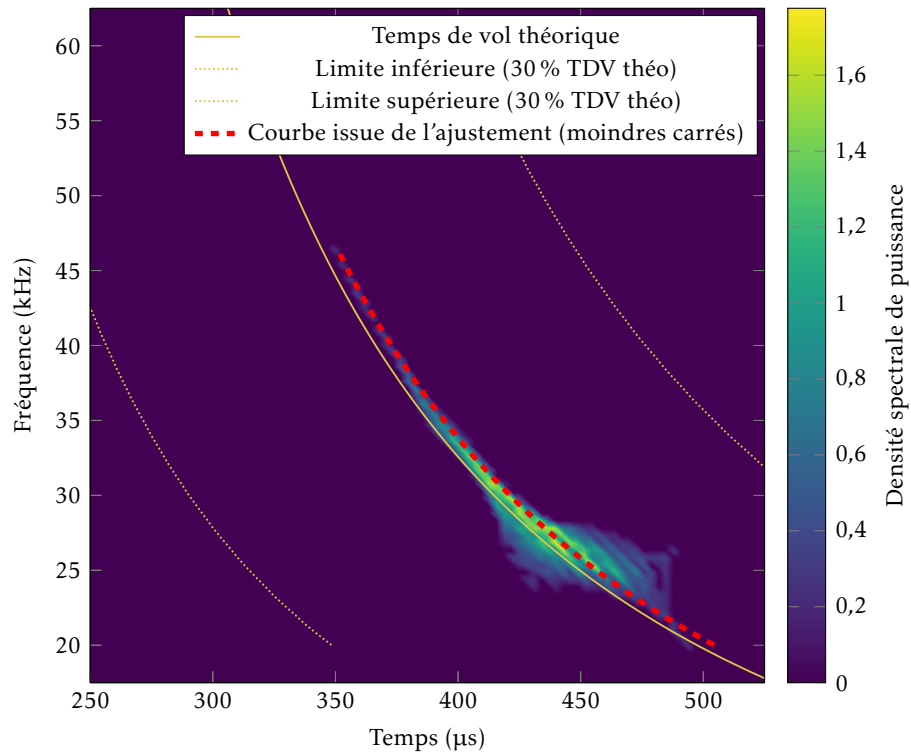


FIGURE 3.18 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie anticausale de la CBA.

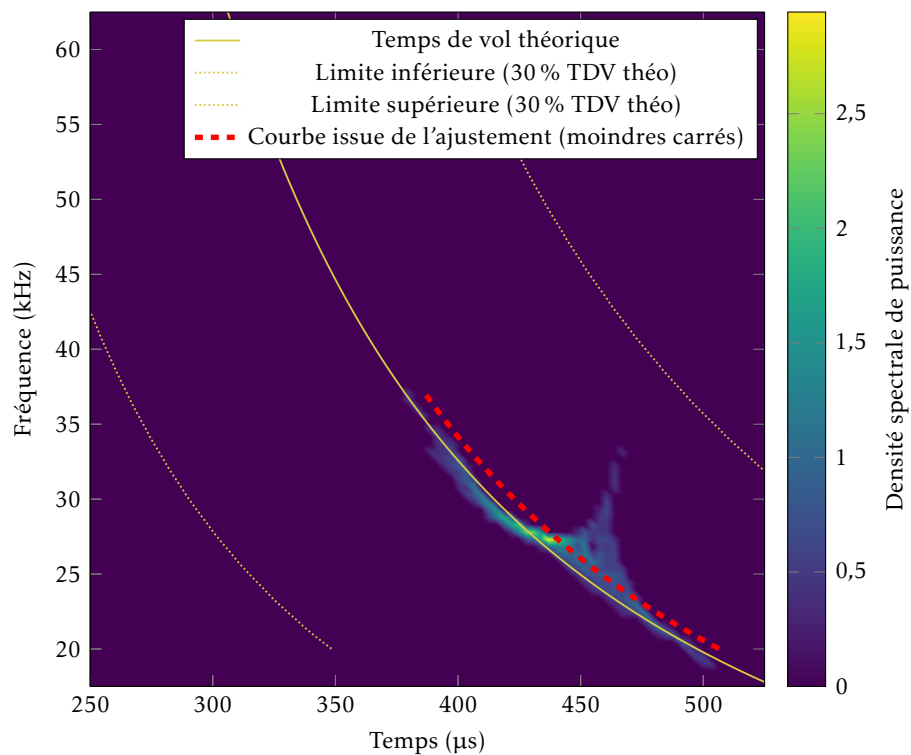


FIGURE 3.19 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie causale de la CBA.

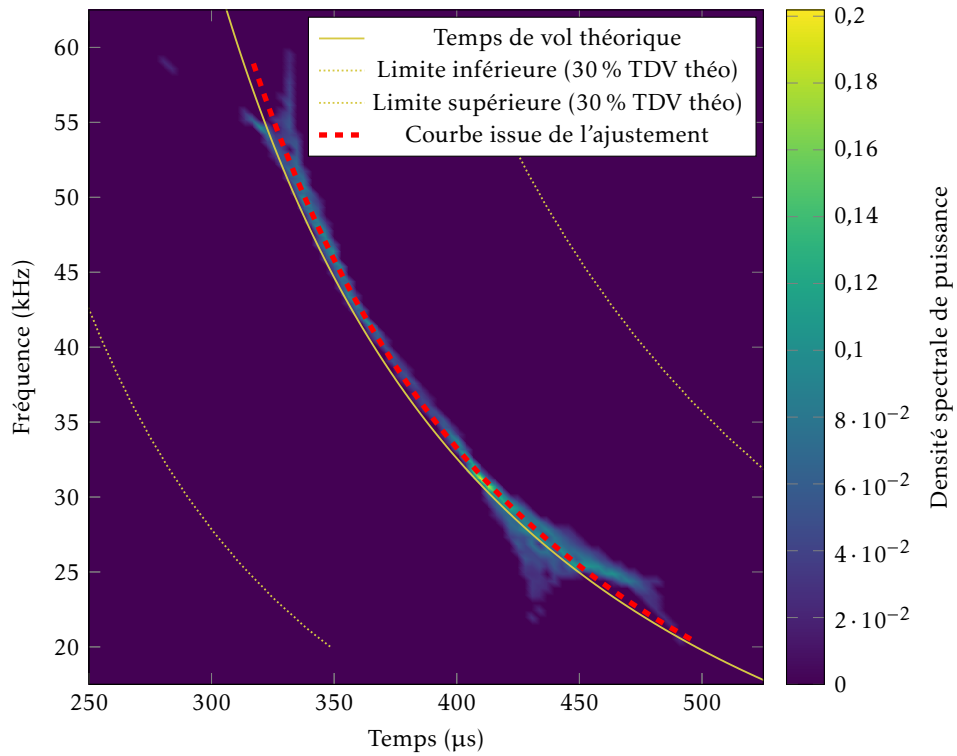


FIGURE 3.20 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie anticausale du FIP.

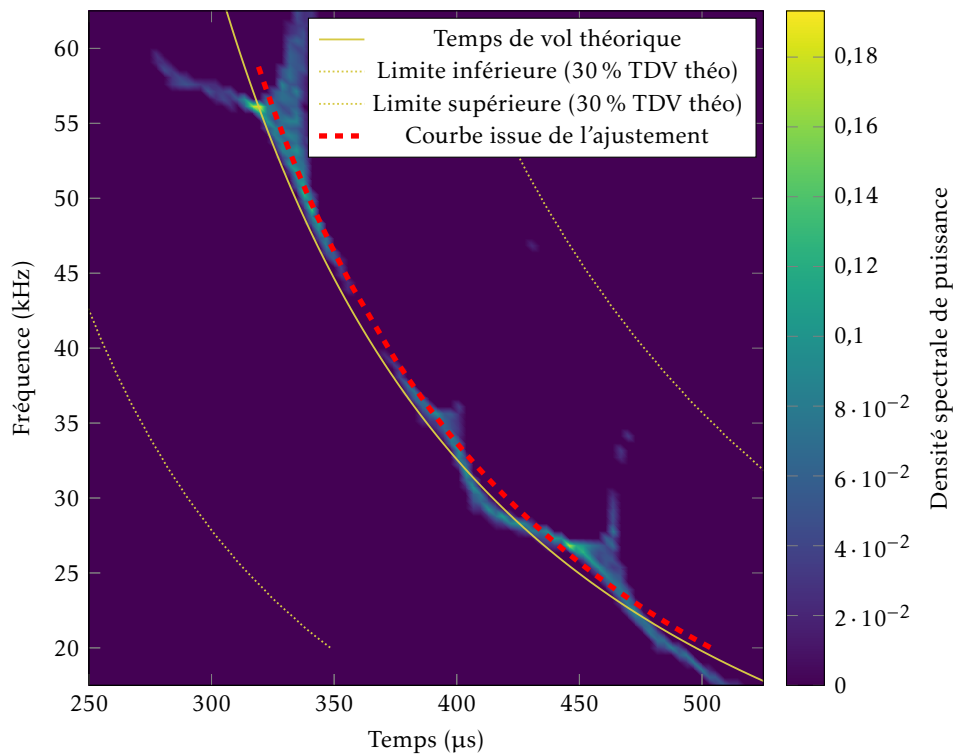


FIGURE 3.21 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie causale du FIP.

Cet effet sera beaucoup plus visible dans la section suivante. En effet, comme expliqué précédemment, les transducteurs PZT de diamètre 18 mm agissent comme un filtre en fréquence et nous avons vu que la première fréquence de coupure était de l'ordre de 80 kHz. Lorsque nous travaillerons avec un diamètre de 13 mm cette fréquence de coupure sera plus élevée (environ 150 kHz).

A priori, le FIP semble mieux convenir que la CBA pour répondre à cette problématique de suivi des propriétés du matériau à l'aide du spectrogramme réalloué, puisque l'intervalle de fréquence sur lequel est réalisé l'ajustement est plus grand. Nous verrons que c'est effectivement le cas ici. En revanche, rappelons aussi que le FIP utilise les 30 capteurs de la distribution tandis que la CBA utilise les mesures de seulement deux capteurs. En pratique, cette méthode trouve son intérêt uniquement pour un nombre restreint de capteurs (typiquement 2). Nous verrons le cas du FIP à deux points de mesure dans la section suivante.

L'identification des modules d'YOUNG E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ correspondant aux différents ajustements des figures 3.18 à 3.21 sont présentés dans le tableau 3.2. Il en est de même pour les écarts types correspondants. Les valeurs des modules d'YOUNG de ce tableau confirment que la partie anticausale a mieux convergé que la partie causale que ce soit pour la CBA ou le FIP. La même remarque peut être faite sur les écarts types qui accordent une meilleure confiance pour la partie anticausale. De plus, notons que les écarts types de ce tableau sont au moins deux à trois fois plus faibles que ceux du tableau 3.1. Ce qui permet de conclure sur le fait que la méthode 2 (spectrogramme réalloué) fournit une meilleure confiance sur l'ajustement que la méthode 1 (filtrage par bande de fréquence).

	Module d'YOUNG		Écart type	
	$E_{\text{anticausal}}$	E_{causal}	$\sigma_{\text{anticausal}}$	σ_{causal}
Corrélation	68,3 GPa	67,3 GPa	0,14 GPa	0,27 GPa
Filtre inverse passif	70 GPa	68,8 GPa	0,11 GPa	0,36 GPa

TABLEAU 3.2 – Identification du module d'YOUNG et des écarts types des ajustements correspondant aux figures 3.18 à 3.21. Notons que $E_{\text{référence}} = 71,3$ GPa.

Pour accéder au module d'YOUNG du matériau, nous pouvons calculer la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$. Ces moyennes sont données dans le tableau 3.3. En comparant ces résultats à ceux du tableau 3.1, cela permet de conclure sur le fait que la méthode 2 semble plus intéressante que la méthode 1. En effet, bien que l'erreur obtenue pour le FIP soit semblable dans les deux cas, l'erreur pour la CBA est plus faible dans le cas de la méthode 2.

	Module d'YOUNG	Erreur
Corrélation	67,8 GPa	4,9 %
Filtre inverse passif	69,4 GPa	2,7 %

TABLEAU 3.3 – Module d'YOUNG final correspondant à la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ du tableau 3.2. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{\text{référence}} = 71,3$ GPa.

Cependant, calculer une simple moyenne des modules d'YOUNG est dommage puisque nous ne profitons pas de l'information apportée par les écarts types. Nous proposons ainsi de pondérer la moyenne selon la confiance apportée par les écarts types. Cette pondération est réalisée de la manière suivante :

$$E = E_{\text{causal}} \frac{\sigma_{\text{anticausal}}}{\sigma_{\text{causal}} + \sigma_{\text{anticausal}}} + E_{\text{anticausal}} \frac{\sigma_{\text{causal}}}{\sigma_{\text{causal}} + \sigma_{\text{anticausal}}}. \quad (3.17)$$

Cela aura pour effet de donner plus d'importance au module d'YOUNG pour lequel l'écart type est le plus faible. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.4. Sans surprise, les erreurs obtenues sont plus faibles que dans le cas d'une simple moyenne des modules d'YOUNG causal et anticausal. Ainsi, l'écart type semble être un bon indicateur de la qualité de la convergence du signal passif vers la fonction de GREEN.

Notons que nous aurions pu avoir la même démarche pour la méthode 1. Cependant, les résultats étant déjà moins encourageants pour le cas de la moyenne sans pondération, nous avons préféré continuer l'étude seulement pour la méthode 2 qui semble plus prometteuse bien qu'un peu plus compliquée.

	Module d'YOUNG	Erreur
Corrélation	68 GPa	4,6 %
Filtre inverse passif	69,7 GPa	2,2 %

TABLEAU 3.4 – Module d'YOUNG final correspondant à la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ pondérée par les écarts types σ_{causal} et $\sigma_{\text{anticausal}}$ du tableau 3.2. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{\text{référence}} = 71,3 \text{ GPa}$.

Nous allons maintenant étudier la méthode 2 pour des transducteurs PZT de diamètre plus petit. Cela permet d'augmenter la bande passante. En effet, le diamètre du transducteur PZT étant plus petit, la première fréquence de coupure intervient à plus haute fréquence (150 kHz contre 80 kHz, voir équation (2.4)). Ainsi, il sera possible de réaliser les ajustements sur plus de données.

3.3.3 Cas d'une bande passante plus large : $\varnothing_{\text{piézo}} = 13 \text{ mm}$

Ce deuxième exemple considère aussi une plaque d'aluminium de dimension $1250 \text{ mm} \times 1000 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. Sur cette plaque sont collés deux transducteurs PZT (de diamètre 13 mm) au centre de la plaque espacés l'un de l'autre de 60 cm. Ainsi, nous utilisons cette fois les mêmes quantités de données pour la CBA et pour le FIP. La génération du bruit ambiant permettant d'obtenir les signaux passifs est réalisée à l'aide d'un jet d'air comprimé. Les paramètres matériaux de la plaque d'aluminium sont : $E = 71,3 \text{ GPa}$, $\nu = 0.339$ et $\rho = 2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ comme pour le premier exemple. Lors des ajustements des courbes de dispersion théoriques sur l'ensemble des points calculés à l'aide de la méthode temps-fréquence, le coefficient de Poisson et la masse volumique sont fixés à leurs valeurs initiales puisque nous faisons l'hypothèse que les variations de ceux-ci sont faibles lorsque le matériau vieillit.

Dans le cas de la CBA, les images issues du spectrogramme réalloué sont présentées sur la figure 3.22 pour la partie anticausale et sur la figure 3.23 pour la partie causale. Comme pour les figures 3.18 et 3.19, nous n'identifions pas d'énergie au delà de 40 kHz pourtant la bande passante théorique d'un transducteur PZT de diamètre 13 mm est censée présenter sa première fréquence de coupure vers 150 kHz. Cela est simplement dû au fait que le spectre du bruit ambiant contient beaucoup moins d'énergie à partir de 40 kHz. Il faudrait blanchir le bruit avant d'utiliser la CBA pour extraire l'information présente à plus haute fréquence. En revanche, nous avons vu qu'un des avantages du FIP était justement qu'il permettait d'extraire l'information là où il n'y en a que très peu.

Ainsi, dans le cas du FIP, les images issues du spectrogramme réalloué sont présentées sur la figure 3.24 pour la partie anticausale et sur la figure 3.25 pour la partie causale. Comme nous l'avions imaginé, l'énergie est significative jusqu'à 100 kHz. Cette fréquence correspond au croisement entre les courbes du filtrage en fréquence par les transducteurs PZT pour les modes S_0 et A_0 (équivalent de la figure 2.5 mais pour $\varnothing_{\text{piézo}} = 13 \text{ mm}$). Le même phénomène s'est produit pour les figures 3.20 et 3.21 aux alentours de 55 kHz, ce qui correspondait au même croisement mais pour $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$ (voir la figure 2.5). Il paraît donc plus intéressant de travailler avec des transducteurs PZT plus large bande, c.a.d. de petit diamètre.

Rappelons que ces résultats utilisant le FIP sont obtenus dans le cas de seulement deux points de mesures du bruit ambiant alors qu'il y en avait 30 pour les figures 3.20 et 3.21. Nous n'avons donc aucun moyen d'agir sur le nombre de valeurs singulières gardées. Pour chaque fréquence, la première est gardée et la deuxième est mise à zéro. Pourtant, en observant les figures 3.24 et 3.25, les ajustements semblent très bons.

Afin d'être quantitatif, nous réalisons la même démarche que pour $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$. Les différentes identifications de modules d'YOUNG et d'écarts types sont présentées sur le tableau 3.5.

Les moyennes entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ sont présentées dans le tableau 3.6. Les erreurs sont inférieures à celles qui étaient présentées pour $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$ dans le tableau 3.3. En revanche entre la CBA et le FIP, les erreurs sont beaucoup plus proches l'une de l'autre. Cela est dû au fait que nous n'utilisons plus que deux mesures pour le FIP.

Enfin, les moyennes pondérées par les écarts types sont présentées dans le tableau 3.7. Ici, cette méthode n'améliore pratiquement pas les résultats par rapport à la moyenne usuelle puisque les écarts types sont sensiblement les mêmes entre la partie causale et la partie anticausale, que ce soit pour la CBA ou pour le FIP.

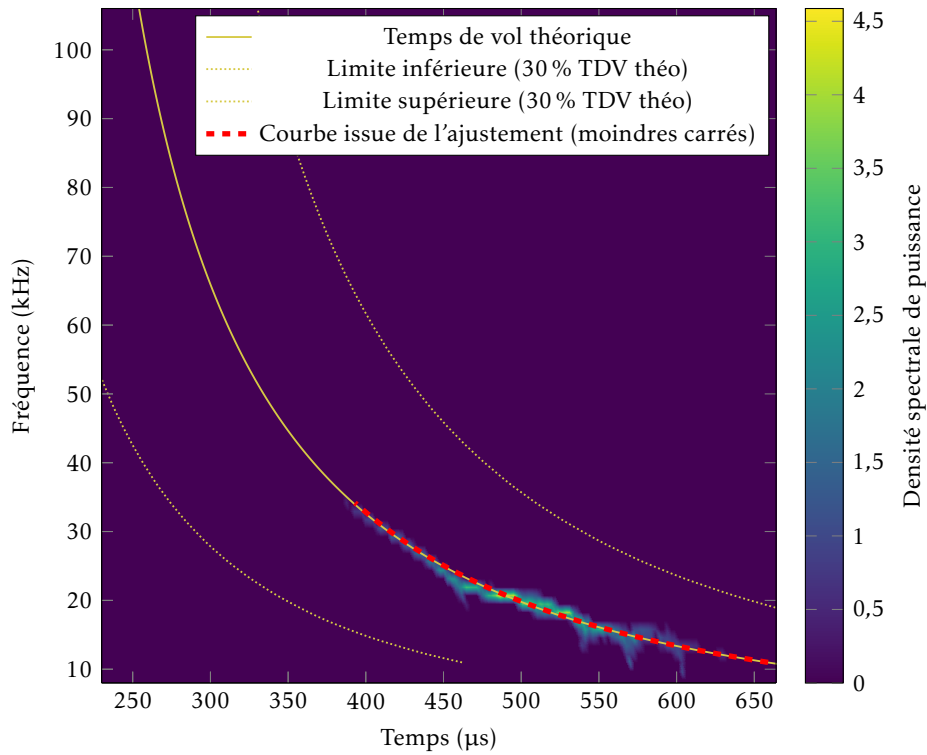


FIGURE 3.22 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie anticausale de la CBA pour deux transducteurs PZT de diamètre 13 mm.

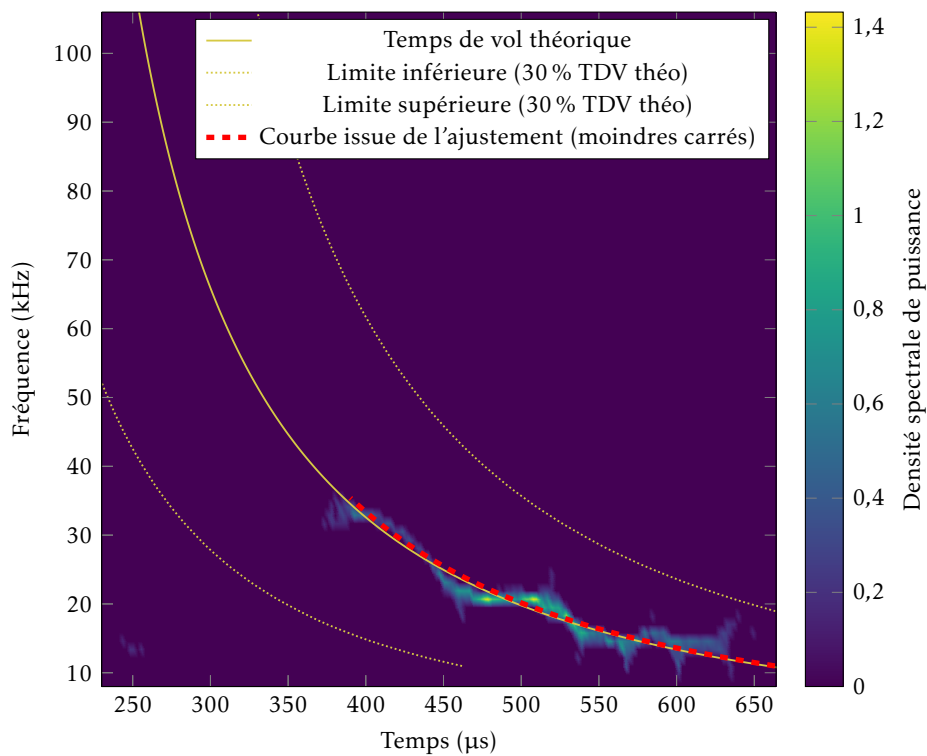


FIGURE 3.23 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie causale de la CBA pour deux transducteurs PZT de diamètre 13 mm.

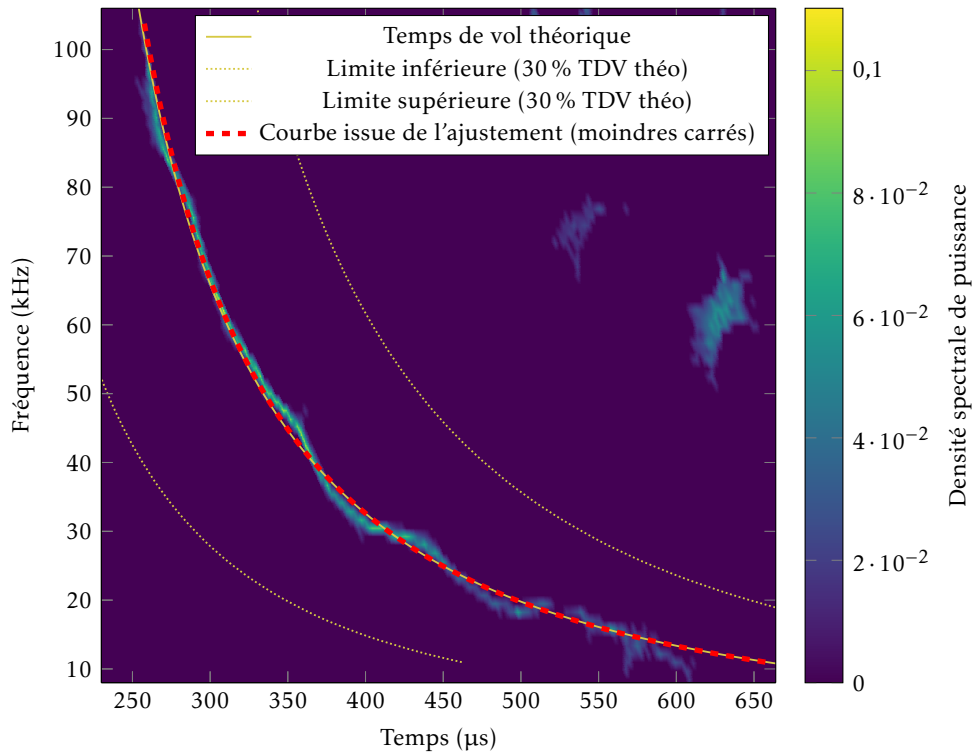


FIGURE 3.24 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie anticausale du FIP pour deux transducteurs PZT de diamètre 13 mm.

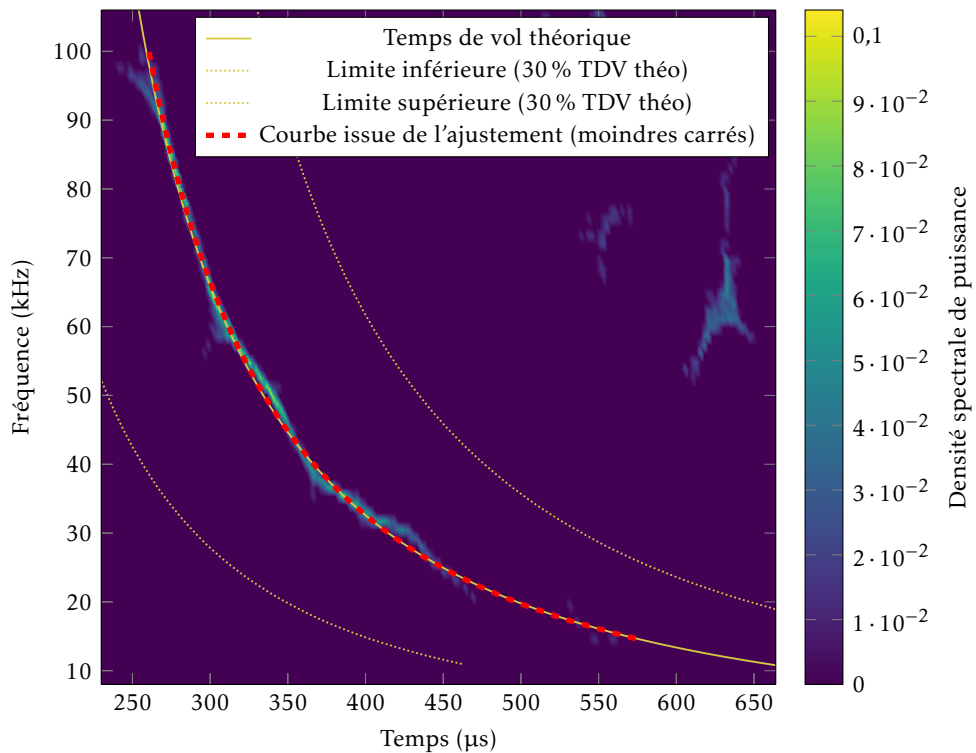


FIGURE 3.25 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersion sur une image de spectrogramme réalloué. Partie causale du FIP pour deux transducteurs PZT de diamètre 13 mm.

	Module d'YOUNG		Écart type	
	$E_{\text{anticausal}}$	E_{causal}	$\sigma_{\text{anticausal}}$	σ_{causal}
Corrélation	71,1 GPa	69,6 GPa	0,51 GPa	0,48 GPa
Filtre inverse passif	72,1 GPa	72 GPa	0,3 GPa	0,22 GPa

TABLEAU 3.5 – Identification du module d'YOUNG et des écarts types des ajustements correspondant aux figures 3.22 à 3.25.

	Module d'YOUNG	Erreur
Corrélation	70,4 GPa	1,3 %
Filtre inverse passif	72,1 GPa	1,1 %

TABLEAU 3.6 – Module d'YOUNG final correspondant à la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ du tableau 3.5. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{\text{référence}} = 71,3$ GPa.

Notons qu'il existe une autre raison qui fait que les résultats de la configuration $\varnothing_{\text{piézo}} = 13$ mm fournissent de meilleures estimations des modules d'YOUNG que celle $\varnothing_{\text{piézo}} = 18$ mm. En effet, la plaque ayant des dimensions plus petites pour la configuration $\varnothing_{\text{piézo}} = 13$ mm, le bruit ambiant présente plus de réverbération pour un même temps d'acquisition (10 s) car la densité des paquets d'ondes issus des réflexions est plus élevée; l'hypothèse de champ diffus semble donc mieux respectée (même si cet effet n'a pas été spécifiquement étudié dans le cadre de cette thèse).

3.4 Conclusion sur les méthodes passives

Dans ce chapitre deux méthodes passives ont été étudiées, la CBA et le FIP. Le FIP semble être la méthode indiquée lorsqu'un grand nombre de points de mesures est disponible. En effet, plus ce nombre est élevé, plus le nombre de valeurs singulières est élevé et, par conséquent, plus la SVD sera efficace pour reconstruire les signaux passifs. Cette remarque a été vérifiée dans le cas de la recherche du module d'YOUNG sur une plaque d'aluminium : le FIP était alors bien plus performant que la CBA. En revanche, dès lors que seulement deux transducteurs PZT ont été considérés, les performances entre le FIP et la CBA se sont égalisées.

Comme expliqué précédemment dans le présent chapitre, la C3 n'a pas été étudiée lors de cette thèse car jugée trop coûteuse en temps de calcul pour réaliser de la tomographie par OG. De plus, il semble difficile de profiter des avantages de cette méthode dans le cas de tomographie par OG du fait que les capteurs ne sont pas disposés de manière homogène dans le milieu. Il pourrait être cependant intéressant d'implémenter intelligemment la C3 pour que l'optimisation mise en place permette de réaliser de la tomographie passive (si la réverbération est suffisante, même dans le cas d'une distribution de capteurs non optimale, la C3 convergerait peut-être). Nous pourrions alors quantifier son efficacité par rapport à celle de la tomographie passive utilisant la CBA ou le FIP.

Nous verrons dans le chapitre suivant que le FIP semble être la méthode la plus indiquée pour réaliser de la tomographie passive du fait que la tomographie utilise intrinsèquement beaucoup de capteurs.

	Module d'YOUNG	Erreur
Corrélation	70,4 GPa	1,3 %
Filtre inverse passif	72 GPa	1 %

TABLEAU 3.7 – Module d'YOUNG final correspondant à la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ pondérée par les écarts types σ_{causal} et $\sigma_{\text{anticausal}}$ du tableau 3.5. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{\text{référence}} = 71,3 \text{ GPa}$.

Tomographies expérimentales actives et passives

Sommaire du présent chapitre

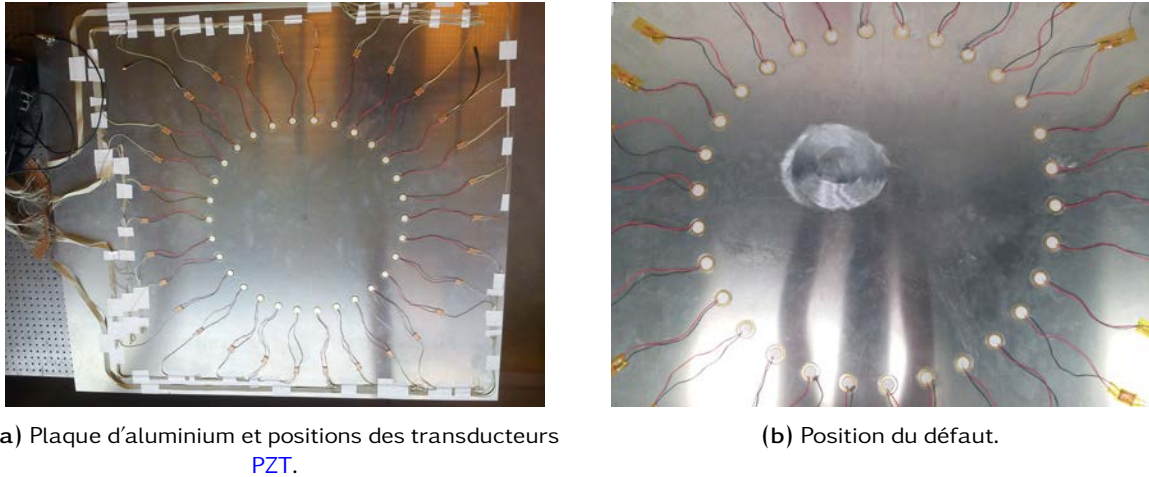
4.1 Configuration expérimentale	98
4.1.1 Référence : scan ultrasonore en immersion	99
4.1.2 Acquisition active	100
4.1.3 Acquisition passive	100
4.2 Tomographie en temps de vol	100
4.2.1 Tomographie active	101
4.2.2 Tomographie passive	103
4.2.3 Conclusion sur la tomographie en temps de vol	108
4.3 HARBUT	108
4.3.1 Tomographie active	109
4.3.2 Tomographie passive	110
4.4 Conclusions sur la tomographie passive	116

Le présent chapitre répond en grande partie à la problématique de ce manuscrit. En effet, les travaux du chapitre 2, qui étudiaient la tomographie sur des données issues de la simulation, et ceux du chapitre 3, qui traitaient des méthodes passives, sont couplés ici dans le but de réaliser de la tomographie passive respectant les contraintes d'un contexte de *contrôle santé intégré* (*Structural Health Monitoring en anglais*) (SHM).

Tout d'abord, nous exposons les configurations expérimentales ayant permis de réaliser de la tomographie classique et de la tomographie passive. Puis, nous présentons des reconstructions de tomographie en temps de vol pour les différentes méthodes de détection de *temps de vol* (TdV). Nous utilisons seulement *straight-ray*, pour les raisons énoncées au chapitre 2 (algorithme mieux conditionné, moins sensible à la diffusion). De plus, rappelons que dans un cas pratique, selon l'application, le choix entre *straight-ray* et *bent-ray* n'est pas critique. Ces algorithmes ne sont pas forcément utilisés. En effet, le fait d'être en capacité de réaliser des reconstructions tomographiques régulièrement permet de respecter l'approximation de BORN entre deux inspections. Il suffit que le défaut n'évolue que légèrement entre deux contrôles. Cette partie sur la tomographie en temps de vol conclut sur la pertinence de la méthode temps-fréquence vis-à-vis des autres méthodes de détection de TdV dans un contexte expérimental. Nous analysons finalement des images de tomographie issues de l'*Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography* (HARBUT). Notamment, sont abordés les avantages du *filtre inverse passif* (FIP) vis-à-vis de la *corrélacion de bruit ambiant* (CBA) dans le cas d'un bruit ambiant ne respectant pas l'hypothèse d'équipartition.

4.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale étudiée dans le présent chapitre est la suivante : le milieu envisagé est une plaque d'aluminium de dimension $1400\text{ mm} \times 1250\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. Les propriétés matériaux de celle-ci sont : une masse volumique $\rho = 2,7\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, une vitesse longitudinale $v_L = 6360\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, et une vitesse transversale $v_T = 3140\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 30 transducteurs **Titano-Zirconate de Plomb (PZT)** sont collés selon un cercle de rayon $r_{\text{distrib}} = 300\text{ mm}$ centré à 600 mm des côtés droit et inférieur de la plaque, ce qui instaure une dissymétrie des réflexions en bord de plaque. Cette dernière est visible sur la photo de la figure 4.1a.



(a) Plaque d'aluminium et positions des transducteurs PZT.

(b) Position du défaut.

FIGURE 4.1 – Photo de la plaque étudiée.

Nous justifions cette configuration expérimentale de la manière suivante :

30 capteurs Nous pouvons difficilement proposer d'utiliser le nombre de capteurs optimal (120) pour cette configuration en raison des contraintes liées au contexte SHM. Nous utilisons donc 30 capteurs, ce qui est déjà plus raisonnable à l'aide de PZT et complètement envisageable d'ici quelques mois à l'aide de réseaux de BRAGG sur fibre optique (*Fiber BRAGG Gratings en anglais*) (FBG). Il serait préférable de descendre à 15 capteurs dans un contexte SHM si l'on reste sur une utilisation de PZT intégrés dans un avion. En revanche, si l'on utilisait des FBG, ceux-ci n'étant que très peu intrusifs, nous pourrions monter au-delà.

Capteurs régulièrement espacés Cela correspond à l'échantillonnage optimal pour réaliser de la tomographie classique. Nous ne connaissons pas a priori la position du défaut et la plaque est homogène isotrope.

Capteurs sur un cercle La géométrie de la distribution de capteurs est à adapter à la structure étudiée. La plupart des articles de la littérature traitant le cas de la distribution circulaire, nous avons décidé de faire de même afin d'être en mesure de comparer.

Rayon de la distribution de 30 cm Nous avons adapté le rayon de la distribution à la plaque étudiée pour limiter les interférences avec les paquets réfléchis.

Épaisseur de plaque de 2 mm En aéronautique, le fuselage fait en général 2 à 3 mm d'épaisseur et est en aluminium.

Sur cette plaque d'aluminium a été usiné un défaut présentant des variations d'épaisseur similaires à de la corrosion. Ce défaut est proche de la géométrie du défaut n° 3 étudié dans le chapitre 2 dans le cas de la simulation. Une image issue d'un scan ultrasonore en immersion est présentée ci-dessous. Elle est utilisée en tant que référence pour les différentes reconstructions de tomographie, ce qui permet de calculer des erreurs relatives.

Pour réaliser l'acquisition des données nécessaires à la tomographie, le banc expérimental fut automatisé. Ce banc est présenté dans la section 4.1.2 pour son fonctionnement en actif, et dans la section 4.1.3 pour son fonctionnement en passif.

4.1.1 Référence : scan ultrasonore en immersion

Pour obtenir une référence de la plaque d'aluminium inspectée et de son défaut usiné (voir figure 4.1b), il a fallu trouver une méthode permettant de mesurer précisément les variations d'épaisseur locales dans la plaque. Pour ce faire, nous avons décidé de réaliser un C-Scan (en temps de vol) en immersion. Nous avons ainsi balayé un capteur mono-élément de fréquence centrale 12 MHz sur toute la surface de la plaque et enregistré les signaux échantillonnés à 100 MHz. L'acquisition des signaux fut réalisée de manière incrémentale tous les 2 mm dans les deux directions. Cela permet d'identifier de manière suffisamment précise les variations spatiales d'épaisseur le long de la plaque.

A présent, expliquons comment les paramètres de l'acquisition sont fixés. Tout d'abord nous cherchons à mesurer des pertes d'épaisseur maximales de 1 mm, ce qui nous conduit à une fréquence de travail devant être supérieure à 10 MHz. Nous utilisons donc un capteur de fréquence centrale de 12 MHz. Un tel C-Scan permet alors d'identifier des variations relatives d'épaisseur de l'ordre du 20^e de millimètre (inférieures à la précision des images de tomographie présentées dans ce manuscrit). Ces valeurs se justifient de la manière suivante :

Fréquence de travail : Pour travailler de manière confortable, il faut pouvoir séparer le paquet incident sur la surface de la plaque de celui réfléchi sur le fond : $n_{cy} \frac{v_L}{2 \times e_{\min}} = 3 \frac{6,36 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}}{2 \times 1,0 \text{ mm}} = 9,5 \text{ MHz} < 10 \text{ MHz}$ avec n_{cy} le nombre de cycle du paquet. Cela justifie bien le choix concernant la fréquence centrale de 12 MHz.

Précision des variations relatives d'épaisseur : Elle dépend de la fréquence d'échantillonnage : $\frac{v_L}{f_e} = \frac{6,36 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}}{100 \text{ MHz}} = 0,05 \text{ mm}$ avec f_e la fréquence d'échantillonnage. Cela donne bien une précision de l'ordre du 20^e de millimètre.

Enfin, en utilisant les variations de TbV entre la surface de la plaque et le fond de la plaque, nous calculons facilement la cartographie de référence du défaut, présentée à la figure 4.2.

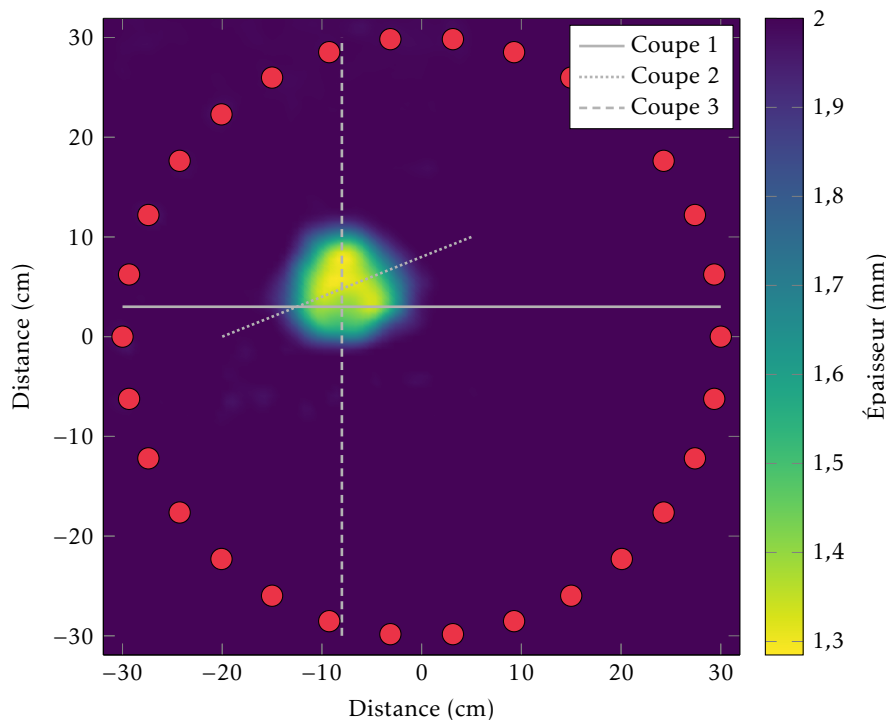


FIGURE 4.2 – Référence (calculée par scan ultrasonore en immersion).

Sur cette cartographie trois coupes sont représentées. Elles permettront plus loin de comparer plus facilement que sur une image les différentes reconstructions de tomographie entre elles. Toutes les erreurs relatives locales et globales de ce chapitre sont calculées par rapport à la référence de la figure 4.2.

4.1.2 Acquisition active

Le banc expérimental permettant de réaliser les acquisitions pour les tomographies « classiques » (actives) est constitué du matériel suivant :

Une plaque d'aluminium d'épaisseur 2 mm : Voir la figure 4.1.

30 transducteurs PZT de diamètre $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$: Voir la figure 4.1.

Un multiplexeur : Il permet de réaliser en série l'acquisition pour tous les couples de transducteurs.

Un générateur : Il émet un signal de 1,5 cycles fenêtré à 20,4 kHz selon une [fréquence de répétition des impulsions](#) (*Pulse Repetition Frequency en anglais*) (PRF) de 10 Hz permettant ainsi que toute l'énergie dans la plaque se soit atténuée avant l'émission suivante.

Un oscilloscope : Il permet de moyenniser les répétitions des signaux reçus dans le but d'améliorer le [Rapport Signal sur Bruit \(RSB\)](#) avant de les enregistrer. Cela est réalisé pour chacun des couples de transducteurs PZT.

Un ordinateur : Il pilote tout le banc d'acquisition à l'aide d'un programme LabView.

L'acquisition des signaux est réalisée pour la plaque sans défaut (figure 4.1a) puis pour la plaque avec défaut (figure 4.1b) ce qui permet, à terme, de comparer les tomographies absolues et relatives.

4.1.3 Acquisition passive

Le processus d'acquisition passive est plus simple puisqu'il ne nécessite pas de réaliser les acquisitions les unes après les autres mais de les faire de manière simultanée. Ainsi, le banc expérimental permettant de réaliser les acquisitions pour les tomographies passives, est constitué du matériel suivant :

Une plaque d'aluminium : Voir la figure 4.1.

30 transducteurs PZT : Voir la figure 4.1.

Un jet d'air comprimé : Il est balayé le long de la surface de la plaque durant 10 s pour générer un bruit ambiant dans cette dernière.

Une carte d'acquisition 32 voies : Elle permet de réaliser de manière simultanée l'acquisition du bruit ambiant mesuré par les 30 transducteurs PZT. Cette acquisition est réalisée pour une fréquence d'échantillonnage de 2 MHz.

Un ordinateur : Il pilote le banc d'acquisition à l'aide d'un programme LabView.

L'acquisition du bruit ambiant est réalisée pour la plaque sans défaut (figure 4.1a) puis pour la plaque avec défaut (figure 4.1b).

Nous étudions deux configurations de bruit ambiant pour la tomographie passive utilisant [HARBUT](#). Ces deux configurations sont représentées sur la figure 4.3.

La première configuration (figure 4.3a) permet de respecter les conditions d'équipartition du bruit ambiant. En effet, lors de l'acquisition de ce bruit, le jet d'air est balayé tout le long de la surface de la plaque. Les flèches, sur ce schéma, sont en moyenne de même longueur (équipartition énergétique) et orientées dans toutes les directions (isotropie). De plus, ces flèches sont réparties sur toute la plaque de manière homogène.

La deuxième configuration (figure 4.3a) ne respecte pas l'hypothèse d'équipartition. En effet, lors de l'acquisition, le jet d'air est balayé seulement sur la moitié gauche de la plaque. Ainsi, les flèches sont plus longues (plus d'énergie) sur la moitié gauche que sur la moitié droite. Elles sont principalement orientées vers la droite, ce qui signifie que la direction principale du flux d'énergie est orientée vers la droite. Certaines flèches, moins longues, sont orientées vers la gauche, ce qui schématise l'énergie réfléchi sur le bord droit de la plaque. Cette configuration permet, plus loin, de montrer que le [FIP](#) fournit de meilleures reconstructions de tomographie que la [CBA](#).

4.2 Tomographie en temps de vol

Toutes les méthodes de détection de [TbV](#) sont testées et comparées dans cette section pour réaliser de la tomographie active et passive.

Comme expliqué au chapitre 2, un flou gaussien est appliqué à chaque image issue de *straight-ray*. De plus, un seuil physique est utilisé à chaque projection (illumination). Réaliser ce type de régularisations

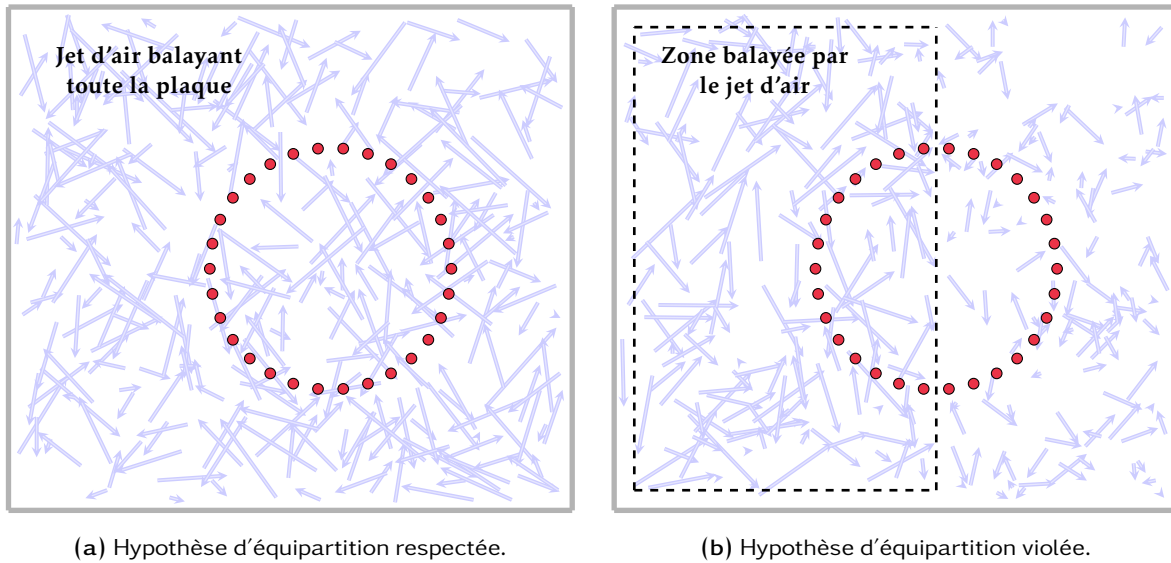


FIGURE 4.3 – Schéma représentant les deux types de bruit ambiant étudiés expérimentalement pour la tomographie passive.

est très important dans un contexte où les données sont potentiellement assez bruitées. Plus loin, un troisième type de régularisation est mis en place. Il s'avérera très efficace pour la tomographie passive.

4.2.1 Tomographie active

Avant de montrer des tomographies en temps de vol passives nous présentons ici des reconstructions actives. La configuration expérimentale correspondante a été présentée dans la section 4.1.2. Les figures 4.4a, 4.5a, 4.6a et 4.7a montrent des tomographies pour les quatre types de détections de TbV que nous avons étudiées au chapitre 2. La reconstruction correspondant à la figure 4.7a semble être celle de meilleure qualité. En effet, la partie saine de la plaque (correspondant à la partie sans défaut de la référence visible sur la figure 4.2) est uniforme et ne contient pas de bruit.

Afin d'aller plus loin et de raisonner de manière quantitative, les cartographies d'erreurs relatives locales sont présentées sur les figures 4.4b, 4.5b, 4.6b et 4.7b. Les différentes échelles de couleurs de ces figures évoluent de l'erreur minimale (0%) à l'erreur maximale repérables à travers toutes les cartographies. Cela permet de présenter des résultats comparables. En revanche, pour chacune de ces cartographies, l'erreur relative maximale devient difficilement identifiable. Elles sont donc présentées dans le tableau 4.1. Il en est de même pour les erreurs relatives globales correspondantes. La meilleure reconstruction est ainsi obtenue lors de l'utilisation de la méthode *temps-fréquence*.

	<i>Comp disp basique</i>	<i>Comp disp intell</i>	<i>Max env</i>	<i>Temps-fréquence</i>
Erreurs relatives globales	2,20 %	2,59 %	2,45 %	2,04 %
Erreurs relatives maximales	21,18 %	18,85 %	35,25 %	15,82 %

TABLEAU 4.1 – Erreurs relatives globales et erreurs relatives maximales des différentes reconstructions tomographiques des figures 4.4 à 4.7 (*straight-ray* actif).

Bien que le fonctionnement soit actif, donc avec des données censées être peu bruitées, les méthodes par compensation de dispersion fournissent tout de même des reconstructions de moins bonne qualité que la méthode temps-fréquence (il en est de même pour la méthode du maximum de l'enveloppe, sans surprise). Cela est en partie dû au fait que le défaut expérimental est relativement diffusant (semblable au défaut n° 3 du chapitre 2). De plus, les données, bien qu'issues d'une acquisition active, sont moins « propres » qu'en simulation.

Ici, l'erreur est plus élevée pour la méthode par *compensation de dispersion intelligente* que pour la

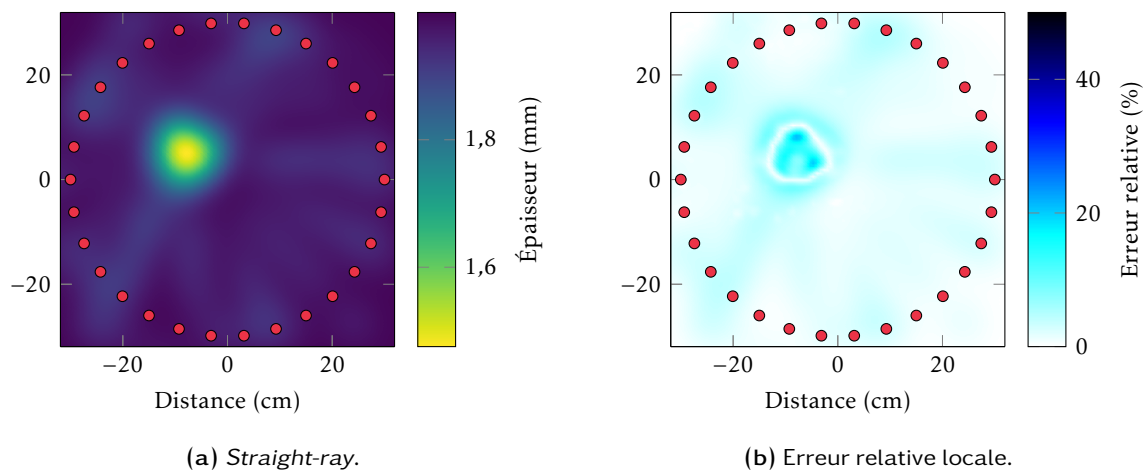


FIGURE 4.4 – Tomographie active utilisant pour l’algorithme de détection de TdV la méthode de *compensation de dispersion basique*.

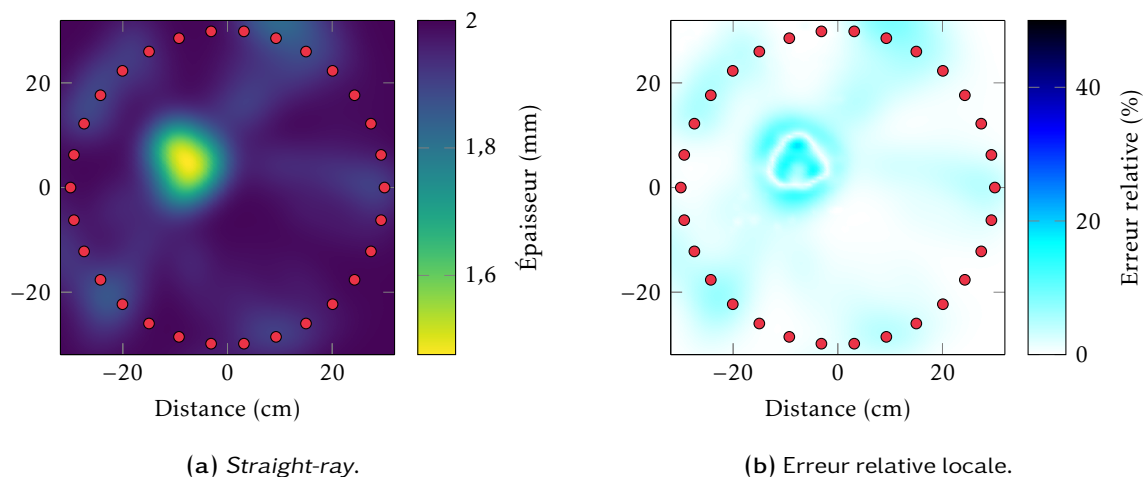


FIGURE 4.5 – Tomographie active utilisant pour l’algorithme de détection de TdV la méthode de *compensation de dispersion intelligente*.

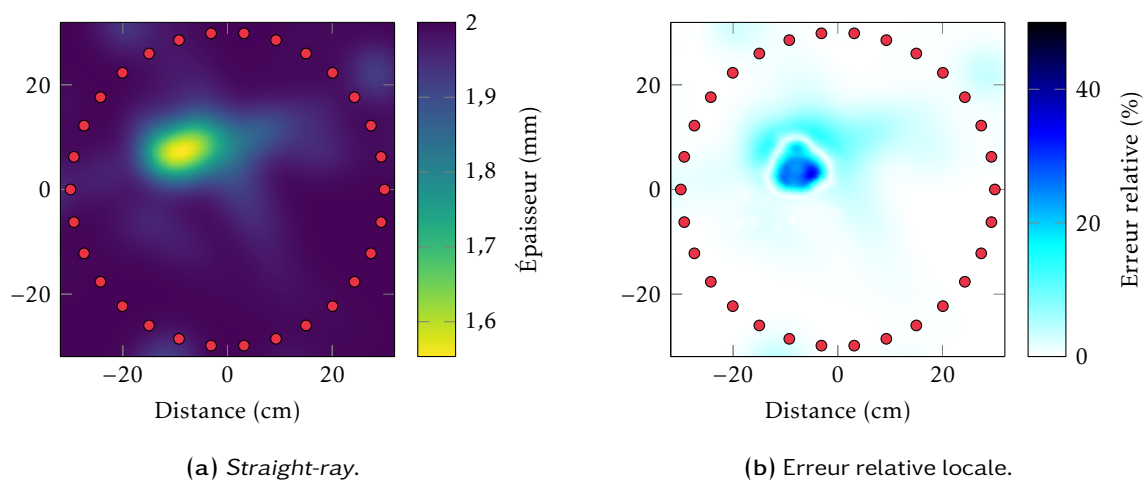


FIGURE 4.6 – Tomographie active utilisant pour l’algorithme de détection de TdV la méthode du *maximum de l’enveloppe*.

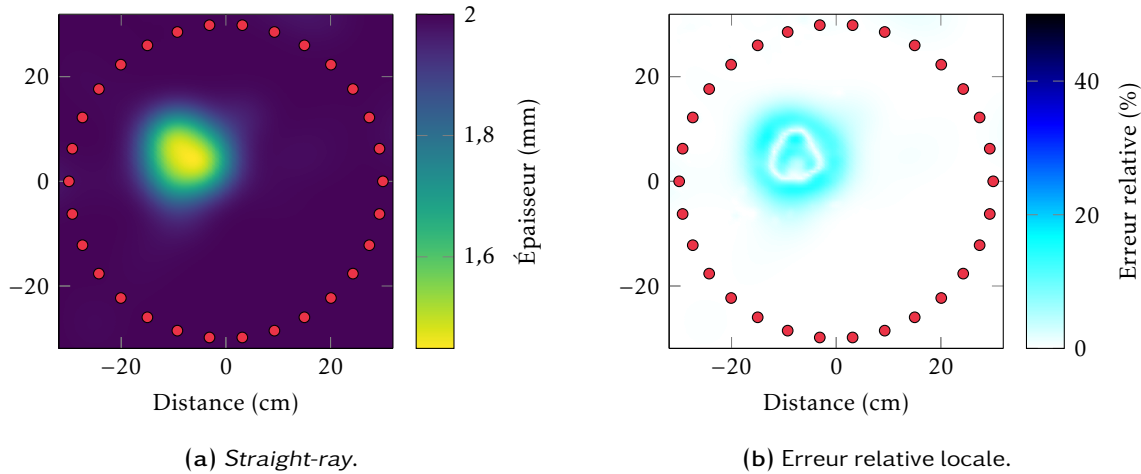


FIGURE 4.7 – Tomographie active utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode *temps-fréquence*.

méthode par *compensation de dispersion basique*. Mais l'inverse aurait pu se produire (ce qui sera d'ailleurs le cas pour la tomographie en temps de vol passive). En effet, l'erreur, pour ces méthodes, a un écart type assez élevé lorsque l'on répète les reconstructions tomographiques (pour les mêmes données) dans le cas d'un défaut relativement diffusant. Cela est dû au comportement de saut des TdV le long d'une projection (illumination) déjà précédemment identifié sur la figure 2.20 dans la section 2.1.3. Les deux autres méthodes (*maximum de l'enveloppe* et *temps-fréquence*) ayant un comportement continu le long d'une projection (illumination) fournissent des images de manière beaucoup plus reproductible.

Une fois de plus, cette étude semble indiquer que la méthode *temps-fréquence* permet d'obtenir les TdV les plus fiables. Cela est confirmé ci-dessous pour la tomographie en temps de vol passive.

4.2.2 Tomographie passive

Nous présentons ici des résultats de tomographie en temps de vol utilisant en données d'entrée des signaux passifs issus du *FIP*. La configuration expérimentale est présentée à la section 4.1.3. Dans une première partie, seul le flou gaussien et le seuil physique sont appliqués aux images. Ceci permet de présenter des reconstructions de tomographies passives comparables à celles étudiées précédemment en actif. La deuxième partie présente une méthode de régularisation supplémentaire qui s'avère très efficace quand elle est appliquée à la tomographie passive.

4.2.2.1 Image brute (flou gaussien + seuil physique)

Cette première partie sur la tomographie en temps de vol passive vise à étudier la performance des différents algorithmes de détection de TdV , comme pour la section 4.2.1, mais cette fois sur des signaux passifs expérimentaux issus du *FIP*. Comme pour la partie précédente, des reconstructions de tomographie sont présentées pour les quatre types de détections de TdV . Les images issues de l'algorithme *straight-ray* sont visibles sur les figures 4.8a, 4.9a, 4.10a et 4.11a. Les reconstructions semblent globalement plus bruitées qu'en actif (voir section 4.2.1). En revanche, comme précédemment, la reconstruction est de meilleure qualité dans le cas de l'utilisation de la méthode *temps-fréquence* (voir figure 4.11a). Les cartographies d'erreurs relatives locales (voir figures 4.8b, 4.9b, 4.10b et 4.11b) et les erreurs relatives globales (voir tableau 4.2) confirment cela.

Notons que, comme énoncé précédemment dans la section 4.2.1, cette fois la méthode par *compensation de dispersion intelligente* fournit une meilleure reconstruction que la méthode par *compensation de dispersion basique*. Rappelons que ces résultats sont peu reproductibles pour les méthodes par compensation de dispersion tandis que, lorsque l'on répète les tomographies sur le même jeu de données pour les méthodes du maximum de l'enveloppe ou temps-fréquence, les reconstructions de tomographie sont reproductibles. Ici, « reproductible » signifie qu'en appliquant plusieurs fois l'algorithme de tomographie sur le même jeu de données, le résultat ne varie que très peu d'une reconstruction à l'autre. Rappelons

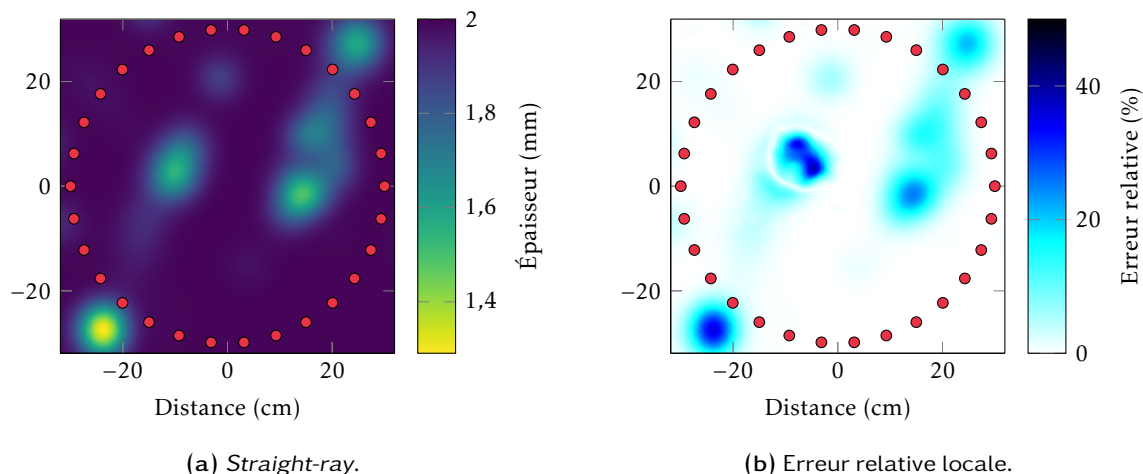


FIGURE 4.8 – Tomographie passive utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode de compensation de dispersion basique.

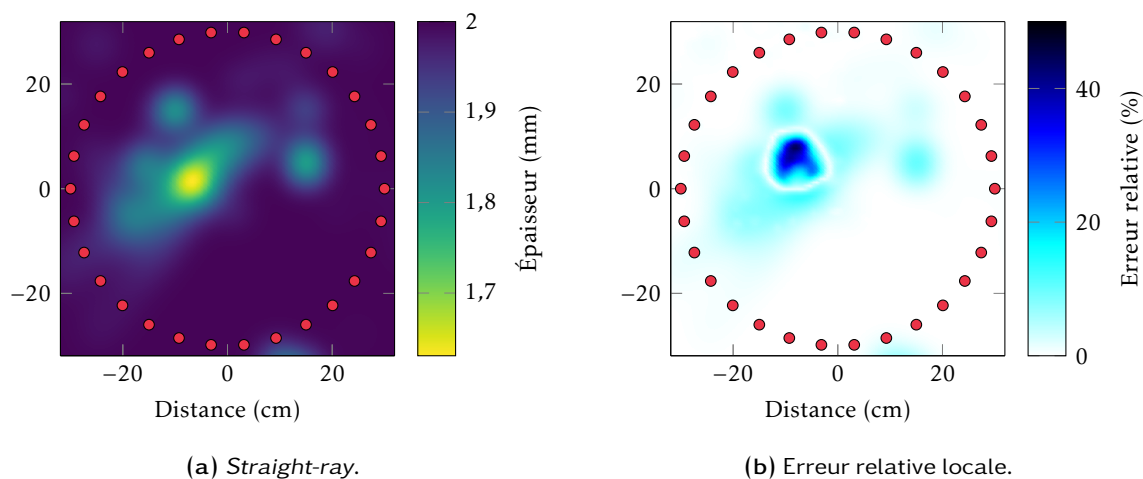


FIGURE 4.9 – Tomographie passive utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode de compensation de dispersion intelligente.

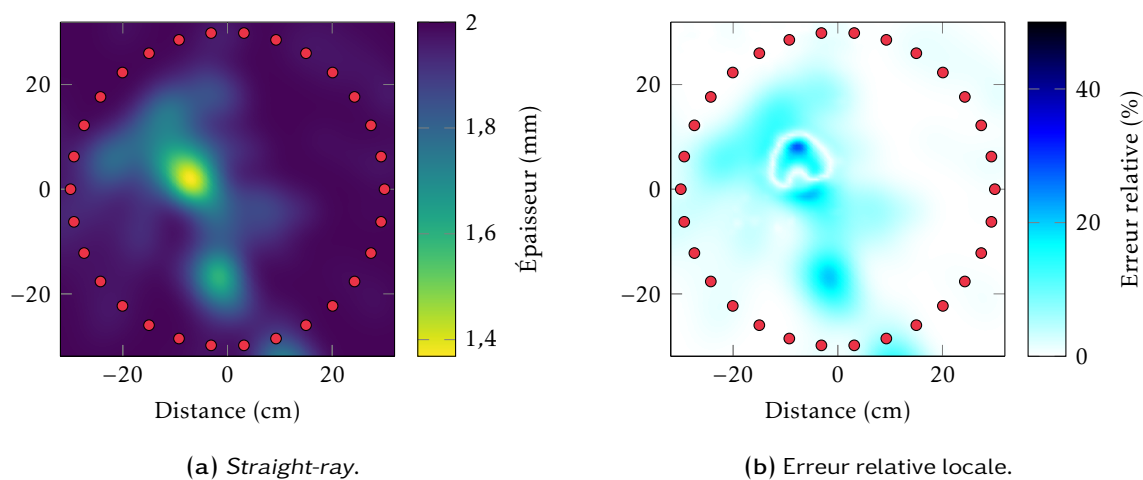


FIGURE 4.10 – Tomographie passive utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode du maximum de l'enveloppe.

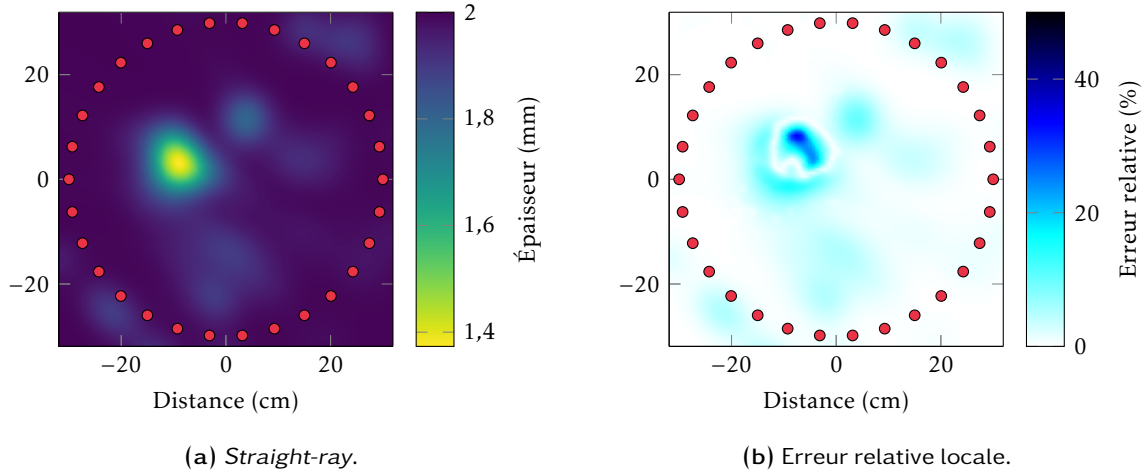


FIGURE 4.11 – Tomographie passive utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode temps-fréquence.

que le fait d'obtenir des résultats différents pour un même jeu de données est dû à l'aspect sous-déterminé du problème. Il existe donc une infinité de solutions. L'algorithme étant itératif et choisissant l'ordre des projections de manière aléatoire, en répétant l'algorithme sur un même jeu de donnée, nous ne tombons que très rarement sur la même solution. Plus les données sont de mauvaise qualité, plus la reproductibilité sera mauvaise.

4.2.2.2 Régularisation

Lorsque l'on utilise une image de tomographie en temps de vol comme image de référence pour HARBUT, celle-ci doit être la plus « propre » possible. Le bruit visible sur les figures 4.8a, 4.9a, 4.10a et 4.11a sera potentiellement la source de divergence d'HARBUT pour les itérations suivant la tomographie en temps de vol (l'approximation de BORN étant violée). Nous mettons donc ici en place une méthode de régularisation supplémentaire développée dans le cadre de cette thèse.

Définissons e_{ij} l'élément ij de l'image, calculé à un instant du processus de tomographie. Ici, l'élément est homogène à une lenteur de groupe (cas de la tomographie en temps de vol), mais nous verrons plus loin qu'il est également possible de travailler avec la fonction objet lorsque cette régularisation est couplée à HARBUT. \bar{e} correspond à la référence de la régularisation. Cette référence vaut la valeur de la lenteur de groupe plaque saine. La régularisation consiste à « ramener », au fur et à mesure des itérations, la valeur des éléments de l'image vers la référence, selon l'équation suivante :

$$e'_{ij} = \bar{e} + \frac{e_{ij} - \bar{e}}{\left(1 + \frac{1}{z_{ij}^2}\right)^{\frac{\alpha}{2}}}, \quad (4.1)$$

avec α une constante permettant de définir la force de la régularisation et z_{ij} défini de la manière suivante :

$$\begin{cases} z_{ij} = \frac{|e_{ij} - \bar{e}|}{\epsilon}, \\ \epsilon = \beta' \bar{e}. \end{cases} \quad (4.2)$$

Enfin, β' est défini comme suit :

$$\beta' = \begin{cases} \beta & \text{si } |e_{ij} - \bar{e}| < \beta \bar{e}, \\ \frac{1}{2} \beta \left[1 - \cos\left(\pi \frac{|e_{ij} - \bar{e}| - \gamma \beta \bar{e}}{(1-\gamma) \beta \bar{e}}\right) \right] & \text{si } \beta \bar{e} \leq |e_{ij} - \bar{e}| < \gamma \beta \bar{e}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.3)$$

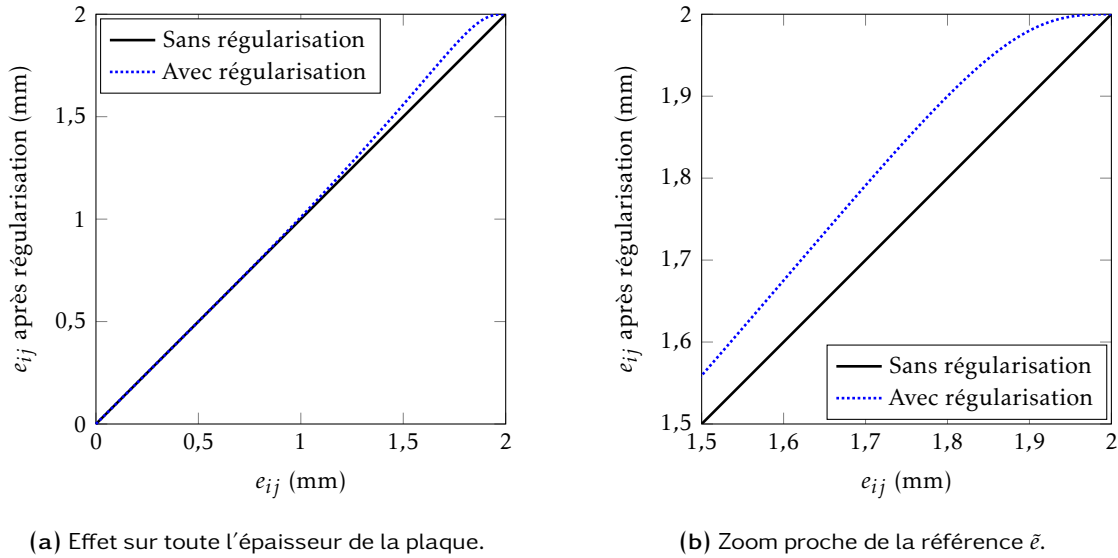


FIGURE 4.12 – Effet de la régularisation pour une plaque de 2 mm ($\beta = 0.1$, $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$).

β et γ sont deux constantes fixant les limites de la régularisation. La première constante β est un seuil correspondant à un pourcentage de la référence \bar{e} . Il doit être fixé par rapport au niveau de bruit de l'image, qui varie selon l'application. Dans notre cas nous le fixons à 10 %, ainsi $\beta = 0.1$. Plus la valeur de β est élevée, plus le bruit contenu dans l'image est réduit. En revanche, cela implique aussi que les potentiels défauts de taille inférieure à ce seuil seront très mal ou même pas du tout imagés. La deuxième constante γ fixe la limite pour laquelle il n'y a plus de régularisation. Nous la fixons de telle sorte qu'à 90 % les éléments de l'image ne soient plus affectés par la régularisation. Ainsi, en ayant fixé $\beta = 0.1$, la deuxième constante vaut : $\gamma = 9$. Enfin, nous fixons la force de la régularisation comme suit : $\alpha = 2$. En pratique, cela veut dire que nous « ramenons » de moitié vers la référence les valeurs des éléments e_{ij} étant égaux à $\bar{e} - \beta\bar{e}$.

Afin de mieux visualiser l'effet que peut avoir une telle régularisation, la courbe correspondant à l'équation (4.1) est tracée sur la figure 4.12. Cette courbe est ramenée à l'épaisseur d'une plaque de 2 mm, cela étant plus probant qu'une lenteur de groupe. Les effets évoqués précédemment sont visibles sur ces courbes : sous la valeur du seuil β la régularisation est forte, en revanche, au dessus de β , celle-ci faiblit rapidement. En effet, pour la valeur β (1,8 mm) la régularisation « ramène » de 50 % vers la référence \bar{e} , pour 2β (1,6 mm) de 18,7 %, pour 3β (1,4 mm) de 7,5 %, pour 4β (1,2 mm) de 2,9 % et enfin pour 9β (0,2 mm) de 0 % puisque c'est ce qui avait été décidé en fixant $\alpha = 9$.

Les effets d'une telle régularisation sont testés sur des tomographies en temps de vol pour les mêmes configurations que celles des figures 4.8 à 4.11. Les figures 4.13a, 4.14a, 4.15a et 4.16a présentent ces reconstructions de tomographie. De nouveau les échelles de couleurs sont semblables pour les quatre cartographies d'erreurs relatives locales (figures 4.13b, 4.14b, 4.15b et 4.16b) afin de simplifier la comparaison. En comparant ces résultats aux figures 4.8 à 4.11 nous observons que la régularisation améliore les reconstructions. Les images contiennent moins de bruit là où la plaque est saine.

Enfin, le tableau 4.2 récapitule les erreurs relatives globales et maximales pour chacune des reconstructions de tomographie en temps de vol appliquées aux signaux passifs issus du FIP. Notons que l'amélioration n'est pas significative pour les méthodes par compensation de dispersion (l'erreur maximale est même plus élevée). Comme expliqué précédemment, cela est dû à la non reproductibilité des reconstructions tomographiques au fur et à mesure des itérations. En revanche, la régularisation est très efficace dès lors que les corrections apportées à l'image (au niveau du défaut) se répètent. En effet, c'est le cas ici pour la méthode du *maximum de l'enveloppe* et la méthode *temps-fréquence*. Notons un petit bémol pour la méthode du *maximum de l'enveloppe* qui voit augmenter son erreur relative maximale.

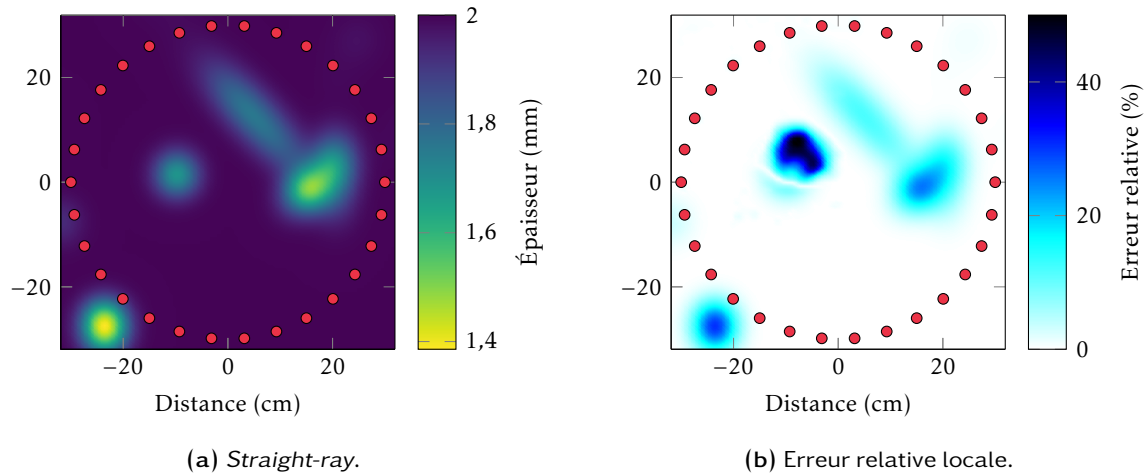


FIGURE 4.13 – Tomographie passive (avec régularisation) utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode de compensation de dispersion basique.

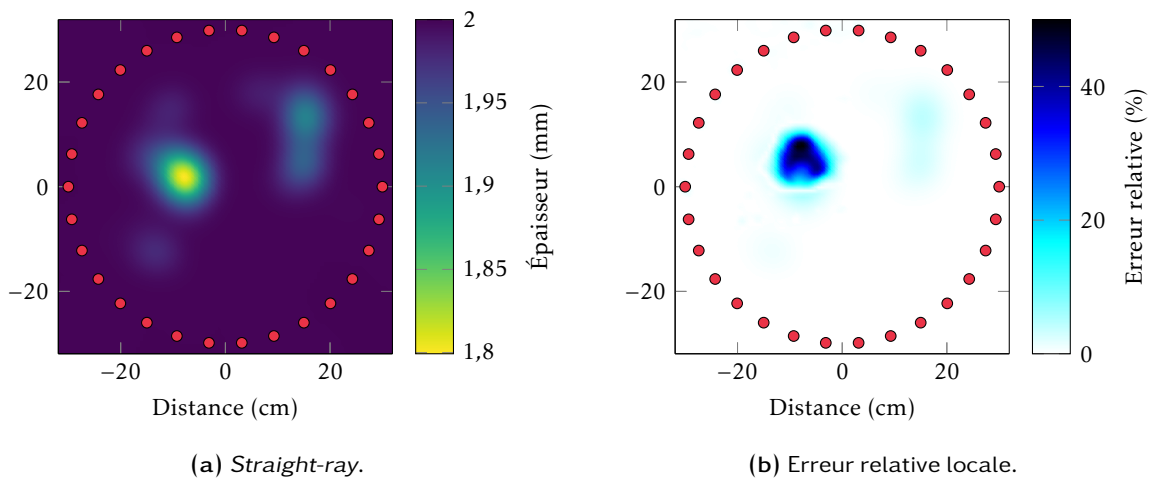


FIGURE 4.14 – Tomographie passive (avec régularisation) utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode de compensation de dispersion intelligente.

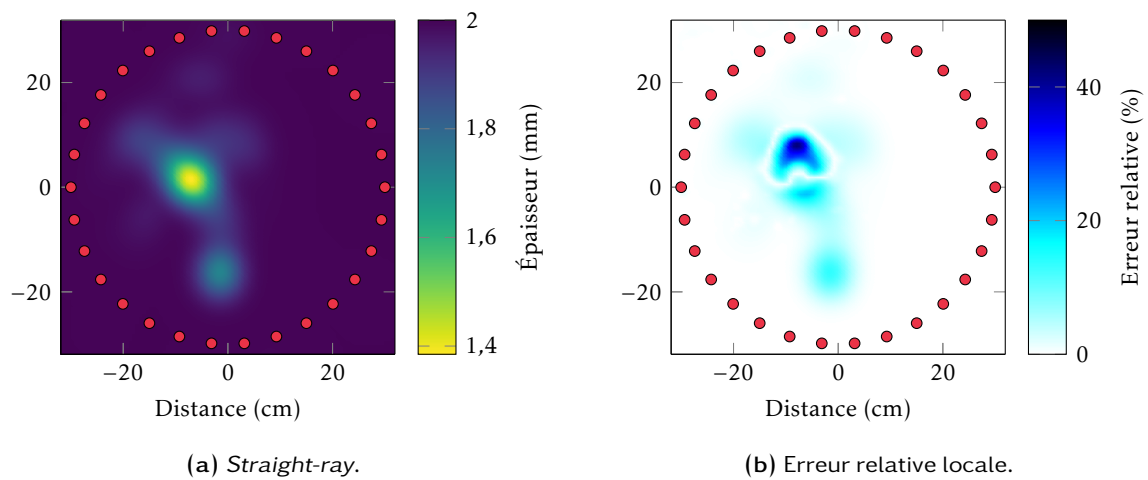


FIGURE 4.15 – Tomographie passive (avec régularisation) utilisant pour l'algorithme de détection de TdV la méthode du maximum de l'enveloppe.

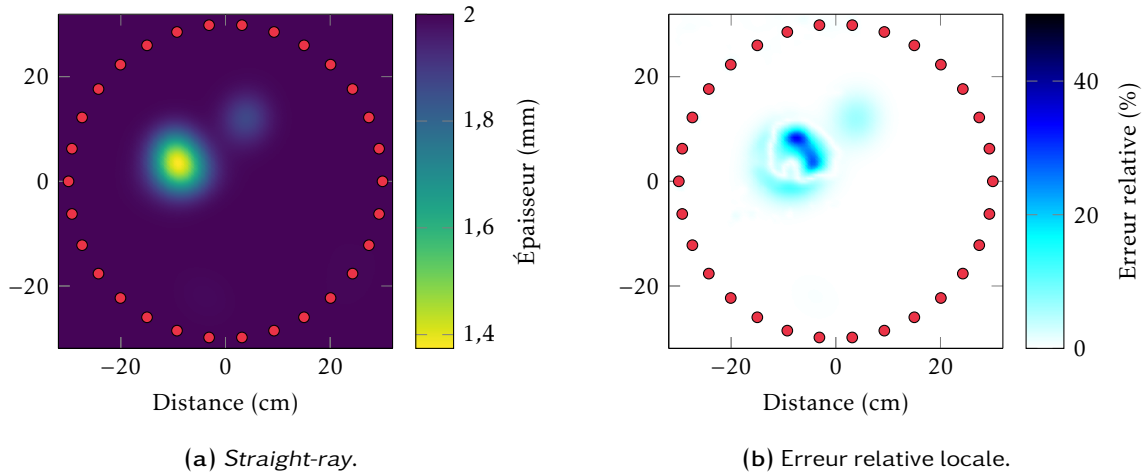


FIGURE 4.16 – Tomographie passive (avec régularisation) utilisant pour l'algorithme de détection de TbV la méthode *temps-fréquence*.

	<i>Comp disp basique</i>	<i>Comp disp intell</i>	<i>Max env</i>	<i>Temps-fréquence</i>
Erreurs relatives globales sans régularisation	4,65 %	2,82 %	3,72 %	2,30 %
Erreurs relatives maximales sans régularisation	39,47 %	44,95 %	27,93 %	33,63 %
Erreurs relatives globales avec régularisation	4,55 %	2,76 %	2,39 %	1,60 %
Erreurs relatives maximales avec régularisation	53,13 %	51,54 %	42,41 %	33,71 %

TABLEAU 4.2 – Présentation des erreurs relatives globales et des erreurs relatives maximales des différentes reconstructions tomographiques (*straight-ray* passif) des figures 4.8 à 4.11 (sans régularisation) et des figures 4.13 à 4.16 (avec régularisation).

4.2.3 Conclusion sur la tomographie en temps de vol

Que ce soit dans le chapitre 2 pour des données issues de la simulation ou dans le présent chapitre pour des données expérimentales, la méthode *temps-fréquence* fournit la meilleure identification de temps de vol. Cette conclusion est valable que ce soit pour la tomographie active ou encore plus pour la tomographie passive. Nous utiliserons donc dans la suite de ce chapitre seulement cette méthode pour calculer les tomographies en temps de vol nécessaires au processus d'HARBUT.

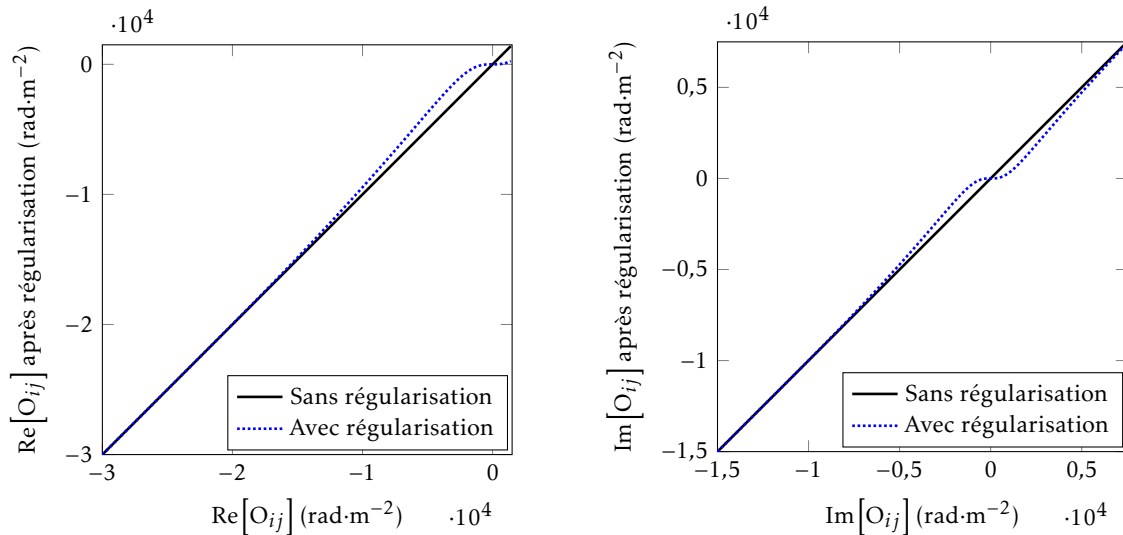
La méthode de régularisation proposée dans la section 4.2.2.2 permet d'obtenir un fond de l'image de tomographie en temps de vol (partie saine) « propre ». Cela sera indispensable dans le cas de la tomographie passive utilisant HARBUT puisque les signaux passifs ne sont jamais d'aussi bonne qualité que des signaux usuels (issus d'acquisitions actives).

4.3 HARBUT

Nous présentons ici les résultats principaux de cette thèse, à savoir des tomographies actives et passives expérimentales en utilisant HARBUT.

Les différents flous gaussiens (permettant d'adapter la résolution) et seuils physiques sont appliqués lors du processus de tomographie comme expliqué au chapitre 2.

A la fin de chaque itération d'HARBUT, une régularisation similaire à celle présentée pour la tomographie en temps de vol (voir équation (4.1)) est appliquée (ou non selon le cas) à la fonction objet. En théorie, cette dernière est censée être réelle et négative. En pratique, elle est complexe et sa partie



(a) Effet sur la partie réelle de la fonction objet $O(x)$. (b) Effet sur la partie imaginaire de la fonction objet $O(x)$.

FIGURE 4.17 – Effet de la régularisation pour HARBUT ($\beta = 0.1$, $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$).

imaginaire n'est pas négligeable. Nous effectuons donc la régularisation à la fois sur la partie réelle mais aussi sur la partie imaginaire. En revanche, lors du passage en vitesse de phase puis en épaisseur, nous utilisons seulement la partie réelle. L'ordre de grandeur de la fonction objet $O(x)$ et sa régularisation (pour le défaut expérimental traité ici) sont donnés sur la figure 4.17. La figure 4.17a permet de vérifier que la partie réelle est principalement négative tandis que la figure 4.17b montre bien que la partie imaginaire n'est pas négligeable en pratique.

Toutes les tomographies de cette section auront pour première itération une image de tomographie en temps de vol (utilisant la méthode *temps-fréquence*) de type *straight-ray* avec régularisation. Les paramètres de cette régularisation (voir section 4.2.2.2) sont les suivants : $\beta = 0.1$ (seuil du bruit dans l'image), $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$ (force de la régularisation).

En revanche pour HARBUT, nous utiliserons trois types de régularisation sur la fonction objet :

- n° 1 - Aucune régularisation. Cela permet d'étudier le comportement brut d'HARBUT.
- n° 2 - $\beta = 0.1$, $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$. Régularisation étudiée pour les tomographies actives et passives.
- n° 3 - $\beta = 0.15$, $\gamma = 6$ et $\alpha = 2$. Régularisation plus intense permettant notamment de faire converger la tomographie passive utilisant la CBA dans le cas d'un bruit ambiant violant l'hypothèse d'équipartition.

Une première partie étudie la tomographie classique (active) qui joue le rôle de référence pour la partie suivante (passif). Les performances de la tomographie passive sont ainsi analysées de manière quantitative dans une seconde partie. Notamment, sont étudiés le cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition puis celui d'un bruit violant l'hypothèse d'équipartition. Ces études permettent de prouver les avantages du FIP vis à vis de la CBA pour une telle configuration.

4.3.1 Tomographie active

Cette première partie vise à établir une référence en tomographie classique pour, par la suite, avoir un élément de comparaison permettant d'évaluer les performances de la tomographie passive.

La configuration, et notamment le type d'acquisition, a été présentée à la section 4.1.2 pour la tomographie classique. Rappelons que nous travaillons à 20,4 kHz avec le mode A_0 et 30 capteurs. La longueur d'onde correspondante pour une plaque d'aluminium de 2 mm est de 31 mm.

Une première image est présentée sur la figure 4.18 pour le type de régularisation n° 1 (i.e. sans régularisation). Cette image présente un fond légèrement bruité, ce qui se vérifie sur la cartographie d'erreur relative locale visible sur la figure 4.18b. En revanche, au niveau du défaut, la reconstruction de tomographie est de relativement bonne qualité par rapport aux tomographies en temps de vol étudiées

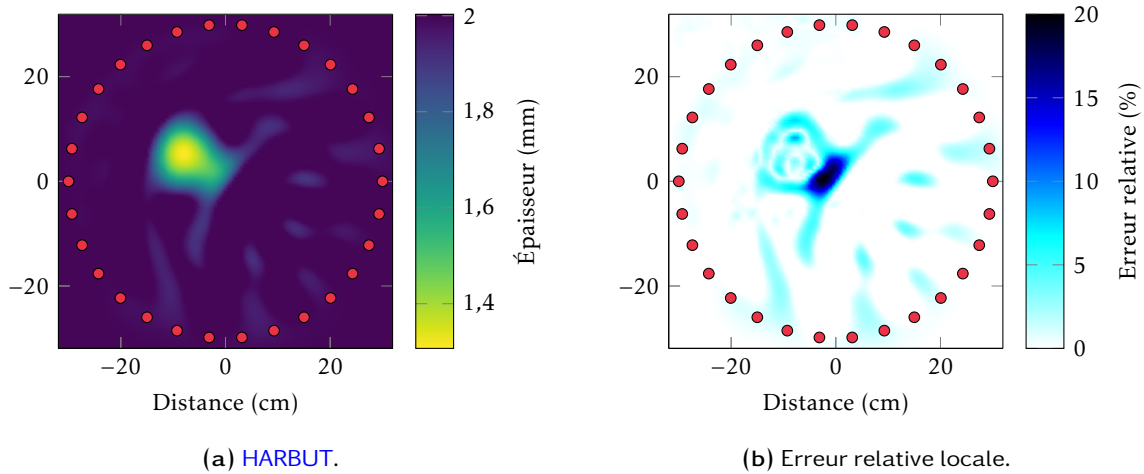


FIGURE 4.18 – Tomographie active utilisant HARBUT sans régularisation (n° 1). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. 10 itérations avant convergence.

précédemment. En raison du fond bruité, HARBUT n'améliore pas significativement l'erreur relative globale par rapport à la tomographie en temps de vol (voir tableau 4.3).

		<i>Straight-ray</i>	HARBUT
Régularisation n° 1	Erreurs relatives globales	1,67 %	1,43 %
	Erreurs relatives maximales	17,42 %	19,94 %
Régularisation n° 2	Erreurs relatives globales	1,60 %	0,46 %
	Erreurs relatives maximales	18,05 %	7,95 %

TABLEAU 4.3 – Erreurs relatives globales et maximales des différentes reconstructions de tomographies actives des figures 4.18 à 4.20.

Afin de profiter du potentiel d'HARBUT pour des configurations utilisant si peu de capteurs, la méthode de régularisation (n° 2) présentée précédemment est utilisée. La figure 4.19 présente les résultats. Nous observons une nette amélioration par rapport à la figure 4.18. Le fond ne présente plus d'artefacts (voir figure 4.19b) et l'erreur relative globale présentée dans le tableau 4.3 est nettement réduite.

Notons que le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre la convergence est passé de 10 à 6. Ce phénomène est généralement dû à une meilleure gestion des artefacts par l'algorithme. En effet, nous avons observé que les reconstructions nécessitant un grand nombre d'itérations présentaient généralement des artefacts.

Enfin, la figure 4.20 présente différentes coupes des tomographies actives des figures 4.18a et 4.19a. Notons que les tomographies issues de *straight-ray* sont relativement reproductibles. Si une autre méthode de détection de TdV avait été utilisée, l'écart entre les coupes aurait été plus marqué. Le positionnement de ces coupes est visible sur l'image de référence (voir figure 4.2) obtenue à l'aide d'un scan ultrasonore en immersion.

4.3.2 Tomographie passive

Maintenant que le comportement d'HARBUT est connu dans le cas de la tomographie active, nous allons comparer ces résultats à des reconstructions en tomographie passive. La configuration et le type d'acquisition ont été présentés à la section 4.1.3. Contrairement au cas actif où la fréquence de travail était 20,4 kHz (correspondant au maximum de sensibilité du transducteur PZT), ici nous travaillons à

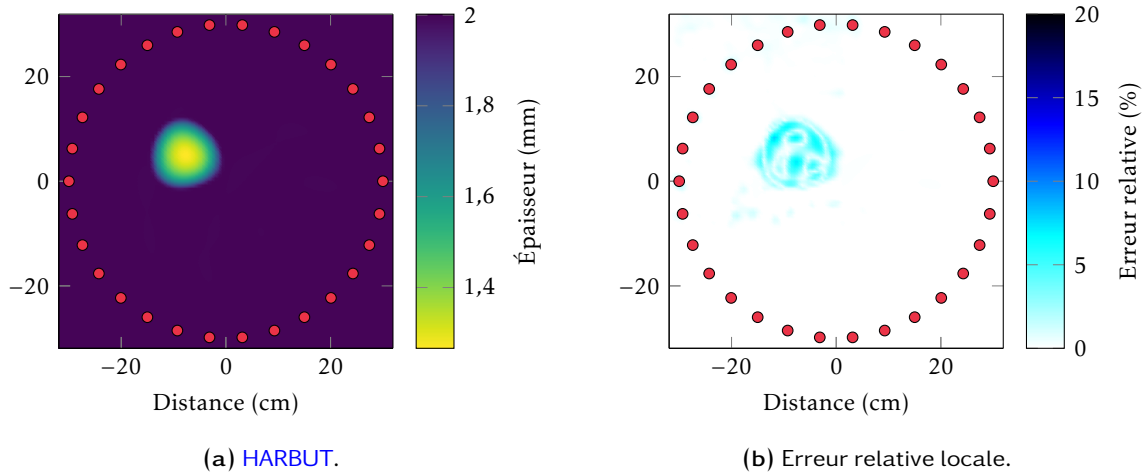


FIGURE 4.19 – Tomographie active utilisant HARBUT avec régularisation (n° 2). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. 6 itérations avant convergence.

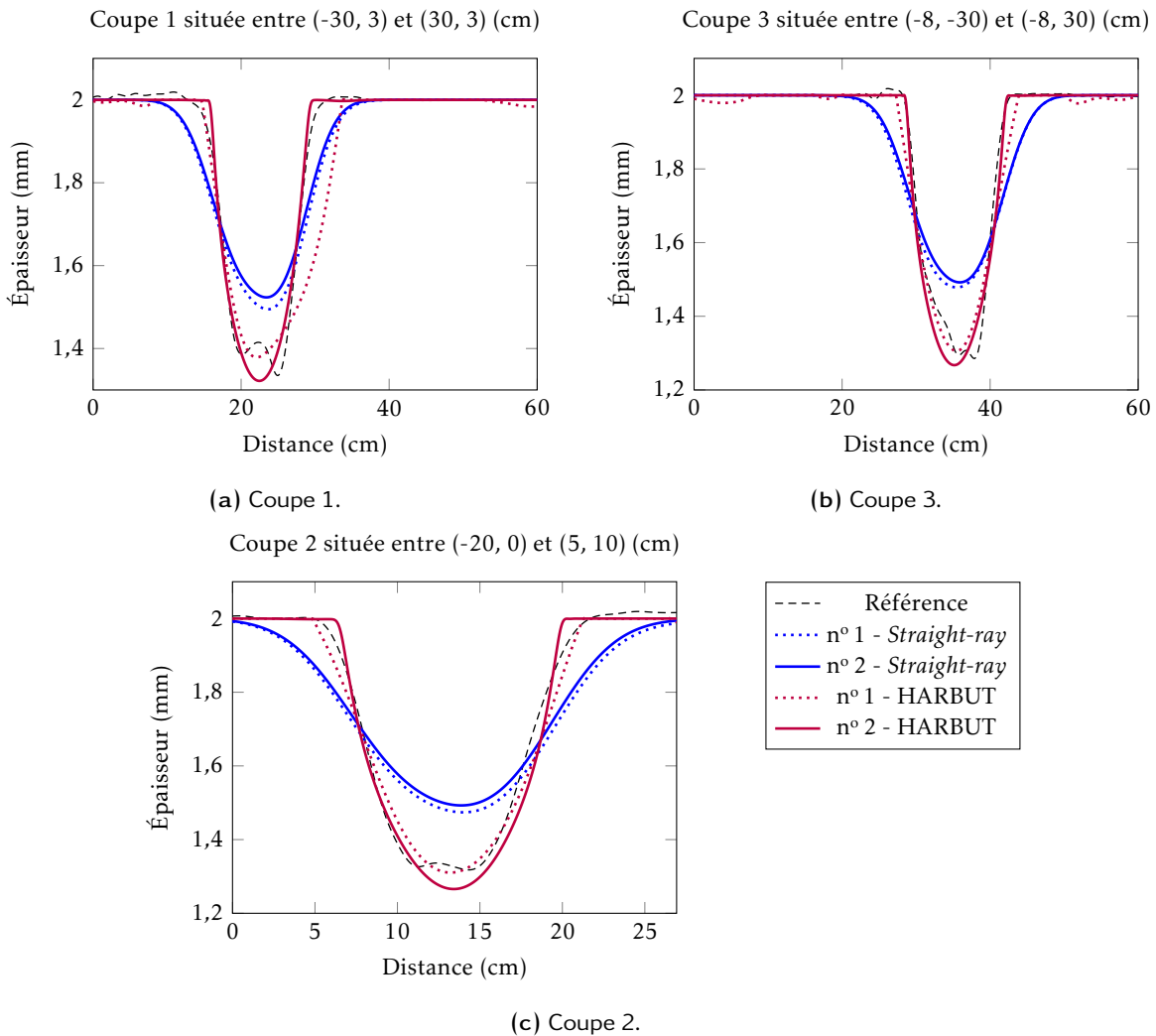


FIGURE 4.20 – Coupes des figures 4.18 et 4.19 (tomographies actives). Les localisations de ces coupes sont visibles sur la figure 4.2. Le n° 1 correspond à la figure 4.18 (sans régularisation pour HARBUT) et le n° 2 correspond à la figure 4.19 (avec régularisation pour HARBUT).

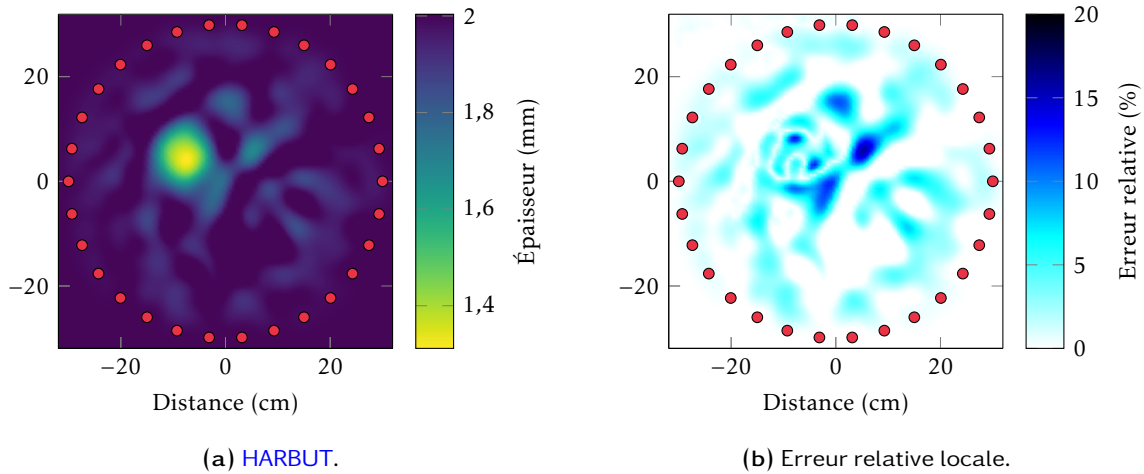


FIGURE 4.21 – Tomographie passive (CBA) utilisant HARBUT sans régularisation (n° 1). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation (dont on peut voir la coupe sur la figure I.1). 4 itérations avant convergence.

30 kHz¹ (correspondant au maximum d'énergie mesurée) avec le mode A₀ et 30 capteurs.

Nous étudions dans un premier temps, pour la CBA et FIP, le cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition puis le cas d'un bruit ambiant violant l'hypothèse d'équipartition.

4.3.2.1 Cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition

La corrélation de bruit ambiant Comme pour la tomographie classique, commençons à étudier le comportement d'HARBUT sans régularisation (n° 1) et cela pour la CBA. La figure 4.21 présente la reconstruction de tomographie et l'erreur relative locale. Le fond est plus bruité que dans le cas de la tomographie classique, ce qui est cohérent puisque les signaux passifs sont toujours plus bruités que des signaux usuels. En raison de ces artefacts sur le fond, bien que le défaut soit mieux reconstruit qu'avec la tomographie en temps de vol (voir figure I.1), l'erreur relative globale est plus élevée pour HARBUT que pour *straight-ray* (voir tableau 4.4).

		<i>Straight-ray</i>	HARBUT
Régularisation n° 1	Erreurs relatives globales	1,86 %	1,97 %
	Erreurs relatives maximales	42,00 %	16,02 %
Régularisation n° 2	Erreurs relatives globales	1,90 %	0,60 %
	Erreurs relatives maximales	41,39 %	10,30 %

TABLEAU 4.4 – Erreurs relatives globales et maximales des différentes reconstructions de tomographies passives par CBA des figures 4.21, 4.22 et I.1. Cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition.

Pour remédier à ce problème d'artefacts, comme dans le cas de la tomographie classique, nous utilisons la méthode de régularisation n° 2. La reconstruction de tomographie est présentée sur la figure 4.22. Nous observons un fond beaucoup plus « propre », ce qui est confirmé par l'erreur relative locale présentée sur la figure 4.22b. La régularisation permet ainsi de supprimer quasiment totalement les artefacts de reconstruction. Ceci est aussi appuyé par l'erreur relative globale présentée dans le tableau 4.4. Nous atteignons pratiquement (pour les mêmes paramètres de régularisation) la qualité de reconstruction

1. Par curiosité, nous avons aussi travaillé à 20,4 kHz dans le cas de la tomographie passive. Les résultats sont sensiblement les mêmes. Cela se comprend aisément en comparant les longueurs d'ondes du mode A₀ pour ces deux fréquences : $\lambda_{20,4\text{kHz}} = 30,7\text{ mm}$ et $\lambda_{30\text{kHz}} = 25,1\text{ mm}$. La résolution spatiale théorique d'HARBUT pour cette configuration de 30 capteurs est de 2λ . Elle est ainsi inférieure à la taille du défaut ($\approx 100\text{ mm}$, voir figure 4.2) pour les deux fréquences. En revanche, un gain serait visible si l'on était capable d'imager les variations internes au défaut ($\approx 20\text{ mm}$), mais il faudrait alors une longueur d'onde de l'ordre de 10 mm, et donc travailler aux alentours de 160 kHz.

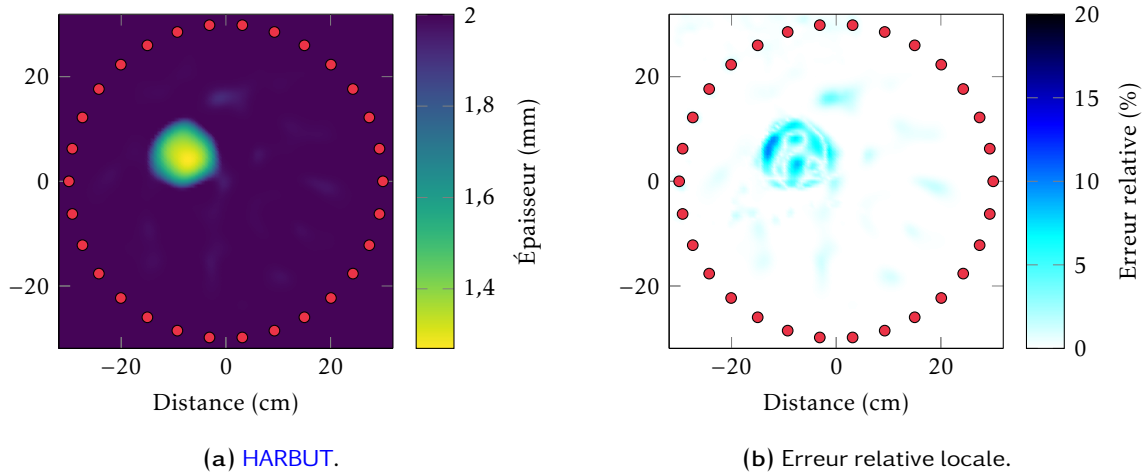


FIGURE 4.22 – Tomographie passive (CBA) utilisant HARBUT avec régularisation (n° 2). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. 5 itérations avant convergence.

que nous avons en actif. En effet, en actif l'erreur relative globale était de 0,46 % alors qu'en passif cette erreur atteint 0,6 %.

Si le lecteur est intéressé, les coupes présentées en annexe sur la figure I.1 permettent d'identifier facilement l'effet de la régularisation sur les artefacts de reconstruction.

Le filtre inverse passif La même démarche est adoptée dans le cas du FIP. La reconstruction de tomographie est présentée sur la figure 4.23a sans régularisation (n° 1) et sur la figure 4.24a avec régularisation (n° 2). Les erreurs relatives locales correspondantes sont visibles sur les figures 4.23b et 4.24b tandis que les coupes sont présentées en annexe sur la figure I.2.

Les différentes reconstructions sont de qualités similaires à celles issues de la CBA. Si l'on compare quantitativement ces résultats à l'aide des tableaux 4.4 et 4.5, nous identifions tout de même une légère amélioration par rapport à la CBA.

		<i>Straight-ray</i>	HARBUT
Régularisation n° 1	Erreurs relatives globales	1,55 %	1,76 %
	Erreurs relatives maximales	33,39 %	14,60 %
Régularisation n° 2	Erreurs relatives globales	1,59 %	0,58 %
	Erreurs relatives maximales	35,74 %	9,45 %

TABLEAU 4.5 – Erreurs relatives globales et maximales des différentes reconstructions de tomographies passives par FIP des figures 4.23, 4.24 et I.2. Cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition.

Rappelons que nous sommes dans le cas où l'hypothèse d'équipartition est vérifiée. Cela justifie que les qualités de reconstruction de tomographie soient similaires dans le cas de la CBA et dans celui du FIP. En revanche, nous verrons dans la section suivante que lorsque cette hypothèse n'est plus vérifiée, le FIP fournit de bien meilleures reconstructions.

4.3.2.2 Cas d'un bruit ambiant violant l'hypothèse d'équipartition

Étudions finalement l'effet d'un bruit ne respectant pas l'hypothèse d'équipartition sur des tomographies passives issues de la CBA et du FIP.

Lorsque nous sommes dans ces conditions, l'algorithme ne converge pas pour la CBA dans le cas de la méthode de régularisation n° 2 tandis qu'il converge pour le FIP. La reconstruction est fournie sur la figure 4.25. L'image de la figure 4.25a est légèrement plus bruitée que celle de la figure 4.24a mais le

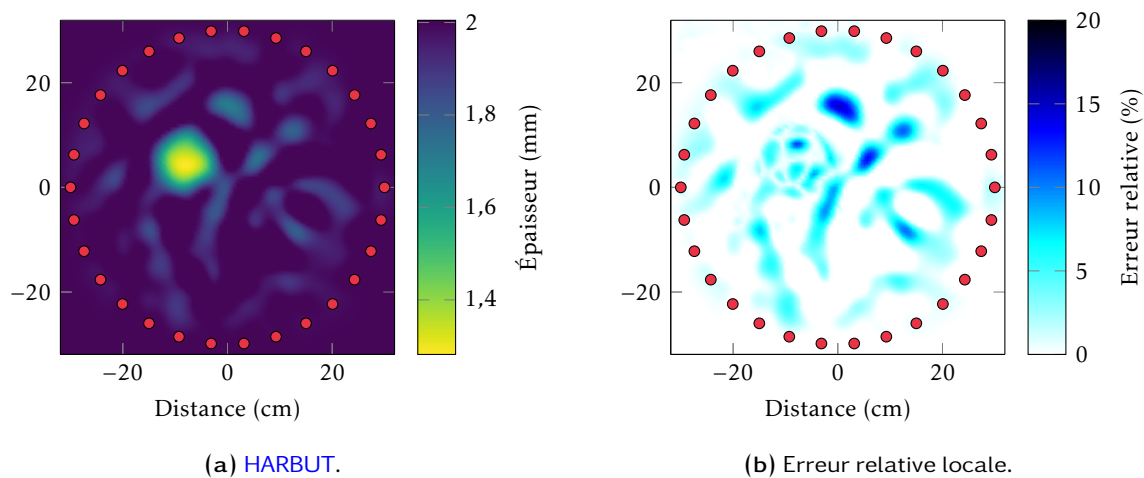


FIGURE 4.23 – Tomographie passive (FIP) utilisant HARBUT sans régularisation (n° 1). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. 5 itérations avant convergence.

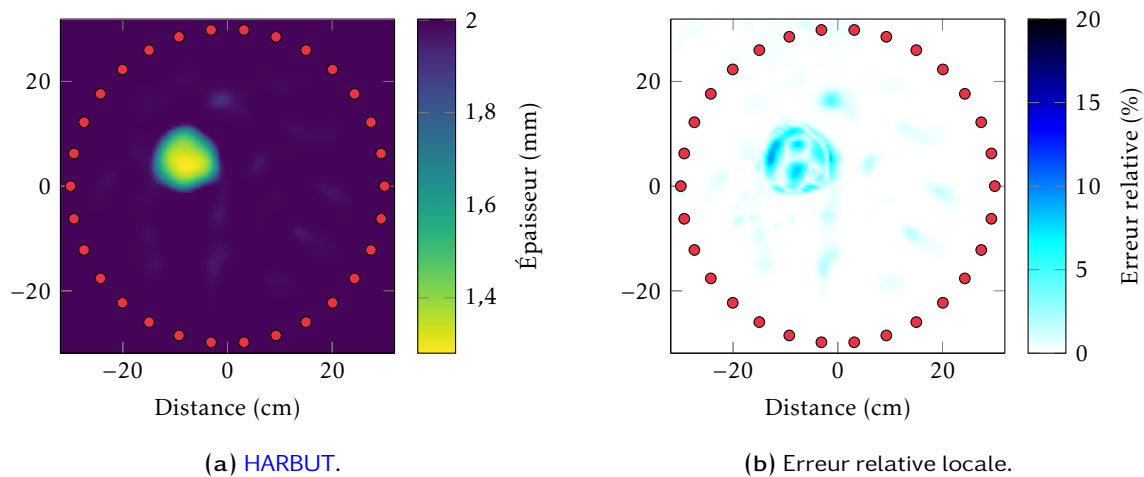


FIGURE 4.24 – Tomographie passive (FIP) utilisant HARBUT avec régularisation (n° 2). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. 5 itérations avant convergence.

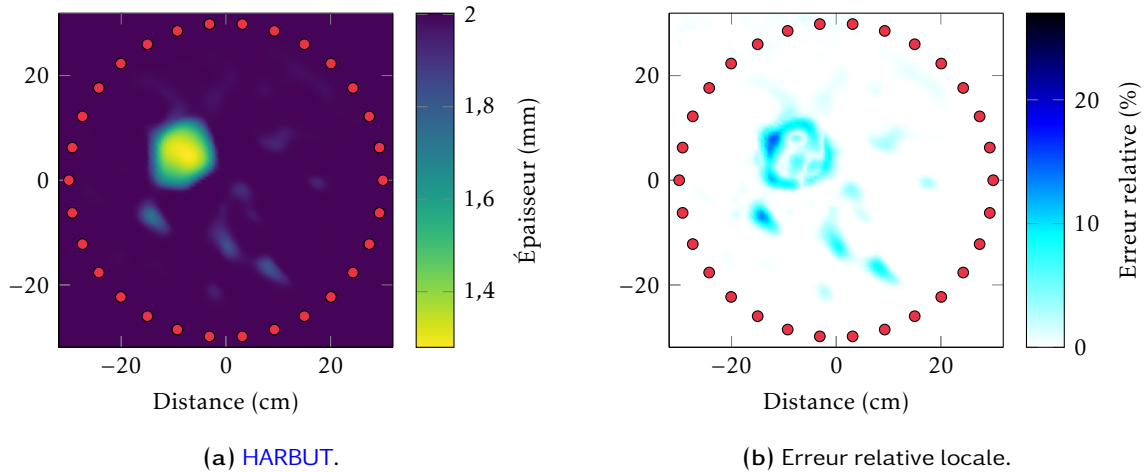


FIGURE 4.25 – Tomographie passive (FIP) utilisant HARBUT avec régularisation (n° 2). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. Cas du bruit ambiant en non-équipartition. 3 itérations avant convergence.

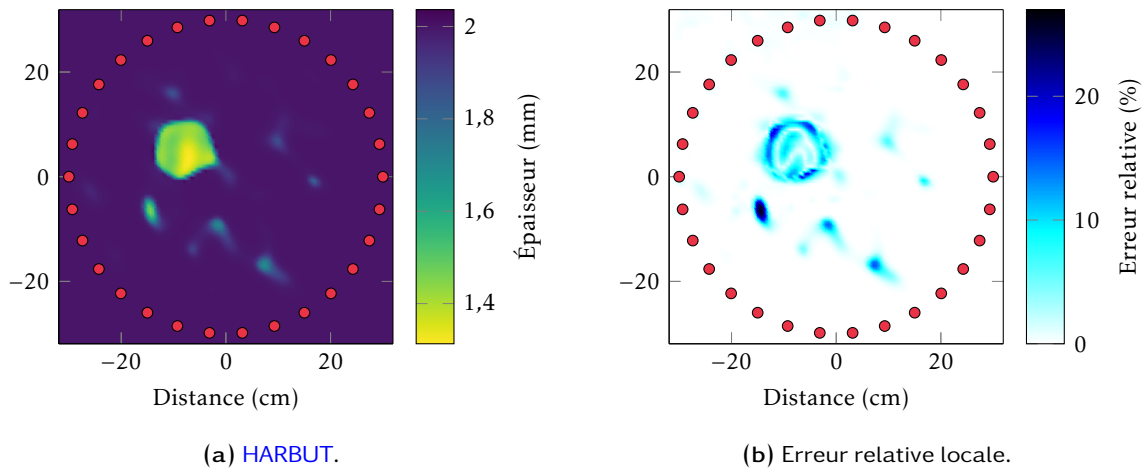


FIGURE 4.26 – Tomographie passive (CBA) utilisant HARBUT avec régularisation (n° 3). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. Cas du bruit ambiant en non-équipartition. 11 itérations avant convergence.

résultat reste tout à fait convenable.

En augmentant la régularisation (type n° 3 : $\beta = 0.15$, $\gamma = 6$ et $\alpha = 2$) dans le cas de la CBA, l'algorithme qui ne convergeait pas pour le type n° 2 s'est mis à converger. La figure 4.26 montre l'image de tomographie correspondante. L'image reste assez bruitée. Notons que le nombre d'itérations nécessaires à la convergence est de 11, ce qui peut être signe de divergences locales au niveau des artefacts comme nous l'avons expliqué plus haut pour la tomographie active. Cela étant, le fait que l'algorithme converge tout de même pour des conditions aussi défavorables (hypothèse d'équipartition violée pour la CBA) laisse à penser qu'HARBUT, couplé à la méthode de régularisation, est relativement robuste.

Finalement, le même type de régularisation (n° 3) est appliquée dans le cas de FIP. L'image résultante est visible sur la figure 4.27. En la comparant à la reconstruction de la figure 4.25 nous remarquons que cela améliore la qualité de l'image (au prix de ne pouvoir imager de trop petits défauts).

Les coupes des différentes reconstructions des figures 4.25 à 4.27 sont présentées sur la figure 4.28. Sur ces coupes, la CBA présente des oscillations qui montrent que cette méthode est moins viable que le FIP pour un bruit ambiant violant l'hypothèse d'équipartition. Cette remarque est importante pour réaliser de la tomographie passive et est confirmée par les erreurs relatives globales présentées dans le tableau 4.6.

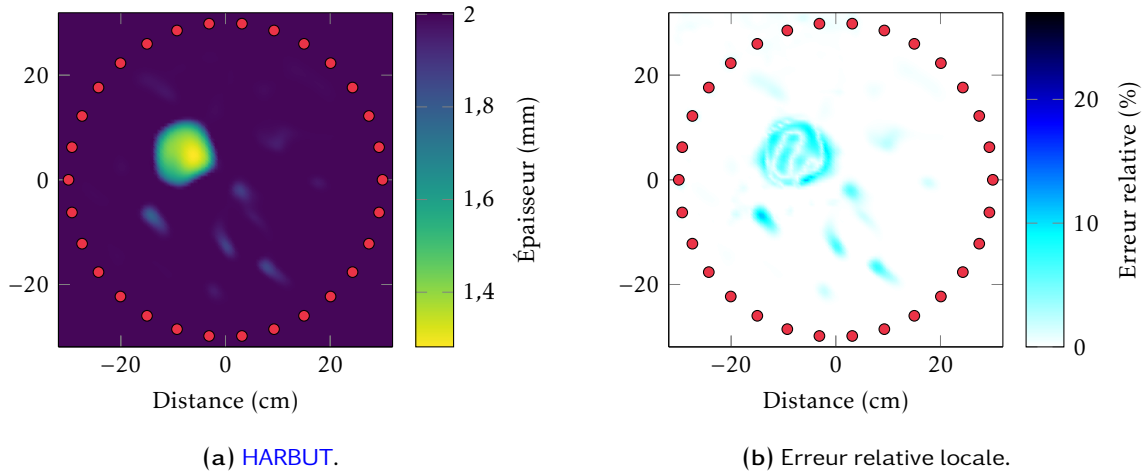


FIGURE 4.27 – Tomographie passive (FIP) utilisant HARBUT avec régularisation (n° 3). L'image de référence pour HARBUT est obtenue à l'aide de *straight-ray* avec régularisation. Cas du bruit ambiant en non-équipartition. 4 itérations avant convergence.

		<i>Straight-ray</i>	HARBUT
Régularisation n° 2 (CBA)	Erreurs relatives globales	2,11 %	diverge
	Erreurs relatives maximales	33,87 %	15,15 %
Régularisation n° 2 (FIP)	Erreurs relatives globales	1,71 %	1,13 %
	Erreurs relatives maximales	36,54 %	27,21 %
Régularisation n° 3 (CBA)	Erreurs relatives globales	1,89 %	1,46 %
	Erreurs relatives maximales	36,77 %	11,88 %
Régularisation n° 3 (FIP)	Erreurs relatives globales	1,93 %	0,8 %
	Erreurs relatives maximales	36,77 %	11,88 %

TABLEAU 4.6 – Erreurs relatives globales et maximales des différentes reconstructions de tomographies passives par FIP et CBA des figures 4.25 à 4.28. Cas d'un bruit ambiant ne respectant pas l'hypothèse d'équipartition.

4.4 Conclusions sur la tomographie passive

La tomographie passive a un réel potentiel lorsqu'elle est couplée au FIP lui fournissant les signaux passifs à partir du bruit ambiant. En effet, la tomographie utilise intrinsèquement beaucoup de capteurs, ce qui est aussi le cas du FIP si l'on veut tirer des avantages de la méthode. Ce couplage de méthodes permet notamment d'obtenir de très bonnes reconstructions de tomographie et cela même lorsque l'hypothèse d'équipartition du bruit ambiant est violée.

Toutes les tomographies utilisant HARBUT présentées dans ce manuscrit ont été réalisées à l'aide d'une seule fréquence (en monochromatique). Des tomographies polychromatiques ont été étudiées au cours de cette thèse mais cela n'améliorait pas significativement les reconstructions. De manière générale, la tomographie polychromatique utilise plus d'informations et donc améliore la reconstruction, mais seulement si elle est réalisée sur un spectre suffisamment large. Dans ces travaux, nous avons été très vite limité du fait de l'apparition du mode S_0 dont les réflexions viennent interférer avec le mode A_0 que nous exploitons. Il faudrait donc, soit travailler avec des pastilles plus petites (par exemple une pastille de diamètre 8 mm permettrait de ne pas être trop sensible à S_0 sous les 150 kHz), soit travailler avec un capteur seulement sensible au mode A_0 . Nous verrons au chapitre 5 que les FBG ne semblent pas sensible à ce mode pour cette configuration, mais aucune justification théorique n'est présentée. Il faudrait étudier cela plus en détail.

Nous verrons dans le chapitre suivant une première démonstration de reconstruction passive à l'aide de FBG, premier pas vers la tomographie passive à l'aide de ce type de capteurs.

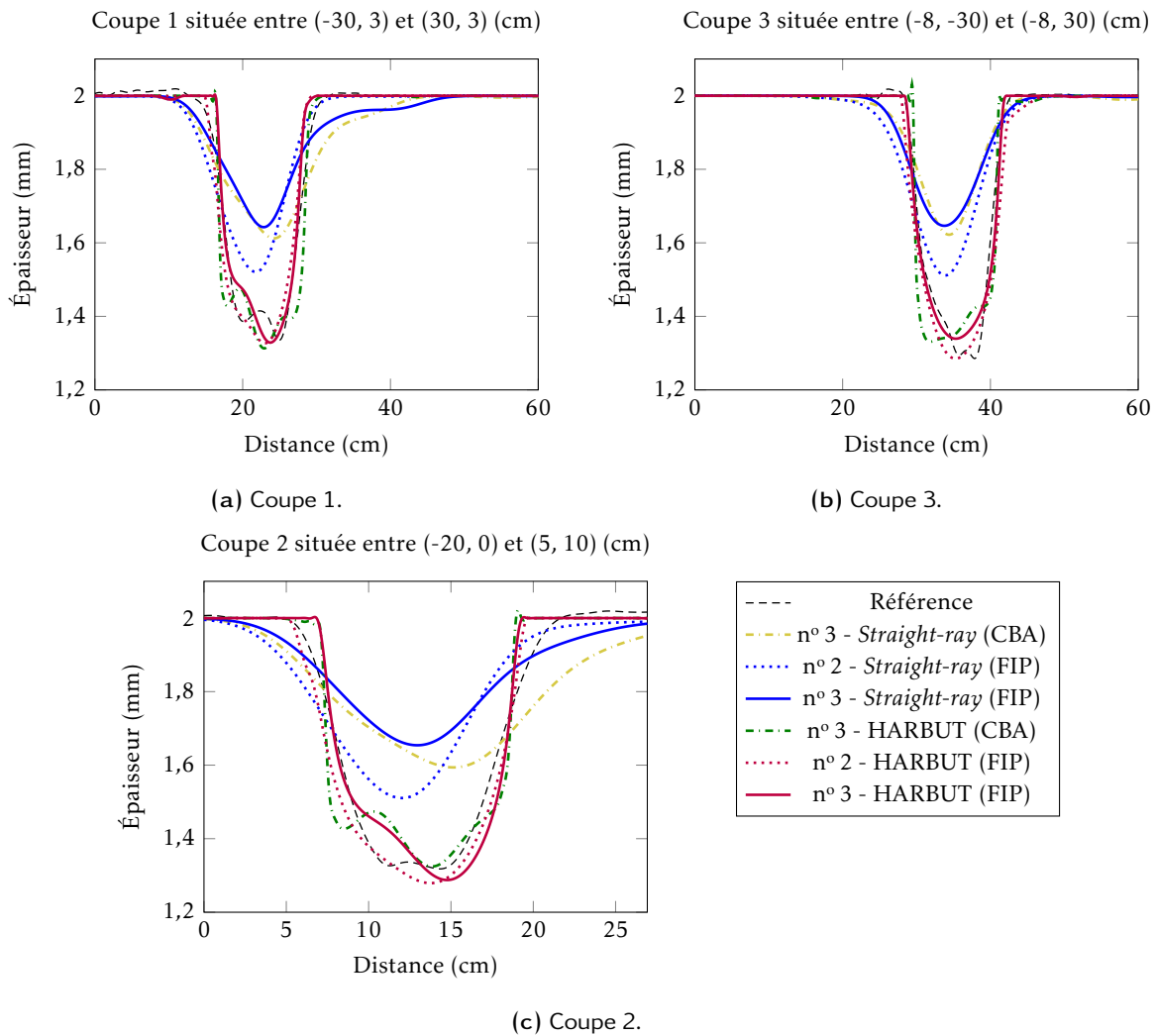


FIGURE 4.28 – Coupes des figures 4.25 à 4.27 (tomographies passives CBA et FIP). Les localisations de ces coupes sont visibles sur la figure 4.2. Cas d'un bruit ambiant en non-équipartition pour des régularisations de type n° 2 et n° 3.

Les réseaux de BRAGG sur fibre optique pour la tomographie passive

Sommaire du présent chapitre

5.1 Principe de mesure par réseaux de BRAGG	119
5.2 Comparaison actif-passif	121
5.3 Représentation temps-fréquence	124
5.3.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)	124
5.3.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2) - identification du module d'YOUNG	126
5.4 Conclusion	128

Le présent chapitre vise à montrer le potentiel de la tomographie passive par réseaux de BRAGG sur fibre optique. Rappelons que les travaux de cette thèse se sont notamment orientés vers la tomographie passive afin de pouvoir utiliser les **réseaux de BRAGG sur fibre optique (Fiber BRAGG Gratings en anglais) (FBG)** en remplacement des transducteurs **Titano-Zirconate de Plomb (PZT)**. En effet, les **FBG** sont légers, peu intrusifs, insensibles aux perturbations électromagnétiques et résistants aux environnements sévères. En revanche, ils ne peuvent pas émettre d'ondes, ce qui empêche de réaliser de la tomographie active.

Après la présentation du principe de mesure par **FBG**, des signaux actifs et passifs sont comparés dans le cas de l'utilisation d'un transducteur **PZT** (nécessaire pour émettre l'onde) et d'un **FBG**. Ces comparaisons sont réalisées pour différentes distances entre capteurs. Ensuite, des représentations temps-fréquence de signaux passifs entre deux **FBG** sont étudiées et comparées à des temps de vol théoriques. Enfin, parmi ces représentations, celles issues de spectrogrammes réalloués sont utilisées pour identifier le module d'YOUNG du matériau étudié. Ces différentes études pourront ainsi être comparées à celles réalisées au chapitre 3 dans le cas de l'utilisation de transducteurs **PZT**, ce qui soulignera le potentiel de la tomographie par **FBG**.

5.1 Principe de mesure par réseaux de BRAGG

Les fibres optiques peuvent être employées selon de nombreuses façons pour mesurer diverses grandeurs physiques telles que la température ou la déformation [137]. Nous nous intéressons aux **réseaux de BRAGG sur fibre optique (Fiber BRAGG Gratings en anglais) (FBG)**. Ce type de capteurs est utilisé en général pour mesurer des déformations de manière quasi-statique. Toutefois, diverses équipes de par le monde ont montré qu'il est possible de les interroger aussi à haute fréquence (de l'ordre du MHz), ce qui est compatible pour la mesure des ondes de LAMB [10]. Cela en fait un capteur très intéressant en **contrôle santé intégré (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM)**.

Un FBG est réalisé en gravant une variation périodique d'indice optique au sein du cœur de la fibre sur une distance de quelques millimètres. Le FBG a la propriété de réfléchir une longueur d'onde optique λ_{BRAGG} spécifique liée à la période de la gravure. Une déformation de la fibre optique au niveau du BRAGG entraîne une variation du pas de la gravure (période du réseau Λ) et donc de la longueur d'onde réfléchie. Il est ainsi possible de mesurer une onde de LAMB en suivant à haute cadence la longueur d'onde optique réfléchie au sein de la fibre, miroir direct de la déformation dynamique au niveau du BRAGG. Un schéma de principe est présenté sur la figure 5.1.

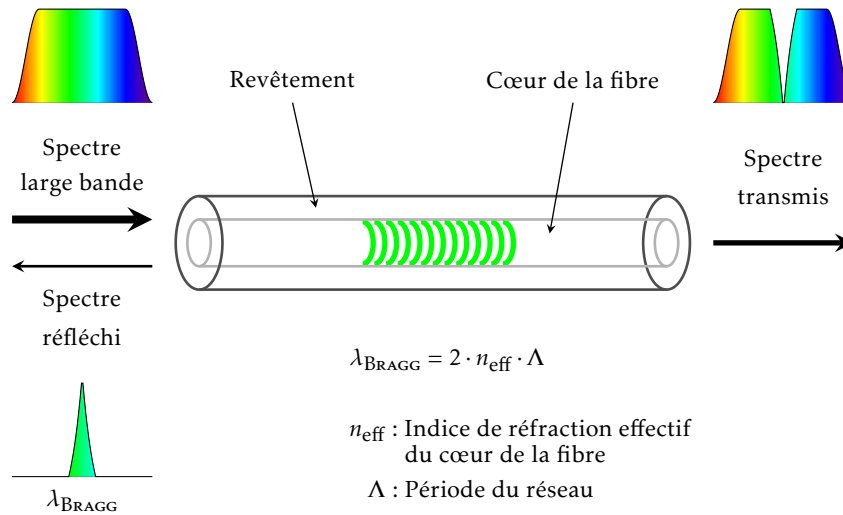


FIGURE 5.1 – Schéma de principe d'un FBG.

Il faut noter que le BRAGG est sensible uniquement aux déformations dans l'axe de la fibre. Ce n'est donc pas un capteur omnidirectionnel. On peut trouver dans diverses références l'équation de directivité du capteur suivante :

$$\epsilon_{\text{BRAGG}} = \epsilon_1 \cos^2(\alpha) + \epsilon_2 \sin^2(\alpha), \quad (5.1)$$

où ϵ_{BRAGG} correspond à la déformation du réseau, ϵ_1 est la déformation due au passage de l'onde dans la direction e_1 , ϵ_2 est celle due au passage de l'onde dans la direction e_2 , et α est l'angle d'incidence de l'onde par rapport au FBG. Une configuration typique est visible sur la figure 5.2. Une onde arrivant dans l'axe de la fibre sera donc détectée de manière optimale, tandis qu'une onde arrivant perpendiculairement au BRAGG ne sera pas détectée.

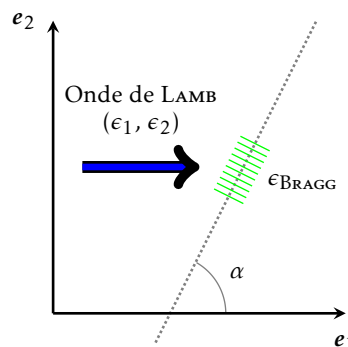


FIGURE 5.2 – Représentation du comportement directionnel d'un FBG.

Ce principe de mesure peut être dupliqué pour interroger simultanément plusieurs BRAGG situés sur une même fibre optique en décalant légèrement le pas de gravure d'un BRAGG à l'autre. Il suffit alors de

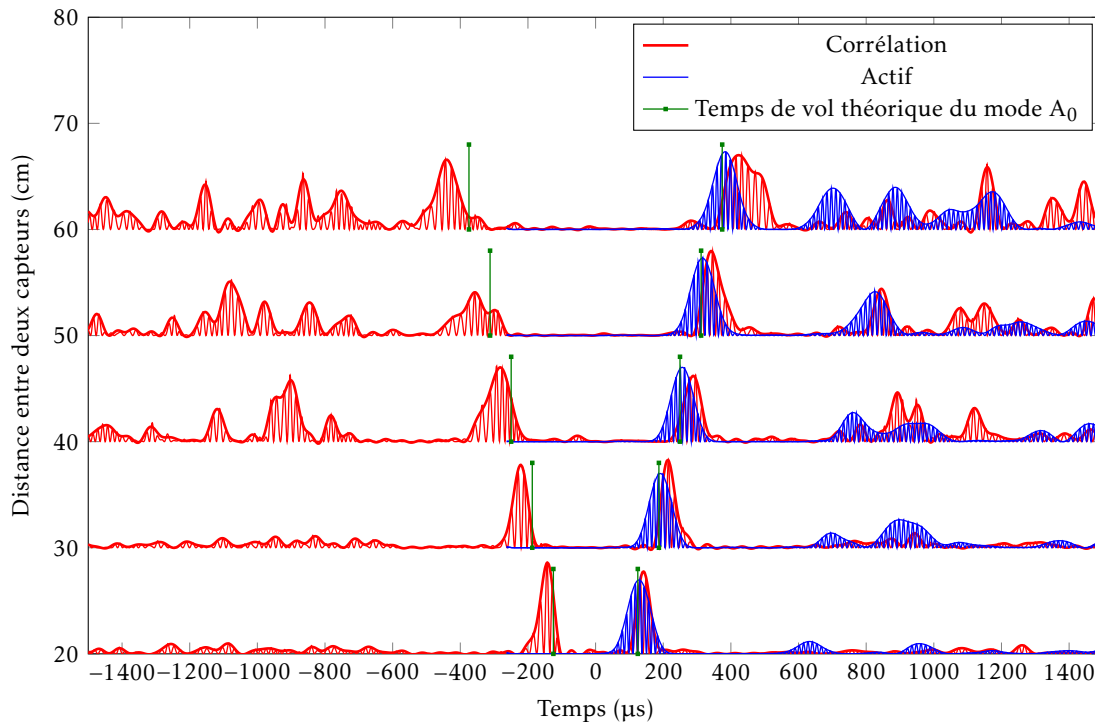


FIGURE 5.3 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre un transducteur PZT et un FBG. Cas de la CBA sans égalisation avec la densité spectrale des signaux actifs.

suivre les différentes longueurs d’ondes réfléchies au sein de la fibre pour avoir une mesure des ondes de LAMB de manière simultanée en plusieurs points. A l’heure actuelle, les systèmes les plus aboutis mesurent simultanément un champ d’ondes guidées sur quatre BRAGG. Des développements menés par d’autres équipes sont en cours et permettront, d’ici quelques mois, d’interroger plusieurs dizaines de BRAGG sur une même fibre. Ce multiplexage intrinsèque de la mesure des ondes de LAMB par FBG en fera un capteur de choix pour la tomographie passive.

5.2 Comparaison actif-passif

Comme dans la section 3.2 du chapitre 3, des signaux classiques (actifs) sont comparés ici à des signaux passifs issus de la **corrélation de bruit ambiant (CBA)** ou du **filtre inverse passif (FIP)**. Dans la section 3.2 deux PZT ont été employés. Ici, les capteurs utilisés sont un transducteur PZT et un FBG, car il est impossible d’utiliser deux FBG pour comparer des signaux actifs et passifs. En effet, l’utilisation d’un PZT est indispensable dès lors qu’il est nécessaire d’émettre une onde pour la mesure d’un signal en actif. Plus loin sont exposées des mesures passives d’**ondes élastiques guidées (OG)** à l’aide seulement de FBG.

Le FBG est collé sur une plaque d’aluminium de dimension 1250 mm × 1000 mm × 2 mm tandis que le transducteur PZT, de diamètre 13 mm, est simplement couplé à la plaque à l’aide d’un couplant pour ondes de cisaillement. Cela permet de réaliser les acquisitions pour plusieurs distances en déplaçant le transducteur. Les distances étudiées sont les suivantes : 20 cm, 30 cm, 40 cm, 50 cm et 60 cm. La génération du bruit ambiant permettant d’obtenir les signaux passifs est réalisée à l’aide d’un jet d’air comprimé et dure 10 s. Les paramètres matériaux de la plaque d’aluminium sont les mêmes que ceux des chapitres précédents, à savoir : $E = 71,3 \text{ GPa}$, $\nu = 0.339$ et $\rho = 2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

Corrélation de bruit ambiant Le premier exemple présenté sur la figure 5.3 comprend les mesures correspondant aux différentes distances pour la génération de *tonebursts* de 8 cycles à 38 kHz. La bande passante des signaux en actif est alors de l’ordre de 19 kHz. Les signaux passifs, quant à eux, sont issus

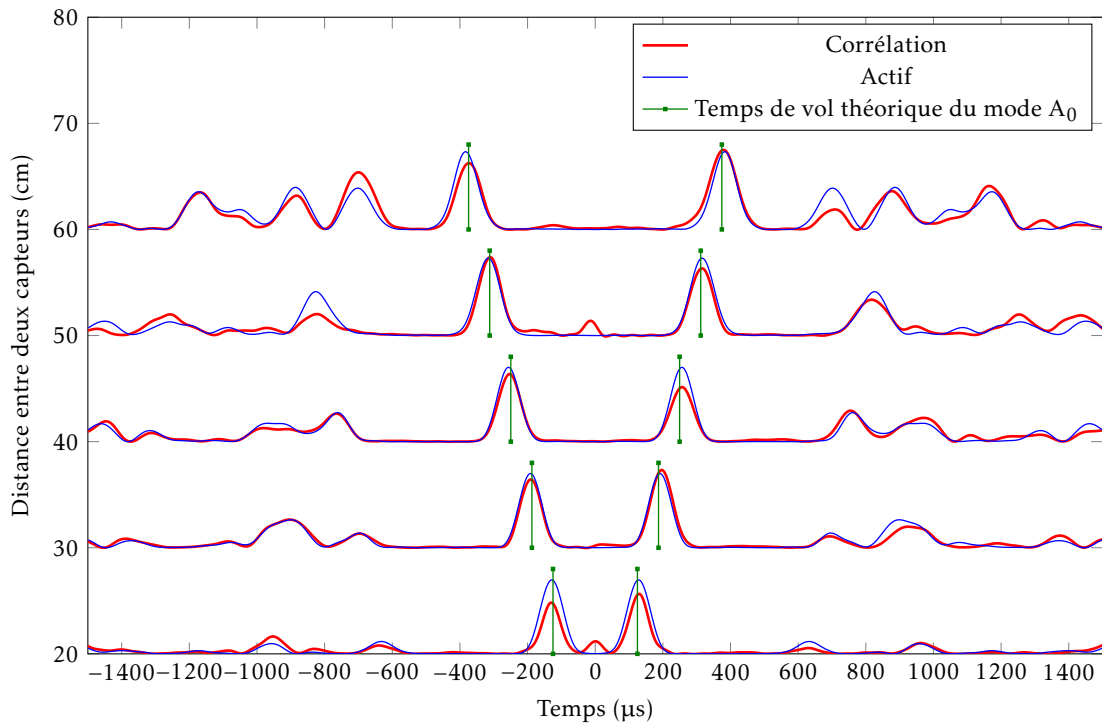


FIGURE 5.4 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre un transducteur PZT et un FBG. Cas de la CBA dont la densité spectrale est égalisée avec celle des signaux actifs.

de la CBA filtrée par une fenêtre de HANN de fréquence centrale 38 kHz et de bande passante 56 kHz ([10kHz, 66kHz]). Volontairement, cette bande passante est choisie assez large. En effet, nous voulons montrer l'effet que peut avoir le choix d'une telle bande passante dans le cas de l'utilisation de la CBA. Enfin, contrairement à la section 3.2, les signaux sont tracés jusqu'à 1500 μs pour montrer les premières réflexions sur les bords de plaque. Sur cette figure 5.3 le premier paquet d'arrivée des signaux passifs, correspondant au mode A_0 , est approximativement placé dans le temps par rapport aux signaux en actif. Ceci est dû au fait que la bande passante de filtrage ait été choisie volontairement large et que le spectre du bruit ambiant sur cette bande passante ne soit pas constant. Si la bande passante du filtrage avait été choisie moins large, cet effet aurait été amoindri et la similarité aurait été plus convaincante même si non parfaite.

Afin d'optimiser la comparaison entre les signaux de la figure 5.3, il faut procéder à l'égalisation de la densité spectrale des signaux actifs et passifs comme présentée dans la section 3.2 par l'équation (3.13). Le résultat d'une telle égalisation de la densité spectrale de la CBA par rapport à celle du signal actif est illustré sur la figure 5.4. Afin de rendre la comparaison plus lisible, seules les enveloppes des signaux sont tracées. Cette fois, contrairement à la figure 5.3, les signaux sont remarquablement similaires. Notons que les paquets correspondant aux premières réflexions sur le bord de plaque sont aussi reconstruits.

Filtre inverse passif La même démarche est suivie pour le FIP. La figure 5.5 présente la comparaison entre les signaux actifs et les signaux issus du FIP pour le filtrage de fréquence centrale 38 kHz et de bande passante 56 kHz. Contrairement au cas de la CBA présenté sur la figure 5.3, ici les premiers paquets correspondant au mode A_0 sont mieux localisés temporellement par rapport aux paquets en actif et aux temps de vol (TdV) théoriques. Cela est dû au fait qu'intrinsèquement le FIP blanchit le spectre en raison de l'opérateur HH^{-1} . En revanche, le support temporel de paquets passifs est plus faible que celui des paquets actifs. Cela est cohérent puisque la bande passante du filtrage soit de 56 kHz tandis que celle des signaux actifs est de l'ordre de 19 kHz.

En égalisant les spectres, nous obtenons les enveloppes de la figure 5.6 pour le FIP. La conclusion est similaire à celle déjà faite pour la CBA. En effet, les enveloppes en actif et en passif se superposent bien les unes sur les autres, ce qui prouve que la convergence est excellente.

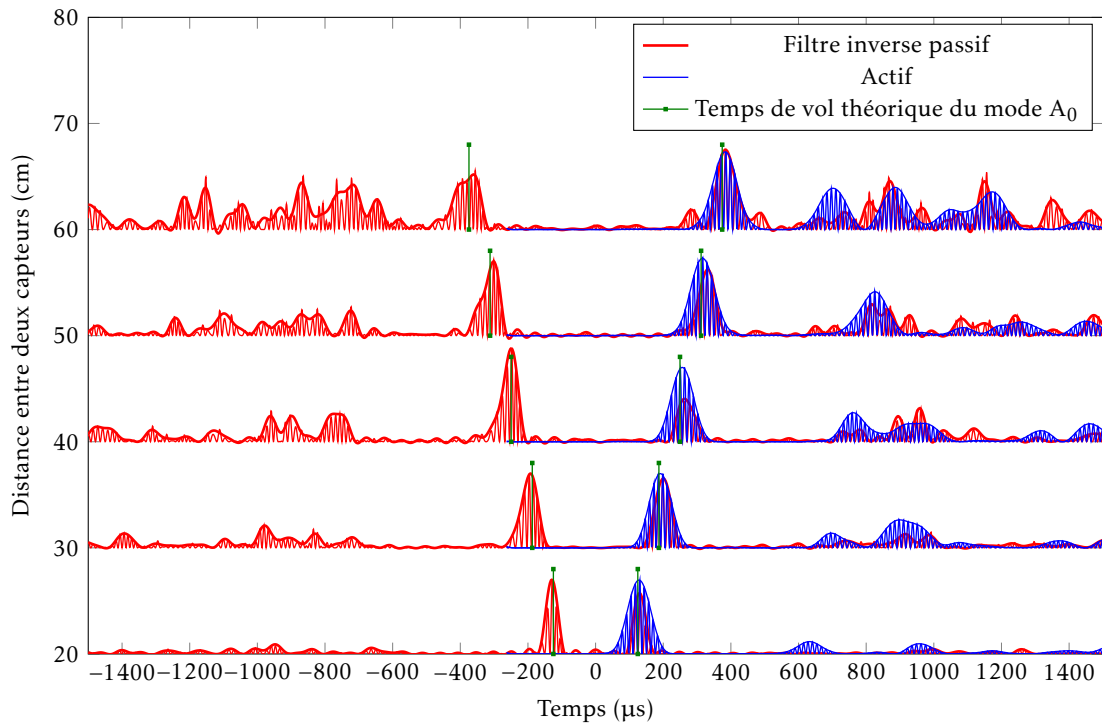


FIGURE 5.5 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre un transducteur PZT et un FBG. Cas de la FIP sans égalisation avec la densité spectrale des signaux actifs.

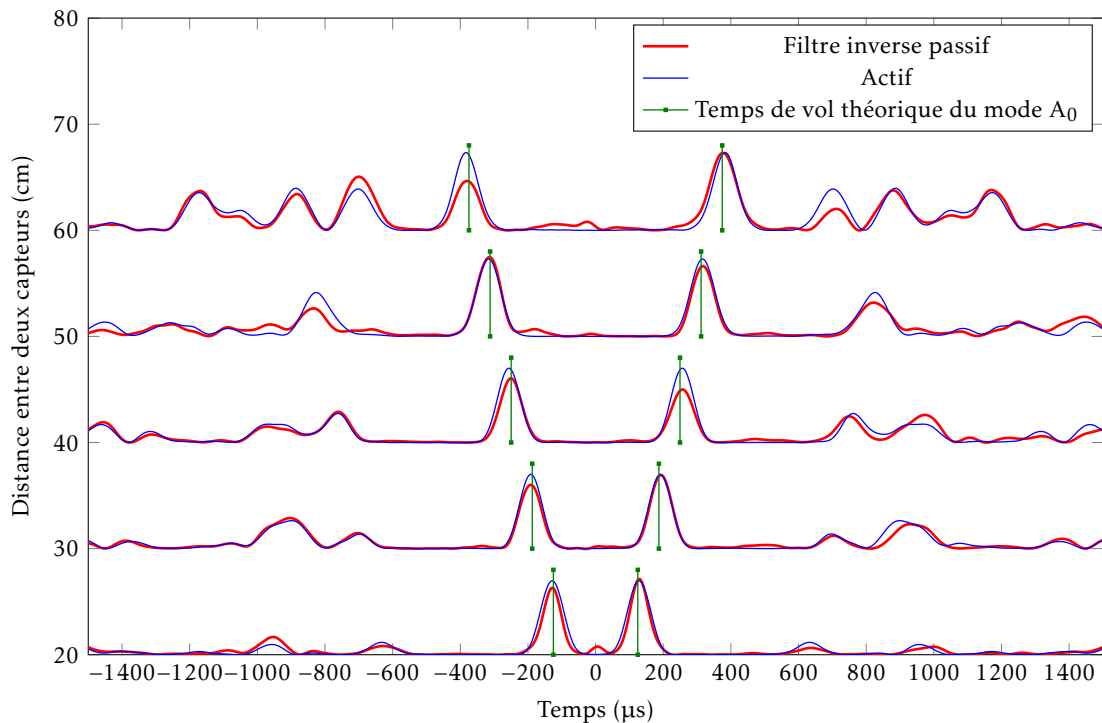


FIGURE 5.6 – Comparaison signaux actifs et passifs pour différentes distances entre un transducteur PZT et un FBG. Cas de la FIP dont la densité spectrale est égalisée avec celle des signaux actifs.

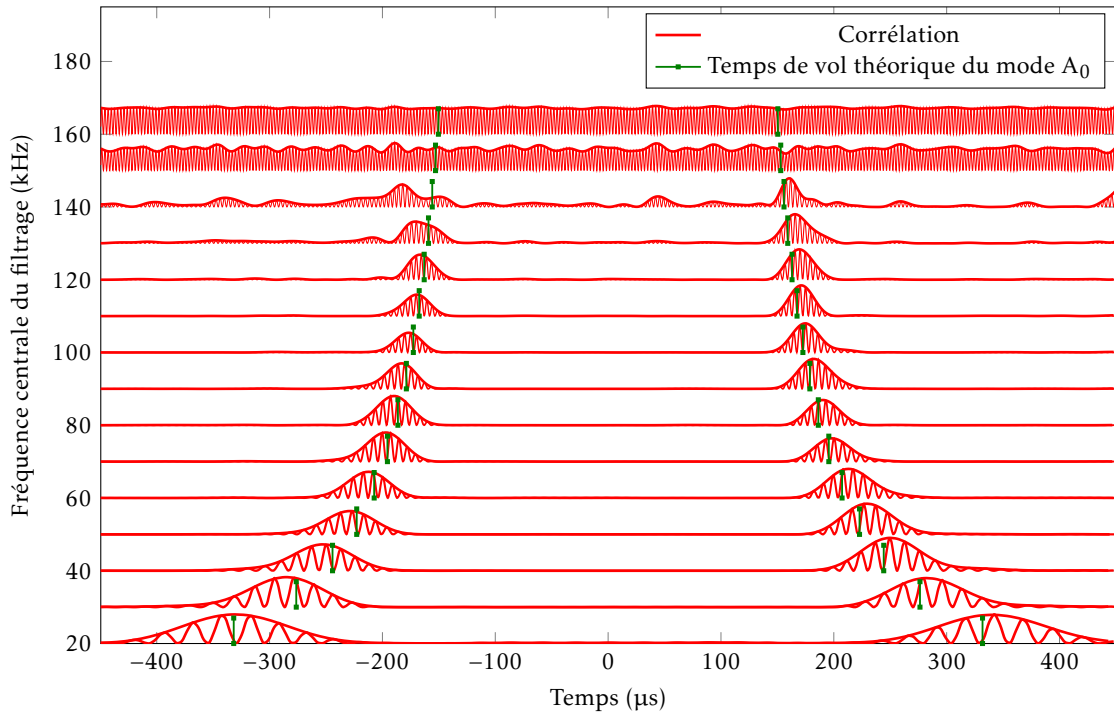


FIGURE 5.7 – Signal passif issu de la CBA filtrée à différentes fréquences centrales. Deux FBG ont été utilisés pour mesurer le bruit ambiant.

Dans cette section nous n'avons pas encore montré la faisabilité de mesure passive entre deux FBG. Cela est donc à étudier dans la section suivante.

5.3 Représentation temps-fréquence

Des reconstructions passives par CBA et FIP sont étudiées ici par représentation temps-fréquence pour des mesures purement FBG. Une première partie concerne la méthode par filtrage du signal passif pour différentes fréquences centrales (méthode 1) déjà abordée au chapitre 3. La deuxième partie, quant à elle, étudie la méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2) elle aussi abordée au chapitre 3. Le module d'YOUNG est identifié puis comparé aux résultats purement PZT du chapitre 3.

Les FBG sont collés sur la plaque d'aluminium de dimension 1250 mm × 1000 mm × 2 mm. Ils sont espacés de 40 cm. La génération du bruit ambiant permettant d'obtenir les signaux passifs est réalisée à l'aide d'un jet d'air comprimé et dure 10 s. Les paramètres matériaux de la plaque d'aluminium restent les suivants : $E = 71,3 \text{ GPa}$, $\nu = 0,339$ et $\rho = 2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

5.3.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)

La méthode par filtrage du signal passif pour différentes fréquences centrales est utilisée ici pour étudier qualitativement l'information présente dans les reconstructions passives par CBA et par FIP. En effet, bien qu'il ait été montré dans le chapitre 3 que cette méthode 1 est moins précise que la méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2), elle reste néanmoins intéressante si l'on utilise la CBA, pour les raisons explicitées plus loin.

La figure 5.7 présente la représentation temps-fréquence de la méthode 1 pour la CBA. Les signaux passifs reconstruits sont très « propres » comparés à ceux de la figure 3.14, lorsque des transducteurs PZT étaient utilisés. Deux raisons à cela :

- la première concerne l'apparition du mode S_0 sur la figure 3.14 qui avait été justifiée dans le cas de mesures par transducteurs PZT. La figure 5.7 semble indiquer que pour ce produit *fréquence × épaisseur*, seul A_0 est mesuré par les FBG. Cela étant dit, pour les produits *fréquence × épaisseur*

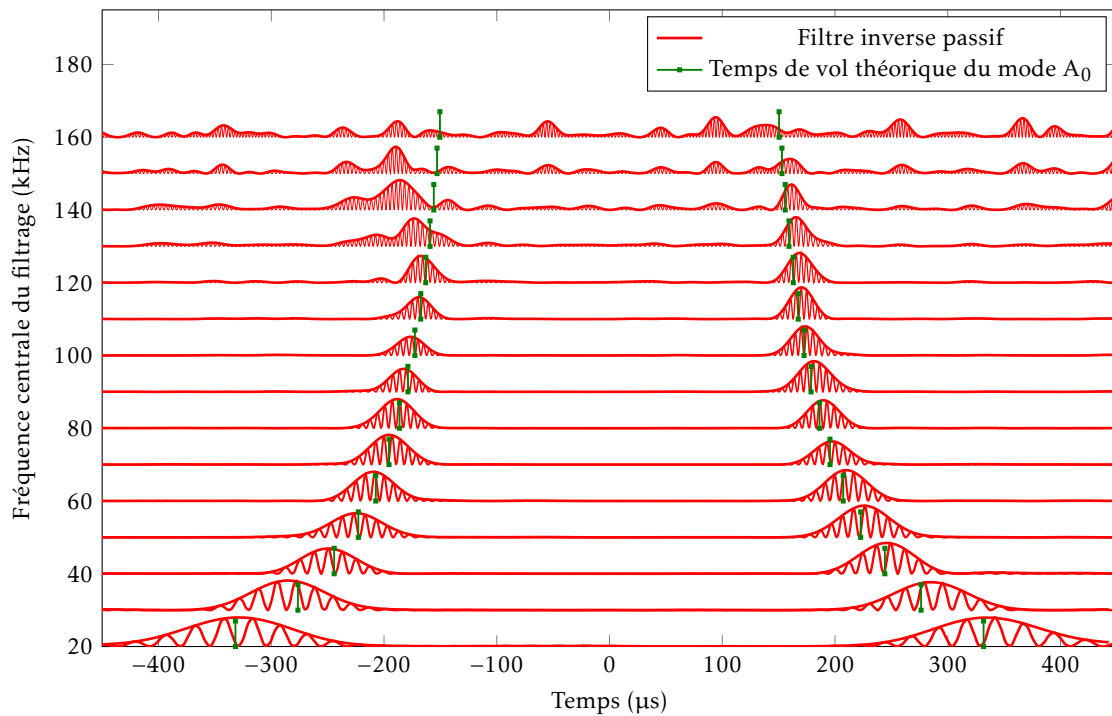


FIGURE 5.8 – Signal passif issu du FIP filtré à différentes fréquences centrales. Deux FBG ont été utilisés pour mesurer le bruit ambiant.

où S_0 n'est pas mesurable par un transducteur PZT, les reconstructions passives par FBG semblent tout de même d'une meilleure qualité que celles par PZT (voir figure 3.16a vs figure 5.7), ce que nous expliquons au point suivant ;

- les FBG qui ont un comportement de mesure unidirectionnel et sont collés de manière colinéaire, filtrent naturellement les composantes du bruit ambiant venant des autres directions. Or, les composantes du bruit ambiant étant favorables à la reconstruction de la fonction de GREEN sont celles qui se trouvent sur la droite passant par les deux capteurs. Ainsi, l'utilisation de deux FBG, s'ils sont alignés, aura tendance à favoriser la convergence de la corrélation vers la fonction de GREEN, contrairement aux transducteurs PZT qui ont, eux, un comportement de mesure omnidirectionnel.

La figure 5.7 semble indiquer que la CBA a convergé vers la fonction de GREEN pour les fréquences allant jusqu'à 120 kHz puisque les paquets correspondent bien aux temps de vol théoriques. Au delà de 140 kHz, le bruit ambiant ne contient plus suffisamment d'information sur la propagation du mode A_0 .

Nous avons parlé précédemment d'un avantage de cette méthode 1 vis à vis de la méthode 2 lorsqu'il s'agit de retirer des informations qualitatives sur la convergence. Cela peut s'expliquer de la manière suivante : la CBA ayant les mêmes variations de densité spectrale que le bruit ambiant, si nous travaillons sur cette densité spectrale dans le plan temps-fréquence (méthode 2), l'information contenue aux fréquences pour lesquelles la densité spectrale est trop faible n'est pas visible. En effet, sur la figure 5.9, étudiée plus loin, l'énergie du signal n'est plus visible au delà de 40 kHz. Pourtant, sur la figure 5.7, les paquets qui ont un sens physique sont identifiables jusqu'à environ 120 kHz. Cela s'explique de la façon suivante : pour chaque fréquence centrale de filtrage, les signaux sont redressés et normalisés arbitrairement à la même valeur. Il faudrait donc préalablement réaliser un blanchiment spectral pour remédier à ce problème dans le cas de la méthode 2.

Concernant le FIP, la figure 5.8 présente le même filtrage du signal passif que dans le cas de la CBA. Ici aussi la convergence semble qualitativement bonne jusqu'à 120 kHz.

Le module d'YOUNG ne sera pas identifié ici puisque il a été montré dans le chapitre 3 que la méthode 2 était plus performante pour cela.

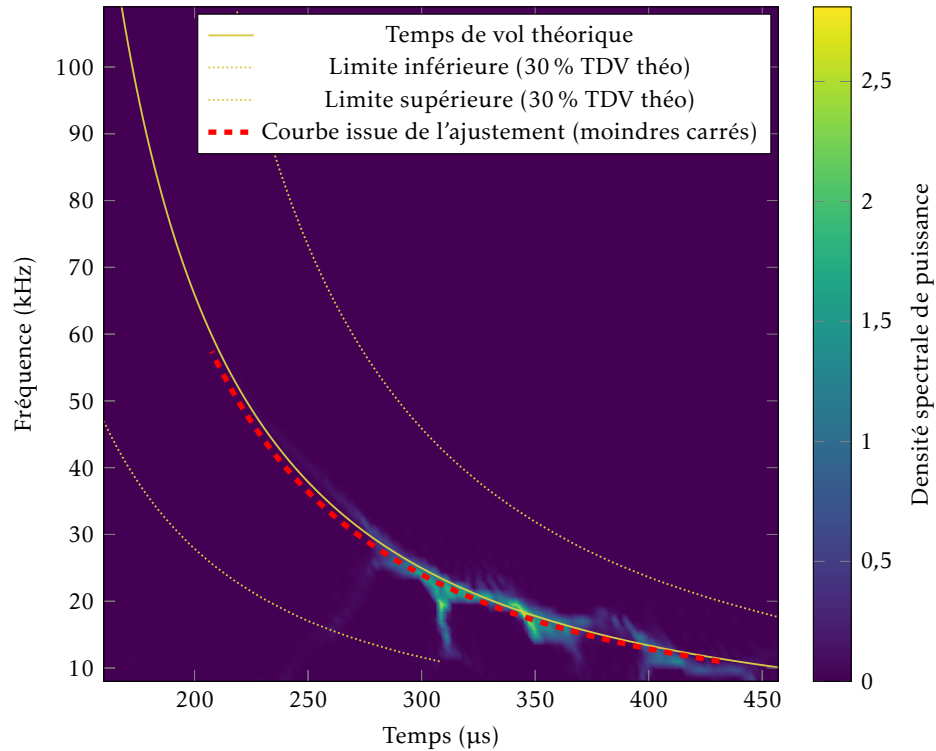


FIGURE 5.9 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersions sur une image de spectrogramme réalloué. Partie anticausale de la CBA pour une mesure par FBG du bruit ambiant.

5.3.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2) - identification du module d'YOUNG

Dans cette section, la méthode utilisant le spectrogramme réalloué (méthode 2) est utilisée pour identifier le module d'YOUNG de la plaque d'aluminium. Cette méthode 2, présentée au chapitre 3, est utilisée ici sur un bruit ambiant mesuré par FBG. La figure 5.9 présente l'ajustement pour la partie anticausale de la CBA tandis que la figure 5.10 présente cet ajustement pour la partie causale. Comme expliqué en amont, contrairement à la méthode 1 qui permet de reconstruire des paquets d'ondes jusqu'à 120 kHz, la méthode 2 réalise l'ajustement jusqu'à seulement 50 kHz puisqu'aucun blanchiment de spectre n'a été réalisé au préalable sur le signal passif issu de la CBA.

Les mêmes ajustements sont réalisés dans le cas du FIP sur la figure 5.11 pour la partie anticausale et sur la figure 5.12 pour la partie causale. Cette fois, le FIP ayant tendance à blanchir le spectre, l'ajustement profite de toute l'information de propagation disponible, à savoir jusqu'à environ 110 kHz.

Les différentes identifications de module d'YOUNG et d'écart type sont visibles dans le tableau 5.1. La confiance sur l'ajustement fourni par les écarts types est plus élevée pour le FIP que pour la CBA.

	Module d'YOUNG		Écart type	
	$E_{\text{anticausal}}$	E_{causal}	$\sigma_{\text{anticausal}}$	σ_{causal}
Corrélation	76,8 GPa	71,7 GPa	0,69 GPa	0,61 GPa
Filtre inverse passif	71,3 GPa	70,2 GPa	0,34 GPa	0,22 GPa

TABLEAU 5.1 – Identification du module d'YOUNG et des écarts types des ajustements correspondant aux figures 5.9 à 5.12.

Le tableau 5.2 présente l'identification des modules d'YOUNG pour la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ tandis que le tableau 5.3 montre cette identification dans le cas d'une moyenne pondérée par les écarts types σ_{causal} et $\sigma_{\text{anticausal}}$. Le FIP présente des erreurs plus faibles que le cas de la CBA.

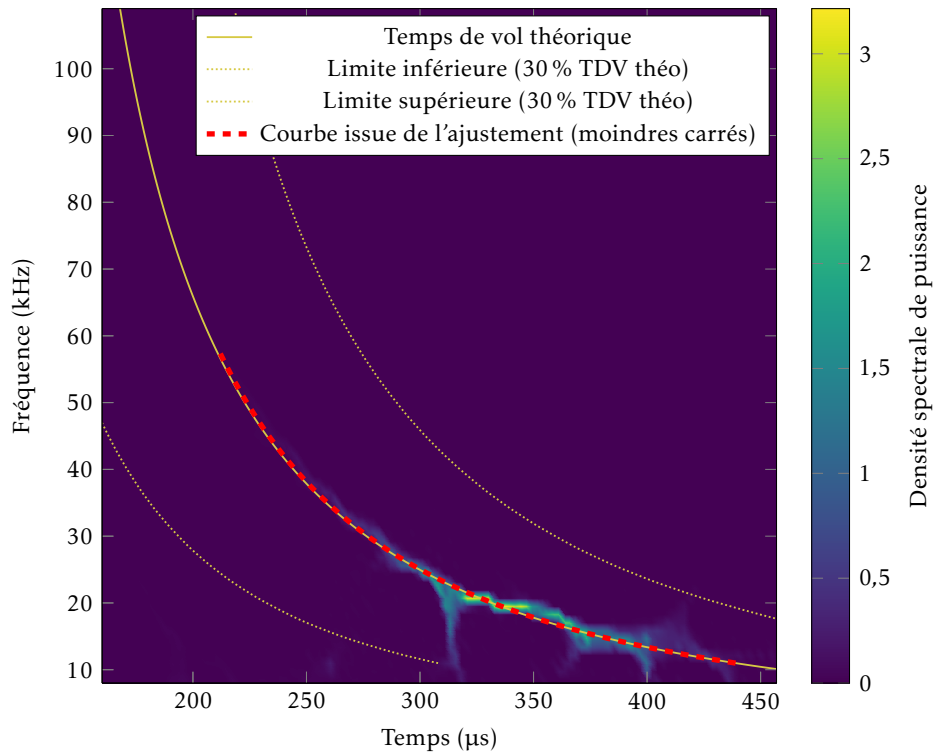


FIGURE 5.10 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersions sur une image de spectrogramme réalloué. Partie causale de la CBA pour une mesure par FBG du bruit ambiant.

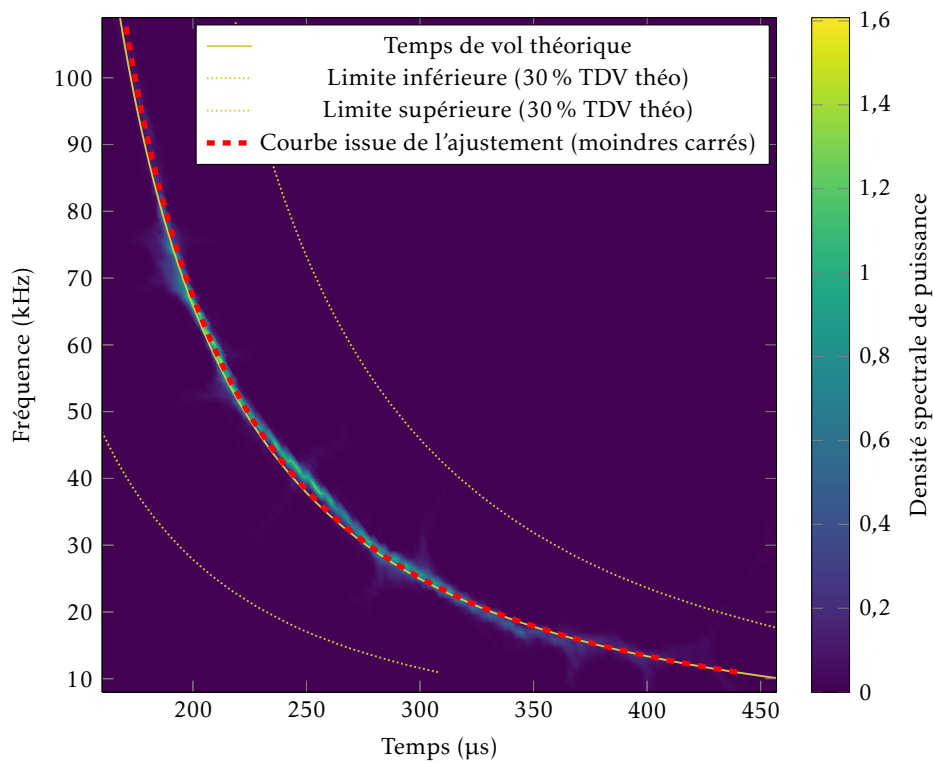


FIGURE 5.11 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersions sur une image de spectrogramme réalloué. Partie anticausale du FIP pour une mesure par FBG du bruit ambiant.

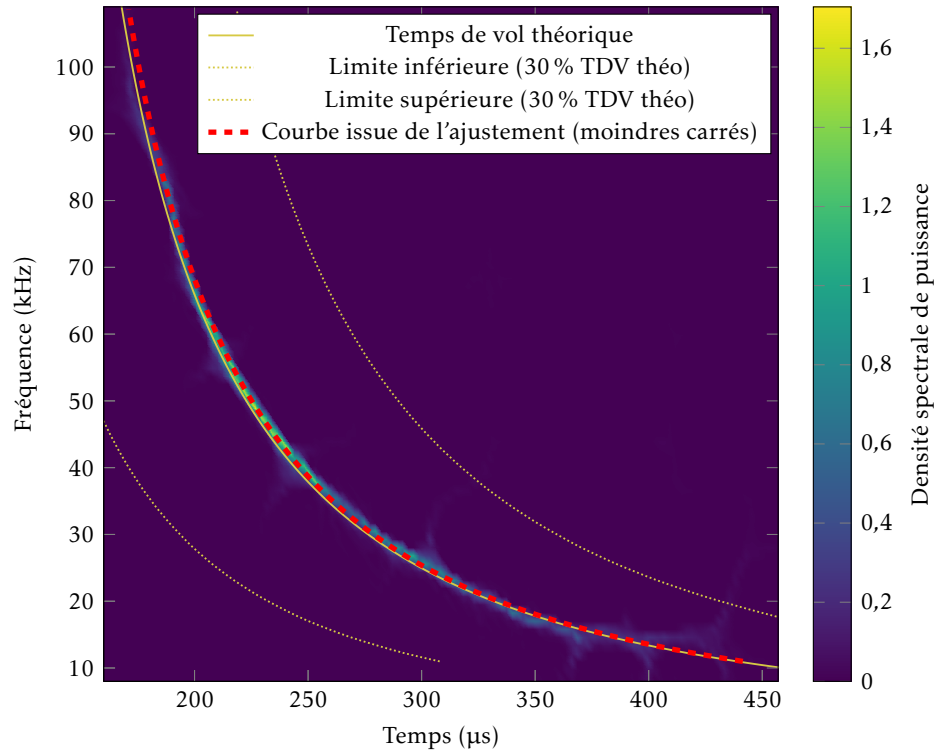


FIGURE 5.12 – Ajustement au sens des moindres carrés des courbes de dispersions sur une image de spectrogramme réalloué. Partie causale du FIP pour une mesure par FBG du bruit ambiant.

	Module d'YOUNG	Erreur
Corrélation	74,2 GPa	4,1 %
Filtre inverse passif	70,7 GPa	0,8 %

TABLEAU 5.2 – Module d'YOUNG final correspondant à la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ du tableau 5.1. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{\text{référence}} = 71,3$ GPa.

5.4 Conclusion

Dans le présent chapitre, il a été montré que la reconstruction de signaux passifs sur des mesures de bruit ambiant par FBG est très prometteuse. En effet, les reconstructions semblent même de meilleure qualité que celles réalisées dans le cas de l'utilisation de PZT. Cela est justifié par le comportement de mesure unidirectionnel des FBG. Il semble donc très intéressant d'utiliser deux FBG pour reconstruire des signaux passifs.

La question des effets du comportement directionnel des FBG se pose dans le cas de la tomographie, puisque les FBG ne se retrouvent pas alignés les uns en face des autres. Il existe des moyens de disposer les FBG afin d'obtenir un comportement omnidirectionnel [138, 139]. La tomographie passive par FBG serait alors faisable. La capacité du FIP à corriger les problèmes liés à la partition du bruit ambiant a été étudiée dans le chapitre précédent. Il paraît donc très important d'étudier dans quelle mesure le FIP se comporte dans le cas de capteurs directionnels tels que les FBG lorsque ceux-ci ne sont pas alignés. Cela fera l'objet d'études ultérieures afin de déterminer quelle est la meilleure configuration (disposition des capteurs, traitement des signaux) pour réaliser des tomographies passives par FBG.

Ces premiers résultats de mesures passives par FBG sont toutefois extrêmement encourageants. Ils constituent une toute première démonstration expérimentale de ce principe, et la qualité des signaux obtenus est excellente. Cette piste sera donc poursuivie dans les prochains mois lorsque des progrès technologiques en instrumentation seront réalisés. En effet, des travaux sont menés actuellement par d'autres équipes pour développer des systèmes permettant d'interroger simultanément quelques dizaines

	Module d'YOUNG	Erreur
Corrélation	74,1 GPa	3,9 %
Filtre inverse passif	70,6 GPa	1 %

TABLEAU 5.3 – Module d'YOUNG final correspondant à la moyenne entre E_{causal} et $E_{\text{anticausal}}$ pondérée par les écarts types σ_{causal} et $\sigma_{\text{anticausal}}$ du tableau 5.1. Les erreurs sont calculées par rapport à $E_{\text{référence}} = 71,3 \text{ GPa}$.

de FBG, ce qui en fera un outil tout à fait adapté pour notre application.

La tomographie passive par FBG sera alors une solution très séduisante en SHM, à la fois extrêmement peu intrusive et très robuste.

Conclusion

Conclusion générale L'objectif de cette thèse était de trouver une méthode d'imagerie quantitative, et sans état de référence, de défauts de corrosion d'une plaque mince exploitant de manière passive un réseau embarqué de capteurs d'ondes guidées. Pour répondre à cet objectif, nous avons développé une méthode appelée « tomographie passive par ondes élastiques guidées ». Cette méthode quantitative permet un diagnostic du défaut extrêmement fin. De plus, n'utilisant pas d'état de référence, elle est peu sujette aux fausses alarmes (liées aux conditions environnementales), qui sont très pénalisantes pour un système de [contrôle santé intégré \(Structural Health Monitoring en anglais\) \(SHM\)](#). Par ailleurs, cette méthode étant passive, elle offre une perspective nouvelle et originale pour une future utilisation des [réseaux de BRAGG sur fibre optique \(Fiber BRAGG Gratings en anglais\) \(FBG\)](#). Ces capteurs sont en plein essor du fait de leurs propriétés (faible intrusivité, immunité aux perturbations électromagnétiques, très grande résistance aux environnements sévères) qui en font une technologie de choix pour différentes applications SHM. Les développements en cours laissent imaginer d'ici à quelques années la possibilité d'interroger simultanément plusieurs dizaines de réseaux de BRAGG sur une même fibre à des fréquences de l'ordre du mégahertz. Des essais préliminaires menés durant cette thèse ont montré que le couplage de la tomographie passive avec des capteurs FBG semble une technologie extrêmement prometteuse et intégrable dans de multiples applications.

Afin de s'affranchir de l'utilisation d'un état de référence, il a été décidé pour ces travaux de thèse d'augmenter le nombre de capteurs utilisés par rapport aux solutions classiques d'imagerie par [ondes élastiques guidées \(OG\)](#). Cela nous a permis d'utiliser des algorithmes de tomographie couplés à des méthodes passives pour effectuer de l'imagerie uniquement à l'aide d'un bruit ambiant.

Dans la majorité des industries, le bruit ambiant est généralement basse fréquence. Nous avons donc décidé de travailler à des produits *fréquence × épaisseur* faibles. Cela nous a mené à utiliser le mode A_0 puisque le mode S_0 n'est que très peu dispersif à basse fréquence et donc peu sensible aux pertes d'épaisseur.

Les algorithmes de tomographie les plus performants identifiés dans la littérature ont été sélectionnés pour différentes classes de défaut et optimisés de manière à fournir des images quantitatives. Nous avons ainsi montré que la tomographie passive était applicable dans ces conditions, et cela même avec un nombre relativement restreint de transducteurs piézoélectriques, pour de la tomographie. Une attention toute particulière a été déployée pour la mesure des [temps de vol \(T_{DV}\)](#), pour laquelle une méthode basée sur une représentation *temps-fréquence* de l'énergie a été spécifiquement développée. Elle permet de séparer intelligemment les mauvaises identifications de T_{DV}, provenant de signaux erronés (reconstructions passives défavorables, acquisitions actives non conformes, etc.), de celles qui sont bonnes. Cela donne lieu à des reconstructions de tomographie en T_{DV} très propres, ce qui est indispensable lorsque l'on utilise ces cartographies en données d'entrée pour l'[Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography \(HARBUT\)](#). Avec cette nouvelle méthode d'identification de T_{DV}, il est aussi facile de travailler en « absolu » ou en « relatif », ce qui n'est pas forcément permis par toutes les méthodes de la littérature. En quantifiant les erreurs sur les reconstructions de tomographie, nous avons vu que cette méthode, par rapport à celles de la littérature, était celle qui permettait au mieux de répondre aux différentes problématiques que l'on rencontre en pratique (incertitudes expérimentales, interférences entre plusieurs modes du fait de l'utilisation de pastilles [Titano-Zirconate de Plomb \(PZT\)](#) collées sur la plaque, etc.).

L'utilisation du [filtre inverse passif \(FIP\)](#) comme méthode passive s'est révélée tout particulièrement adaptée à notre situation. C'est une méthode récente, testée jusqu'à présent uniquement en géophysique et dans l'imagerie médicale. Pour cette première utilisation en SHM nous avons pu montrer que, malgré

un nombre restreint de capteurs, elle se couple particulièrement bien avec la tomographie. En effet, même lorsque l'hypothèse d'équipartition du bruit ambiant est violée, nous avons montré que les images de tomographies passives obtenues en utilisant le FIP restent de très bonne qualité, ce qui n'est pas le cas de la **corrélation de bruit ambiant (CBA)**. En revanche, la CBA est sensiblement aussi performante que le FIP lorsque l'on utilise seulement deux capteurs. A ce sujet, nous avons aussi développé une méthode annexe, consistant à contrôler le vieillissement de matériaux par suivi des propriétés mécaniques (le module d'YOUNG par exemple) à l'aide d'un faible nombre de capteurs et de manière passive (par écoute du bruit ambiant).

Enfin, nous avons prouvé, *via* une démonstration expérimentale, que les FBG fournissent des signaux passifs d'excellente qualité, ce qui sera très prometteur pour la tomographie passive par FBG quand la technologie le permettra.

Perspectives La tomographie par **ondes élastiques guidées (OG)** étant une méthode sans état de référence, il serait intéressant d'étudier précisément son comportement lorsque les conditions environnementales varient (changement de température homogène ou présentant un gradient, variations locales de contraintes, etc.). Par exemple, dans le cas d'une variation homogène de température, nous nous attendons à ce que le fond de l'image de tomographie en temps de vol varie de manière constante. Ces études permettraient de quantifier l'impact qu'auraient ces variations environnementales sur les images de tomographie. Cela conduira naturellement à devoir quantifier les performances du système SHM, ce qui se traduira par des études aboutissant à la détermination de courbes de **probabilité de détection (Probability Of Detection en anglais) (POD)** et de **Probabilité de Fausse Alarme (PFA)**. L'appui de la simulation, en complément d'études expérimentales, semble indispensable pour mener à bien ces études de manière complète et rigoureuse.

Nous avons expliqué qu'en SHM il était compliqué d'utiliser un trop grand nombre de capteurs. Mais nous avons également vu que nous étions capable d'apporter une réponse à cette contrainte au prix d'une perte de résolution. Cela pourrait devenir un inconvénient pour certaines applications présentant de trop petits défauts. Il serait donc intéressant de développer une méthode permettant de maintenir l'avantage du faible nombre de capteurs tout en minimisant la perte de résolution. Nous pouvons penser, par exemple, aux méthodes parcimonieuses [140].

Une autre piste intéressante serait de travailler sur les performances des différents algorithmes utilisés pour réaliser de la tomographie passive. En effet, que ce soit la tomographie ou, surtout, les méthodes passives, les algorithmes employés, dans leur implémentation actuelle, sont assez coûteux en temps de calcul.

Nous avons travaillé dans cette thèse sur des structures relativement simples (des plaques réverbérantes). La tomographie par OG présente aussi un potentiel pour l'inspection de *pipes*, notamment en milieu sous-marin. HUTHWAITE et SEHER ont travaillé sur cette problématique en utilisant comme capteurs des EMAT (Electromagnetic Acoustic Transducers) [141, 142]. Leurs travaux ont été conduits en actif. Réaliser de la tomographie passive, en utilisant le bruit généré par un fluide s'écoulant dans ce type de structure, permettrait d'utiliser des FBG qui sont beaucoup moins encombrants que des EMAT, et nécessitent une faible source d'énergie (laser d'interrogation), très facilement délocalisable. Cette solution pourrait, si la source fluide en écoulement se révèle exploitable, constituer une excellente alternative à la solution (active) EMAT.

De manière générale, il semble important de travailler à caractériser de manière rigoureuse les sources de bruit exploitables dans différentes situations. Nous avons utilisé un jet d'air comprimé balayé à la surface d'une plaque, à l'instar de ce qui avait été présenté par LAROSE. Une étude rigoureuse permettant de caractériser différents paramètres d'influence (par exemple le régime d'écoulement fluide, le nombre de REYNOLDS, la rugosité des surfaces ou encore la source répartie) qui agissent sur le spectre, sur les modes guidés excités mais aussi sur la convergence vers la fonction de GREEN, serait d'une utilité pratique certaine. D'autres sources pourront également faire l'objet d'investigation (frottement, impacts, etc.).

Il serait aussi intéressant de travailler sur des structures présentant des géométries complexes (raideurs, rivets, etc.), souvent pénalisantes pour les méthodes actives, mais pouvant favoriser l'aspect (multi-)diffusant du milieu étudié. Les structures de ce type contribuent à rendre le champ plus diffus, ce qui est intéressant dans le cas de l'utilisation d'une méthode passive. Notons tout de même que ces structures, du fait de leur complexité, peuvent rendre le processus d'imagerie par tomographie plus compliqué. Certains travaux, en actif, commencent à émerger dans la littérature, notamment sur l'effet que peut avoir un raidisseur sur des reconstructions de tomographie [143].

Dans ce manuscrit, les tomographies passives ont été étudiées à l'aide de transducteurs **PZT**. En utilisant ces capteurs, nous avons noté l'apparition du mode S_0 lorsque la fréquence était trop élevée. En raison de ce phénomène, nous n'avons pas pu profiter des avantages apportés par la tomographie polychromatique. Pourtant, nous avons vu que le **FIP** permettait d'extraire l'information physique du bruit ambiant jusqu'à environ 200 kHz dans le cas de l'utilisation du jet d'air comprimé. En utilisant des **FBG**, nous pourrions utiliser cette information puisqu'il a été noté que les **FBG** ne semblaient pas être sensibles au mode S_0 pour cette configuration. Cela permettrait de réaliser de la tomographie polychromatique.

L'investigation de l'utilisation des **FBG** comme capteur passif d'**OG** mérite d'être poursuivie. En particulier, la question se pose de la réponse de ces capteurs lorsqu'ils ne sont pas alignés les uns avec les autres, et de la validité des méthodes passives type **CBA** ou **FIP** dans ce cas, notamment en cas de bruit ne respectant pas les hypothèses d'équipartition. Les travaux sur la tomographie passive par **FBG** pourront être poursuivis lorsque des progrès technologiques en instrumentation seront réalisés et permettront d'interroger simultanément quelques dizaines de **FBG**. La tomographie passive par **FBG** sera alors une solution très séduisante en **SHM**, à la fois extrêmement peu intrusive et très robuste.

Communications Ces travaux ont fait l'objet de deux dépôts de brevet. Le premier consiste à caractériser l'état du vieillissement d'une structure (donc sa durée de vie résiduelle) à l'aide de peu de capteurs embarqués (minimum 2) et cela en utilisant une méthode passive. Le deuxième, quant à lui, décrit une méthode, nommée tomographie passive par ondes élastiques guidées, utilisant le filtre inverse passif et permettant d'imager un potentiel défaut de corrosion, et donc de fournir une information quantitative sur sa sévérité à l'aide d'un plus grand nombre de capteurs.

Ces travaux ont aussi donné lieu à la rédaction de deux articles scientifiques à comité de lecture (1^{re} démonstration expérimentale de la mesure passive d'ondes guidées par **FBG**; et algorithme de tomographie active sans état de référence et utilisant peu de capteurs pour de la tomographie). De plus, un autre article (tomographie passive par réseau de capteurs **PZT**) est en cours de rédaction.

Tous ces travaux ont également fait l'objet de nombreuses conférences nationales (avec notamment l'obtention du premier prix Birac - Cofrend 2017 du meilleur poster) et internationales (notamment **ICU**, **IWSHM** et **EWSHM**) et ont été valorisés au sein du CEA via des démonstrateurs technologiques présentés à différents acteurs industriels et de partenaires académiques.

Bibliographie

- [1] N. TERRIEN. « Détection de défauts d'interfaces sur des structures aéronautiques par ondes guidées ». Thèse de doct. Université Paris 7, 2006 (cf. p. 1).
- [2] B. CHAPUIS. « Contrôle Santé Intégré par méthode ultrasonore des réparations composites collées sur des structures métalliques ». Thèse de doct. Université Paris 7 - Denis Diderot, 2010 (cf. p. 2, 31–33).
- [3] A.J. CROXFORD, P.D. WILCOX, B.W. DRINKWATER et G. KONSTANTINIDIS. « Strategies for guided-wave structural health monitoring ». In : *Proc. R. Soc. A* 463 (2007), p. 2961–2981 (cf. p. 2).
- [4] A.J. CROXFORD, J. MOLL, P.D. WILCOX et J.E. MICHAELS. « Efficient temperature compensation strategies for guided wave structural health monitoring ». In : *Ultrasonics* 50 (2010), p. 517–528 (cf. p. 2).
- [5] O. PUTKIS et A.J. CROXFORD. « Continuous baseline growth and monitoring for guided wave SHM ». In : *Smart Materials and Structures* 22.5 (2013), p. 055029 (cf. p. 2).
- [6] C. LIU, J.B. HARLEY, M. BERGÉS, D.W. GREVE et I.J. OPPENHEIM. « Robust ultrasonic damage detection under complex environmental conditions using singular value decomposition ». In : *Ultrasonics* 58 (2015), p. 75–86. ISSN : 0041-624X. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X14003515> (cf. p. 2).
- [7] N. QUAEGBEUR, P.C. OSTIGUY et P. MASSON. « Correlation-based imaging technique for fatigue monitoring of riveted lap-joint structure ». In : *Smart Materials and Structures* 23 (2014), 055007 (10pp) (cf. p. 2).
- [8] J.E. MICHAELS. « Detection, localization and characterization of damage in plates with an in situ array of spatially distributed ultrasonic sensors ». In : *Smart Materials and Structures* 17.3 (2008), p. 035035 (cf. p. 2).
- [9] X. ZHAO, H. GAO, G. ZHANG, B. AYHAN, F. YAN, C. KWAN et J.L. ROSE. « Active health monitoring of an aircraft wing with embedded piezoelectric sensor/actuator network : I. Defect detection, localization, and growth monitoring ». In : *Smart Materials and Structures* 16 (2007), p. 1208–1217 (cf. p. 2).
- [10] D.C. BETZ, G. THURSBY, B. CULSHAW et W.J. STASZEWSKI. « Acousto-ultrasonic sensing using fiber Bragg gratings ». In : *Smart Materials and Structures* 12 (2003), p. 122–128 (cf. p. 2, 119).
- [11] Y. BOTSEV, E. ARAD, M. TUR, I. KRESSEL, U. BEN-SIMON, S. GAIL et D. OSMONT. « Structural Health Monitoring using an embedded PZT-FBG ultrasonic sensor array ». In : *Proceedings of the Fourth European Workshop on Structural Health Monitoring, Cracow. 2008* (cf. p. 2).
- [12] A. DUROUX, K.G. SABRA, J. AYERS et M. RUZZENE. « Using cross-correlations of elastic diffuse fields for attenuation tomography of structural damage ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 127 (2010), p. 3311–3314 (cf. p. 2, 70, 145).
- [13] L. CHEHAMI. « Passive defect localization in reverberant plates using correlation of acoustic field ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, déc. 2015. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01279241> (cf. p. 2, 145).
- [14] V. GIURGIUTIU, A. ZAGRAL, J.J. BAO, J. REDMOND, D. ROACH et K. RACKOW. « Active sensors for health monitoring of aging aerospace structures ». In : *International Journal of Condition Monitoring and Diagnostic Engineering Management* 6 (2001), p. 3–21 (cf. p. 5).

- [15] D. BALAGEAS. *Structural Health Monitoring*. Sous la dir. de D. BALAGEAS, C.P. FRITZEN et A. GÜEMES. ISTE Ltd, 2006 (cf. p. 6).
- [16] « Guidelines for Implementation of Structural Health Monitoring on Fixed Wing Aircraft ». In : (2013) (cf. p. 6).
- [17] D. BALAGEAS. « Le contrôle de santé de structure intégré ». In : *Congrès Interdisciplinaire en Instrumentation, Paris*. 2001 (cf. p. 7).
- [18] A. RYTTER. « Vibrational based inspection of civil engineering structures ». Thèse de doct. Dept. of Building Technology et Structural Engineering, Aalborg University, 1993 (cf. p. 7).
- [19] M. DERRISO, S. OLSON et M. DESIMIO. « Encyclopedia of Structural Health Monitoring ». In : sous la dir. de F.-K. Chang C. BOLLER et Y. FUJINO. John Wiley & Sons, 2009. Chap. 90, Military Aircraft, p. 1563–1577 (cf. p. 7).
- [20] D. ROYER et E. DIEULESAINT. *Ondes élastiques dans les solides*. T. 1. Paris : Masson, 1996 (cf. p. 8, 10, 42, 43).
- [21] B. CHAPUIS, K. JEZINE, V. BARONIAN, L. TAUPIN et D. SÉGUR. « Simulation of guided waves in CIVA platform : models for SHM of composite structures ». In : *Proceedings of the 10th International Workshop on Structural Health Monitoring, Stanford*. 2015 (cf. p. 13).
- [22] P.E. HUTHWAITE. « Quantitative imaging with mechanical waves ». Thèse de doct. Imperial College London, mar. 2012 (cf. p. 14, 25, 26).
- [23] D.P. JANSEN et D.A. HUTCHINS. « Lamb wave tomographie ». In : *Ultrasonics symposium* (1990), p. 1017–1020 (cf. p. 14).
- [24] J.C.P. McKEON et M.K. HINDERS. « Parallel projection and crosshole Lamb wave contact scanning tomographie ». In : *Acoustical Society of America* 106.5 (nov. 1999), p. 2568–2577 (cf. p. 14).
- [25] E.V. MALYARENKO et M.K. HINDERS. « Fan beam and double crosshole Lamb wave tomography for mapping flaws in aging aircraft structures ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 108 (2000), p. 1631–1639 (cf. p. 14).
- [26] P. BELANGER et P. CAWLEY. « Feasibility of low frequency straight-ray guided wave tomography ». In : *NDT&E International* 42 (2009), p. 113–119 (cf. p. 14).
- [27] S. LI, K. MUELLER, M. JACKOWSKI, D.P. DIONE et L.H. STAIB. « Fast marching method to correct for refraction in ultrasound computed Tomography ». In : *3rd IEEE International Symposium on Biomedical Imaging : Nano to Macro* (2006), p. 896–899 (cf. p. 14, 19).
- [28] A. HORMATI, I. JOVANOVIC, O. ROY et M. VETTERLI. « Robust Ultrasound Travel-time Tomography Using the Bent Ray Model ». In : *Medical Imaging* 7629.762901-1 (2010) (cf. p. 14).
- [29] S. LI, M. JACKOWSKI, D.P. DIONE, T. VARSLLOT, L.H. STAIB et K. MUELLER. « Refraction corrected transmission ultrasound computed tomography for application in breast imaging ». In : *Medical Physics* 37 (2010), p. 2233–2246 (cf. p. 14, 19).
- [30] C.L. WILLEY, F. SIMONETTI, P.B. NAGY et G. INSTANES. « Guided wave tomographie of pipes with high-order helical Modes ». In : *NDT & E International* 65 (2014), p. 8–21 (cf. p. 14).
- [31] P.R. WILLIAMSON. « A guide to the limits of resolution imposed by scattering in ray tomography ». In : *Geophysics* 56.2 (fév. 1991), p. 202–207 (cf. p. 14).
- [32] C.H. WANG et L.R.F. ROSE. « Plate-wave diffraction tomography for structural health monitoring ». In : *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* 22 (2003), p. 1615–1622 (cf. p. 15).
- [33] F. SIMONETTI et N. HUANG. « From beamforming to diffraction tomography ». In : *Applied Physics* 103 (2008), p. 103–110 (cf. p. 15, 23, 24).
- [34] A.H. ROHDE, M. VEIDT, L.R.F. ROSE et J. HOMER. « A computer simulation study of imaging flexural inhomogeneities using plate-wave diffraction tomography ». In : *Ultrasonics* 48 (oct. 2007), p. 6–15 (cf. p. 15).
- [35] P. BELANGER, P. CAWLEY et F. SIMONETTI. « Guided Wave Diffraction Tomography Within the Born Approximation ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 57.6 (juin 2010), p. 1405–1418 (cf. p. 15, 20, 25).

- [36] P. MÜLLER, M. SCHÜRMAN et J. GUCK. « The Theory of Diffraction Tomography ». In : *arXiv preprint arXiv :1507.00466* (2015) (cf. p. 15, 20).
- [37] P. HUTHWAITE et F. SIMONETTI. « High-resolution imaging without iteration : A fast and robust method for breast ultrasound Tomography ». In : *Acoustical Society of America* 130.3 (juin 2011), p. 1721–1734 (cf. p. 15, 23, 25).
- [38] P. HUTHWAITE et F. SIMONETTI. « High-resolution guided wave tomography ». In : *Wave Motion* 50 (2013), p. 979–993 (cf. p. 15, 25).
- [39] P. HUTHWAITE. « Evaluation of inversion approaches for guided wave thickness mapping ». In : *Proceedings of the Royal Society A* 470 (mar. 2014), p. 20140063 (cf. p. 15, 163).
- [40] P. HUTHWAITE. « Improving accuracy through density correction in guided wave tomography ». In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 472.2186 (2016). ISSN : 1364-5021. DOI : [10.1098/rspa.2015.0832](https://doi.org/10.1098/rspa.2015.0832) (cf. p. 15, 28, 34, 36, 37, 40, 149–151).
- [41] P. HUTHWAITE. « Eliminating incident subtraction in diffraction tomography ». In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 472.2195 (2016). ISSN : 1364-5021. DOI : [10.1098/rspa.2016.0707](https://doi.org/10.1098/rspa.2016.0707) (cf. p. 15, 25, 62).
- [42] P. HUTHWAITE, A.A. ZWIEBEL et F. SIMONETTI. « A new regularization technique for limited-view sound-speed imaging ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* 60.3 (mar. 2013), p. 603–613 (cf. p. 15, 26).
- [43] P. HUTHWAITE. « Guided wave tomography with an improved scattering model ». In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 472.2195 (2016). ISSN : 1364-5021. DOI : [10.1098/rspa.2016.0643](https://doi.org/10.1098/rspa.2016.0643) (cf. p. 15, 26).
- [44] J. RAO, M. RATASSEPP et Z. FAN. « Guided Wave Tomography Based on Full Waveform Inversion ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 63.5 (mai 2016), p. 737–745. ISSN : 0885-3010. DOI : [10.1109/TUFFC.2016.2536144](https://doi.org/10.1109/TUFFC.2016.2536144) (cf. p. 15).
- [45] J. RAO, M. RATASSEPP et Z. FAN. « Investigation of the reconstruction accuracy of guided wave tomography using full waveform inversion ». In : *Journal of Sound and Vibration* 400 (2017), p. 317–328. ISSN : 0022-460X. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X17303231> (cf. p. 15).
- [46] J. RAO, M. RATASSEPP et Z. FAN. « Limited-view ultrasonic guided wave tomography using an adaptive regularization method ». In : *Journal of Applied Physics* 120.19, 194902 (2016). URL : <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/120/19/10.1063/1.4967790> (cf. p. 15).
- [47] A.C. KAK et M. SLANEY. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. New York : IEEE Press, 1988 (cf. p. 16, 26, 143).
- [48] J.A. SETHIAN. « Fast marching methods and level set methods for propagating interfaces ». In : *Lecture series-van Karemman Institute for fluid dynamics* 3 (1998), A1–A59 (cf. p. 20).
- [49] J.N. TSITSIKLIS. « Efficient Algorithms for Globally Optimal Trajectories ». In : *IEEE Transactions on Automatic Control* 40.9 (1995), p. 1528–1538 (cf. p. 20).
- [50] J.A. BÆRENTZEN. *On the implementation of fast marching methods for 3D lattices*. Rapp. tech. 2001 (cf. p. 20).
- [51] E.W. DIJKSTRA. « A Note on Two Problems in Connexion with Graphs ». In : *Numerische Mathematik* 1 (1959), p. 269–271 (cf. p. 20).
- [52] D.W. LOZIER. « NIST digital library of mathematical functions ». In : *Annals of Mathematics and Artificial Intelligence* 38.1-3 (2003), p. 105–119. ISSN : 1573-7470. DOI : [10.1023/A:1022915830921](https://doi.org/10.1023/A:1022915830921). URL : <http://dx.doi.org/10.1023/A:1022915830921> (cf. p. 22).
- [53] L.R.F. ROSE, E. CHAN et C.H. WANG. « A comparison and extensions of algorithms for quantitative imaging of laminar damage in plates. I. Point spread functions and near field imaging ». In : *Wave Motion* 58 (2015), p. 222–243. ISSN : 0165-2125. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165212515000785> (cf. p. 24).

- [54] P. HUTHWAITE, F. SIMONETTI et M.J.S. LOWE. « Ultrasonic quantitative imaging with limited view arrays ». In : *AIP Conference Proceedings* (2013), p. 714–721 (cf. p. 26).
- [55] A. IMPERIALE, S. CHATILLON, P. CALMON, N. LEYMARIE, S. IMPERIALE et E. DEMALDENT. « UT Simulation of Embedded Parametric Defects Using a Hybrid Model Based Upon Spectral Finite Element and Domain Decomposition Methods ». In : *19th World Conference on Non-Destructive Testing*. 2016 (cf. p. 28).
- [56] E. FRIBOURG-BLANC. « Actionneurs en couches minces pour le contrôle santé de structures aéronautiques - étude de films de PZT et de PMNT - ». Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2003 (cf. p. 30–32).
- [57] N. ETAIX, A. LEBLANC, M. FINK et R. ING. « Thickness or phase velocity measurements using the Green's function comparison method ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 57.8 (2010) (cf. p. 33).
- [58] R.D. MINDLIN. « Influences of rotatory inertia and shear on flexural motions of isotropic, elastic plates ». In : *J. Appl. Mech.* 18 (1951), p. 31–38. URL : <http://ci.nii.ac.jp/naid/10002928005/en/> (cf. p. 43).
- [59] R.D. MINDLIN. « Thickness Shear and Flexural Vibrations of Crystal Plates ». In : *Journal of Applied Physics* 22.3 (1951), p. 316–323. DOI : 10.1063/1.1699948 (cf. p. 43).
- [60] O. RIOUL et P. FLANDRIN. « Time-scale energy distributions : a general class extending wavelet transforms ». In : *IEEE Transactions on Signal Processing* 40.7 (juil. 1992), p. 1746–1757. ISSN : 1053-587X. DOI : 10.1109/78.143446 (cf. p. 44).
- [61] F. AUGER et P. FLANDRIN. « Improving the readability of time-frequency and time-scale representations by the reassignment method ». In : *IEEE Transactions on Signal Processing* 43.5 (mai 1995), p. 1068–1089. ISSN : 1053-587X. DOI : 10.1109/78.382394 (cf. p. 44–46).
- [62] P. FLANDRIN. *Time-Frequency/Time-Scale Analysis*. T. 10. Academic press, 1999 (cf. p. 45).
- [63] K. KODERA, C. DE VILLEDARY et R. GENDRIN. « A new method for the numerical analysis of non-stationary signals ». In : *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 12.2 (1976), p. 142–150. ISSN : 0031-9201. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031920176900443> (cf. p. 45).
- [64] K. KODERA, R. GENDRIN et C. VILLEDARY. « Analysis of time-varying signals with small BT values ». In : *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing* 26.1 (fév. 1978), p. 64–76. ISSN : 0096-3518. DOI : 10.1109/TASSP.1978.1163047 (cf. p. 45).
- [65] A.H. ANDERSEN et A.C. KAK. « Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART) : A Superior Implementation of the Art Algorithm ». In : *Ultrasonic Imaging* 6.1 (1984). PMID : 6548059, p. 81–94. DOI : 10.1177/016173468400600107 (cf. p. 53).
- [66] L. STEHLY, M. CAMPILLO, B. FROMENT et R. WEAVER. « Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation (C3) of ambient seismic noise ». In : *Journal of the Geophysical Research* (2008) (cf. p. 68, 71).
- [67] R.L. WEAVER et O.I. LOBKIS. « Ultrasonics without a Source : Thermal Fluctuation Correlations at MHz Frequencies ». In : *Physical Review Letters* 87.13 (2001), p. 134301 (cf. p. 68–70).
- [68] O.I. LOBKIS et R.L. WEAVER. « On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 6 (2001), p. 3011–3017 (cf. p. 68–70).
- [69] R.F. GREENE et H.B. CALLEN. « On the formalism of thermodynamic fluctuation theory ». In : *Physical Review* 83.6 (1951), p. 1231 (cf. p. 70).
- [70] R. KUBO. « The fluctuation-dissipation theorem ». In : *Reports on progress in physics* 29.1 (1966), p. 255 (cf. p. 70).
- [71] H. NYQUIST. « Thermal agitation of electric charge in conductors ». In : *Physical review* 32.1 (1928), p. 110 (cf. p. 70).
- [72] S.M. RYTOV. « On thermal agitation in distributed systems ». In : *Soviet Physics Doklady*. T. 1. 1957, p. 555 (cf. p. 70).

- [73] T.L. DUVALL, S.M. JEFFERIES, J.W. HARVEY et M.A. POMERANTZ. « Time-distance helioseismology ». In : (1993) (cf. p. 70).
- [74] B.A. VAN TIGGELEN. « Green function retrieval and time reversal in a disordered world ». In : *Physical review letters* 91.24 (2003), p. 243904 (cf. p. 70, 72).
- [75] R.L. WEAVER et O.I. LOBKIS. « Diffuse fields in open systems and the emergence of the Green's function (L) ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 116.5 (2004), p. 2731–2734 (cf. p. 70).
- [76] K. WAPENAAR. « Retrieving the elastodynamic Green's function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation ». In : *Physical review letters* 93.25 (2004), p. 254301 (cf. p. 70).
- [77] R. SNIEDER. « Extracting the Green's function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase ». In : *Physical Review E* 69.4 (2004), p. 046610 (cf. p. 70, 72).
- [78] P. ROUX, K.G. SABRA, W.A. KUPERMAN et A. ROUX. « Ambient noise cross correlation in free space : Theoretical approach ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 117.1 (2005), p. 79–84 (cf. p. 70).
- [79] R. SNIEDER. « Extracting the Green's function of attenuating heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 121.5 (2007), p. 2637–2643 (cf. p. 70).
- [80] R.L. WEAVER. « Ward identities and the retrieval of Green's functions in the correlations of a diffuse field ». In : *Wave Motion* 45.5 (2008), p. 596–604. ISSN : 0165-2125. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165212507000881> (cf. p. 70).
- [81] F. SANCHEZ-SESMA, J.A. PEREZ-RUIZ, F. LUZON, M. CAMPILLO et A. RODRIGUEZ-CASTELLANOS. « Diffuse fields in dynamic elasticity ». In : *Wave Motion* 45 (2008), p. 641–654 (cf. p. 70).
- [82] F. SANCHEZ-SESMA et M. CAMPILLO. « Retrieval of the Green Function from Cross Correlation : the Canonical Elastic Problem ». In : *Bulletin of the Seismological Society of America* (2006) (cf. p. 70).
- [83] R. SNIEDER, K. WAPENAAR et U. WEGLER. « Unified Green's function retrieval by cross-correlation ; connection with energy principles ». In : *Physical Reiview E* 75 (2007), p. 036103 (cf. p. 70).
- [84] A. DERODE, E. LAROSE, M. TANTER, J. de ROSNY, A. TOURIN, M. CAMPILLO et M. FINK. « Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium (L) ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 113 (2003), p. 2973–2976 (cf. p. 70).
- [85] A. DERODE, E. LAROSE, M. CAMPILLO et M. FINK. « How to estimate the Green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors? Application to acoustic waves ». In : *Applied Physics Letters* 83.15 (2003), p. 3054–3056 (cf. p. 70).
- [86] E. LAROSE, A. DERODE, M. CAMPILLO et M. FINK. « Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields ». In : *Journal of Applied Physics* 95 (2004), p. 8393–8399 (cf. p. 70, 72).
- [87] M. DAVY, J. de ROSNY et P. BESNIER. « Green's Function Retrieval with Absorbing Probes in Reverberating Cavities ». In : *Phys. Rev. Lett.* 116 (21 mai 2016), p. 213902. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.213902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.213902) (cf. p. 70).
- [88] K.G. SABRA, E.S. WINKEL, D.A. BOURGOYNE, B.R. ELBING, S.L. CECCIO, M. PERLIN et D.R. DOWLING. « Using cross correlations of turbulent flow-induced ambient vibrations to estimate the structural impulse response. Application to structural health monitoring ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 121 (2007), p. 1987–1995 (cf. p. 70).
- [89] E. LAROSE, P. ROUX et M. CAMPILLO. « Reconstruction of Rayleigh-Lamb dispersion spectrum based on noise obtained from an air-jet forcing ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 122 (2007), p. 3437–3444 (cf. p. 70, 73).
- [90] K. SABRA, A. SRIVASTAVA, F. LANZA DI SCALEA, I. BARTOLI, P. RIZZO et S. CONTI. « Structural health monitoring by extraction of coherent guided waves from diffuse fields ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 132 (2008), p. 8–13 (cf. p. 70).
- [91] E. LAROSE et S. HALL. « Monitoring stress related velocity variation in concrete with a 2×10^{-5} relative resolution using diffuse ultrasound ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 125.4 (2009), p. 1853–1856 (cf. p. 70).

- [92] A. DUROUX, K.G. SABRA, J. AYERS et M. RUZZENE. « Extracting guided waves from cross-correlations of elastic diffuse fields : Applications to remote structural health monitoring ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 127 (2010), p. 204–215 (cf. p. 70).
- [93] K.G. SABRA et S. HUSTON. « Passive structural health monitoring of a high-speed naval ship from ambient vibrations ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 129 (2011), p. 2991–2999 (cf. p. 70).
- [94] L. CHEHAMI, E. MOULIN, J. de ROSNY, C. PRADA, O. BOU MATAR, F. BENMEDDOUR et J. ASSAAD. « Detection and localization of a defect in a reverberant plate using acoustic field correlation ». In : *Journal of Applied Physics* 115 (2014), p. 104901 (cf. p. 70).
- [95] P. ROUX, W.A. KUPERMAN, J.A. COLOSI, B.D. CORNUELLE, B.D. DUSHAW, M.A. DZIECIUCH, B.M. HOWE, J.A. MERCER, W. MUNK, R.C. SPINDEL et P.F. WORCESTER. « Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 116.4 (2004), p. 1995–2003 (cf. p. 70, 72).
- [96] K.G. SABRA, P. ROUX et W.A. KUPERMAN. « Emergence rate of the time-domain Green's function from the ambient noise cross-correlation function ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 118.6 (2005), p. 3524–3531 (cf. p. 70, 72).
- [97] X. ZANG, M.G. BROWN et O.A. GODIN. « Waveform modeling and inversion of ambient noise cross-correlation functions in a coastal ocean environment ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 138.3 (2015), p. 1325–1333 (cf. p. 70).
- [98] L. GIZON et A.C. BIRCH. « Time-distance helioseismology : noise estimation ». In : *The Astrophysical Journal* 614.1 (2004), p. 472 (cf. p. 70, 72).
- [99] A. ZORGANI, R. SOUCHON, A.-H. DINH, J.-Y. CHAPELON, J.-M. MÉNAGER, S. LOUNIS, O. ROUVIÈRE et S. CATHELINE. « Brain palpation from physiological vibrations using MRI ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 112.42 (2015), p. 12917–12921 (cf. p. 70).
- [100] K.G. SABRA, S. CONTI, P. ROUX et W.A. KUPERMAN. « Passive in vivo elastography from skeletal muscle noise ». In : *Applied physics letters* 90.19 (2007), p. 194101 (cf. p. 70).
- [101] M. CAMPILLO et A. PAUL. « Long-Range Correlations in the Diffuse Seismic Coda ». In : *Science* 299 (2003), p. 547–549 (cf. p. 70, 72).
- [102] N.M. SHAPIRO, M. CAMPILLO, L. STEHLY et M.H. RITZWOLLER. « High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise ». In : *Science* 307.5715 (2005), p. 1615–1618 (cf. p. 70).
- [103] N.M. SHAPIRO et M. CAMPILLO. « Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise ». In : *Geophysical Research Letters* 31.7 (2004) (cf. p. 70).
- [104] K.G. SABRA, P. GERSTOFT, P. ROUX, W.A. KUPERMAN et M.C. FEHLER. « Surface wave tomography from microseisms in Southern California ». In : *Geophysical Research Letters* 32.14 (2005) (cf. p. 70).
- [105] R. SNIEDER et K. WAPENAAR. « Imaging with ambient noise ». In : *Physics Today* 63 (2010), p. 44–49 (cf. p. 70).
- [106] P. GOUEDARD, L. STEHLY, F. BRENGUIER, M. CAMPILLO, Y. COLIN DE VERDIÈRE, E. LAROSE, L. MARGERIN, P. ROUX, F.J. SÁNCHEZ-SESMA, N.M. SHAPIRO et al. « Cross-correlation of random fields : Mathematical approach and applications ». In : *Geophysical prospecting* 56.3 (2008), p. 375–393 (cf. p. 70).
- [107] M. CAMPILLO, H. SATO, N.M. SHAPIRO et R.D. VAN DER HILST. « New developments on imaging and monitoring with seismic noise ». In : *Comptes Rendus Géoscience* 343.8-9 (2011), p. 487–495. doi : [10.1016/j.crte.2011.07.007](https://doi.org/10.1016/j.crte.2011.07.007) (cf. p. 70).
- [108] R. SNIEDER, K.V. WIJK, M. HANEY et R. CALVERT. « Cancellation of spurious arrivals in Green's function extraction and the generalized optical theorem ». In : *Physical Review E* 78 (2008), p. 036606 (cf. p. 70).
- [109] R. SNIEDER et C. FLEURY. « Cancellation of spurious arrivals in Green's function retrieval of multiple scattered waves ». In : *Acoustical Society of America* 128 (2010), p. 1598–1605 (cf. p. 70).
- [110] R. WEAVER, B. FROMENT et M. CAMPILLO. « On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 126.4 (2009), p. 1817–1826 (cf. p. 70).

- [111] O.A. GODIN. « Accuracy of the deterministic travel time retrieval from cross-correlations of non-diffuse ambient noise ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 126.6 (2009), EL183–EL189 (cf. p. 70).
- [112] J. GARNIER et G. PAPANICOLAOU. « Passive sensor imaging using cross correlations of noisy signals in a scattering medium ». In : *SIAM Journal on Imaging Sciences* 2.2 (2009), p. 396–437 (cf. p. 71).
- [113] J. GARNIER et G. PAPANICOLAOU. « Resolution analysis for imaging with noise ». In : *Inverse Problems* 26 (2010), 074001 (22 p.) (Cf. p. 71).
- [114] E. MOULIN, N. ABOU LEYLA, J. ASSAAD et S. GRONDEL. « Applicability of acoustic noise correlation for structural health monitoring in nondiffuse field conditions ». In : *Applied Physics Letters* 95 (2009), p. 094104 (cf. p. 71).
- [115] N. ABOU LEYLA, E. MOULIN et J. ASSAAD. « Exploitation of Acoustic Noise Correlation for Structural Health Monitoring Applications ». In : *The Open Acoustics Journal* 5 (2012), p. 23–31 (cf. p. 71).
- [116] R. WEAVER. « On the retrieval of attenuation from the azimuthally averaged coherency of a diffuse field ». In : *arXiv* 1206 (2012), p. 6513 (cf. p. 71).
- [117] Y. FAN et R. SNIEDER. « Required source distribution for interferometry of waves and diffusive fields ». In : *Geophysical Journal International* 179.2 (2009), p. 1232–1244 (cf. p. 71).
- [118] J.Y. YORITOMO et R.L. WEAVER. « Fluctuations in the cross-correlation for fields lacking full diffusivity : The statistics of spurious features ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 140.1 (2016), p. 702–713. URL : <http://scitation.aip.org/content/asa/journal/jasa/140/1/10.1121/1.4959002> (cf. p. 71).
- [119] J. ZHANG et X. YANG. « Extracting surface wave attenuation from seismic noise using correlation of the coda of correlation ». In : *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 118.5 (2013), p. 2191–2205 (cf. p. 71).
- [120] B. FROMENT, M. CAMPILLO et P. ROUX. « Reconstructing the Green's function through iteration of correlations ». In : *Comptes Rendus Geoscience* 343.8 (2011), p. 623–632. ISSN : 1631-0713. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631071311000587> (cf. p. 71).
- [121] R.L. WEAVER et O.I. LOBKIS. « Fluctuations in diffuse field-field correlations and the emergence of the Green's function in open systems ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 117.6 (2005), p. 3432–3439 (cf. p. 72).
- [122] E. LAROSE. « Mesoscopics of Ultrasound and seismic wave : application to passive imaging ». In : *Annales de Physique* 31.3 (2006), p. 1–126 (cf. p. 72).
- [123] E. LAROSE, P. ROUX, M. CAMPILLO et A. DERODE. « Fluctuations of correlations and Green's function reconstruction : role of scattering ». In : *Journal of Applied Physics* 103.11 (2008), p. 114907 (cf. p. 72).
- [124] A.H. NOOGHABI, L. BOSCHI, P. ROUX et J. de ROSNY. « Coda reconstruction from cross-correlation of a diffuse field on thin elastic plates ». In : *arXiv preprint arXiv:1704.05346* (2017) (cf. p. 72).
- [125] J.Y. YORITOMO et R.L. WEAVER. « Effect of dispersion on the convergence rate for Green's function retrieval ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 140.6 (2016), p. 4496–4505 (cf. p. 72, 73).
- [126] A. COLOMBI, L. BOSCHI, P. ROUX et M. CAMPILLO. « Green's function retrieval through cross-correlations in a two-dimensional complex reverberating medium ». In : *Journal of the Acoustical Society of America* 135 (2014), p. 1034–1043 (cf. p. 73).
- [127] M. NIETO-VESPERINAS. *Scattering and diffraction in physical optics*. World Scientific, 1991 (cf. p. 73).
- [128] M. TANTER, J.-F. AUBRY, J. GERBER, J.-L. THOMAS et M. FINK. « Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. I. Basic principles ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 110.1 (2001), p. 37–47 (cf. p. 73–75).
- [129] M. TANTER, J.-L. THOMAS et M. FINK. « Time reversal and the inverse filter ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 108.1 (2000), p. 223–234 (cf. p. 73, 75).
- [130] J.-F. AUBRY, M. TANTER, J. GERBER, J.-L. THOMAS et M. FINK. « Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. II. Experiments. Application to focusing through absorbing and reverberating media ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 110.1 (2001), p. 48–58 (cf. p. 75).

- [131] L. GANJEHI. « Ondes de choc acoustiques en milieu hétérogène, des ultrasons au bang sonique ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2008 (cf. p. 75).
- [132] O. BOU MATAR, S. DELRUE et K. VAN DEN ABBELE. « Optimization of chaotic cavity transducers to nonlinear elastic imaging ». In : *10ème Congrès Français d'Acoustique*. 2010 (cf. p. 75).
- [133] N. QUIEFFIN. « Etude du rayonnement acoustique de structures solides : vers un système d'imagerie haute résolution. » Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2004 (cf. p. 75).
- [134] T. GALLOT. « Acoustical imaging in reverberating medias ». Theses. Université de Grenoble, nov. 2010. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00606012> (cf. p. 76).
- [135] T. GALLOT, S. CATHELIN, P. ROUX et M. CAMPILLO. « A passive inverse filter for Green's function retrieval ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 131.1 (2012), EL21–EL27 (cf. p. 76).
- [136] T. PENG, Y. LIU, A. SAXENA et K. GOEBEL. « In-situ fatigue life prognosis for composite laminates based on stiffness degradation ». In : *Composite Structures* 132 (2015), p. 155–165. ISSN : 0263-8223. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0263822315003669> (cf. p. 86).
- [137] P. FERDINAND. « The Evolution of Optical Fiber Sensors Technologies During the 35 Last Years and Their Applications in Structure Health Monitoring ». In : *Proceedings of the 7th EWSHM, Nantes*. 2014 (cf. p. 119).
- [138] V. GIURGIUTIU, M. GRESIL et R. CATALIN. « Acousto-Ultrasonic Sensor ». US 20130129275 A1. 2013 (cf. p. 128).
- [139] D.C. BETZ, G. THURSBY, B. CULSHAW et W.J. STASZEWSKI. « Structural Damage Location with Fiber Bragg Grating Rosettes and Lamb Waves ». In : *Structural Health Monitoring* 6 (2007), p. 299–308 (cf. p. 128).
- [140] H. WANG. « Méthodes de reconstruction d'images à partir d'un faible nombre de projections en tomographie par rayons x ». Thèse de doct. Université de Grenoble, 2011 (cf. p. 132).
- [141] P. HUTHWAITE et M. SEHER. « Robust helical path separation for thickness mapping of pipes by guided wave tomography ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 62.5 (mai 2015), p. 927–938. ISSN : 0885-3010. DOI : [10.1109/TUFFC.2014.006884](https://doi.org/10.1109/TUFFC.2014.006884) (cf. p. 132).
- [142] M. SEHER, P. HUTHWAITE, M. LOWE et P. CAWLEY. « Experimental study of A0 Lamb wave tomography ». In : *AIP Conference Proceedings*. T. 1650. 1. AIP. 2015, p. 245–253 (cf. p. 132).
- [143] E. CHAN, L.R.F. ROSE et C.H. WANG. « Multi-frequency Approach to Imaging Damage in Stiffened Structures Exhibiting Multi-path Reflections ». In : *IWSHM*. 2015 (cf. p. 132).
- [144] M. UNSER. « Splines : A perfect fit for signal and image processing ». In : *IEEE Signal processing magazine* 16.6 (1999), p. 22–38 (cf. p. 143).

Base de B-splines

Contrairement à la littérature [47], afin d'approximer la cartographie d'épaisseur (ou lorsque nous effectuons une descente de gradient lors du calcul des rayons pour *bent-ray*), nous faisons appel à une base de splines que nous définissons dans cette annexe. Les B-splines [144] (ou splines de base) $b^{(n)}(x)$ d'ordre $n \geq 0$ sont (en 1D) des fonctions à support compact $\left[-\frac{n+1}{2}, \frac{n+1}{2}\right]$, de classe C^{n-1} et normalisées de sorte que $\sum_k b^{(n)}(x-k) = 1 \forall x$.

On peut montrer qu'elles sont définies de manière équivalente par la relation de récurrence suivante :

$$b^{(0)}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right], \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

$$b^{(n)}(x) = \frac{x + \frac{n+1}{2}}{n} b^{(n-1)}\left(x + \frac{1}{2}\right) + \frac{\frac{n+1}{2} - x}{n} b^{(n-1)}\left(x - \frac{1}{2}\right), \quad (\text{A.2})$$

ou, alternativement, comme une convolution multiple :

$$b^{(n)}(x) = \underbrace{(b^{(0)} * b^{(0)} * \dots * b^{(0)})}_{n+1 \text{ fois}}(x). \quad (\text{A.3})$$

Les dérivées successives des B-splines peuvent être exprimées analytiquement à l'aide d'une autre relation de récurrence :

$$\frac{db^{(n)}}{dx}(x) = b^{(n-1)}\left(x + \frac{1}{2}\right) - b^{(n-1)}\left(x - \frac{1}{2}\right). \quad (\text{A.4})$$

On génère alors une base de fonctions C^{n-1} en considérant l'ensemble des translations $b_i^{(n)}(x) \stackrel{\text{def}}{=} b^{(n)}(x-i)$ des B-splines centrées. Dans les applications pratiques, on effectue également une mise à l'échelle selon x afin que le support de chaque B-spline ait la longueur voulue : $\beta_i^{(n)}(x) \stackrel{\text{def}}{=} b_i^{(n)}\left(\frac{x}{\Delta x}\right)$.

Le concept de B-splines se généralise facilement aux dimensions supérieures. On définit ainsi la base des B-splines 2D comme le produit tensoriel de deux bases de B-splines 1D :

$$\beta_{ij}^{(n)}(\mathbf{x}) \stackrel{\text{def}}{=} \beta_i^{(n)}(x_1) \beta_j^{(n)}(x_2), \quad \text{où } \mathbf{x} \equiv (x_1, x_2). \quad (\text{A.5})$$

Les B-splines 2D d'ordre 0 correspondent alors à la base des pixels et celles d'ordre 1 à celle des éléments bilinéaires couramment utilisés en *straight-ray tomography* dans la littérature. Au contraire, nous utiliserons des B-splines d'ordre plus élevé puisque lorsque leur ordre tend vers l'infini, celles-ci convergent vers des gaussiennes, qui ont la propriété d'être à la fois séparables (comme toutes les B-splines) mais également isotropes. L'utilisation d'une base de B-splines d'ordre élevé a ainsi pour effet de réduire les artefacts dus à l'anisotropie de la représentation du champ de lenteur.

Terminologies : absolue, relatif, état de référence

Sommaire du présent chapitre

B.1 Tomographies en temps de vol actives	146
B.2 Tomographies en temps de vol passives	146

Nous avons vu que la tomographie par ondes guidées était une méthode attrayante en [SHM](#), puisqu'elle pouvait fonctionner sans état de référence. Cependant, il est important de saisir certaines subtilités cachées derrière le terme d'« état de référence ». Précisons donc les différents types d'états de référence, et ce qu'ils impliquent lors de variations de conditions environnementales :

Algorithmes travaillant sur le champs diffracté Une des pires configurations, quand on parle d'état de référence, c'est la soustraction entre le signal courant et celui de référence. Ce cas se présente pour les algorithmes travaillant sur le champs diffracté (par exemple dans [\[13\]](#)). En effet, dans ce cas, les conditions environnementales jouant à la fois sur l'amplitude mais aussi sur la phase, une moindre petite variation, par exemple de température, entre l'état courant et celui de référence aura un effet important sur le champ diffracté.

Tomographie en temps de vol ou en atténuation Une configuration moins pénalisante est celle du travail en « relatif ». En effet, dans ce cas, aucune soustraction n'est réalisée sur les signaux. En revanche, une soustraction peut être appliquée, soit aux amplitudes (cas de la tomographie en atténuation [\[12\]](#)), soit aux temps de vol. Notons que la tomographie en temps de vol semble plus robuste, lors de variations environnementales, que celle en atténuation. De plus, nous avons vu qu'elle permettait de travailler en « absolu », donc sans état de référence. Nous comparons plus loin des tomographies (en temps de vol) relatives et absolues, à la fois en actif mais aussi en passif.

HARBUT La section [1.3.4](#) du chapitre [2](#) a présenté [HARBUT](#), et, notamment, il a été expliqué qu'il était possible de travailler sur le champ total (voir équation [\(1.68\)](#)) donc sans état de référence. Il a aussi été expliqué qu'en pratique, l'image était légèrement bruitée et présentait une faible composante constante. Il était donc préférable de soustraire l'image *beamforming* calculée sur le champ de référence (sans défaut) pouvant être obtenu théoriquement. Le fonctionnement est alors toujours sans état de référence. Enfin, à la section [2.1.4](#), il est expliqué qu'une calibration des signaux est réalisée à l'aide des signaux de référence. Il est aussi dit qu'elle pourrait théoriquement être faite sur les signaux courants, tant qu'une partie saine de la zone inspectée est identifiable. De futurs travaux pourront être réalisés en ce sens.

Dans la suite, sont présentés des tomographie en temps de vol, relatives et absolues. Toutes les images de cette annexe sont issues de l'algorithme *Straight-ray*. Pour identifier les [TbV](#), la méthode temps-fréquence a été utilisée. Le défaut imagé est présenté dans la section [4.1](#) sur la figure [4.1b](#). Une profilométrie de ce défaut est visible sur la figure [4.2](#).

B.1 Tomographies en temps de vol actives

La figure B.1 compare deux tomographies actives. La première utilise l'estimateur absolu et la deuxième le relatif. Ces estimateurs sont présentés à la section 1.3.2.1. Notons que la reconstruction de

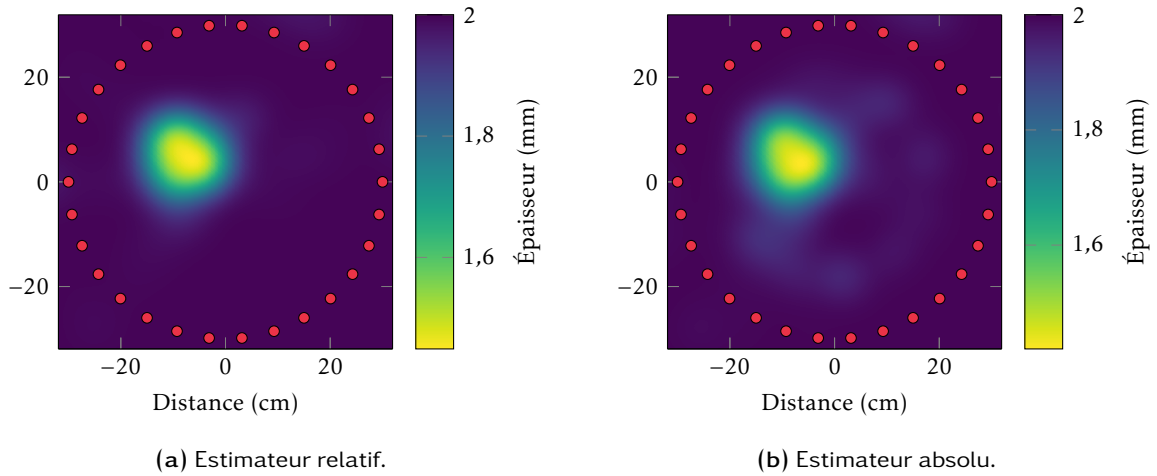


FIGURE B.1 – Comparaison de tomographies en temps de vol actives : absolue et relative.

tomographie de la figure B.1a est la même que celle de la figure 4.7a.

L'erreur relative globale, présentée dans le tableau B.1, dans le cas de l'estimateur absolu, est légèrement plus élevée. En effet, le fond de l'image de la figure B.1b est légèrement moins « propre » que celui de la figure B.1a, mais cela reste tout à fait acceptable. Ce phénomène est causé par les incertitudes expérimentales (position des capteurs non parfaite, etc.) qui ne sont pas corrigées dans le cas de l'estimateur absolu.

	Estimateur relatif	Estimateur absolu
Erreurs relatives globales sans régularisation	2,04 %	2,41 %

TABLEAU B.1 – Présentation des erreurs relatives globales des différentes reconstructions tomographiques (*straight-ray* actif) de la figure B.1 (sans régularisation).

B.2 Tomographies en temps de vol passives

Présentons maintenant le cas de la tomographie passive. La figure B.2 présente les estimateurs relatif et absolu, sans régularisation. De nouveau, le fond est plus bruité dans le cas de l'estimateur absolu. Notons que la reconstruction de tomographie de la figure B.2a est la même que celle de la figure 4.11a.

En utilisant la méthode de régularisation présentée à la section 4.2.2.2, nous obtenons les reconstructions de tomographie de la figure B.3. Cette méthode joue alors pleinement son rôle, puisque d'une itération à l'autre, le bruit dans l'image ne se retrouve pas localisé aux mêmes endroits alors que le défaut, lui, l'est. Notons que la reconstruction de tomographie de la figure B.3a est la même que celle de la figure 4.16a.

Les erreurs relatives globales des figures B.2 et B.3 sont présentées dans le tableau B.2. Ce qui a été présenté de manière qualitative est alors confirmé quantitativement.

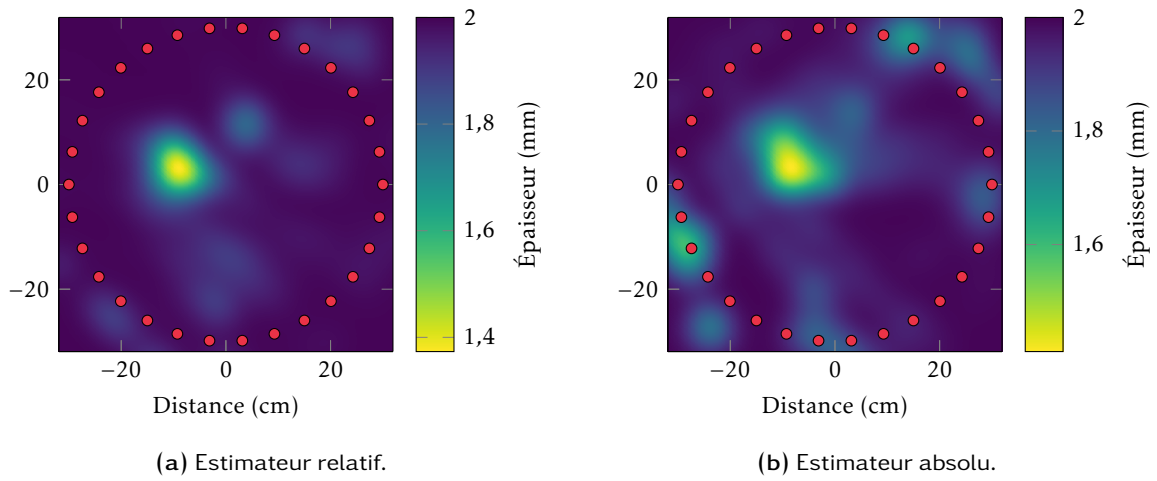


FIGURE B.2 – Comparaison de tomographies en temps de vol passive : absolue et relative.

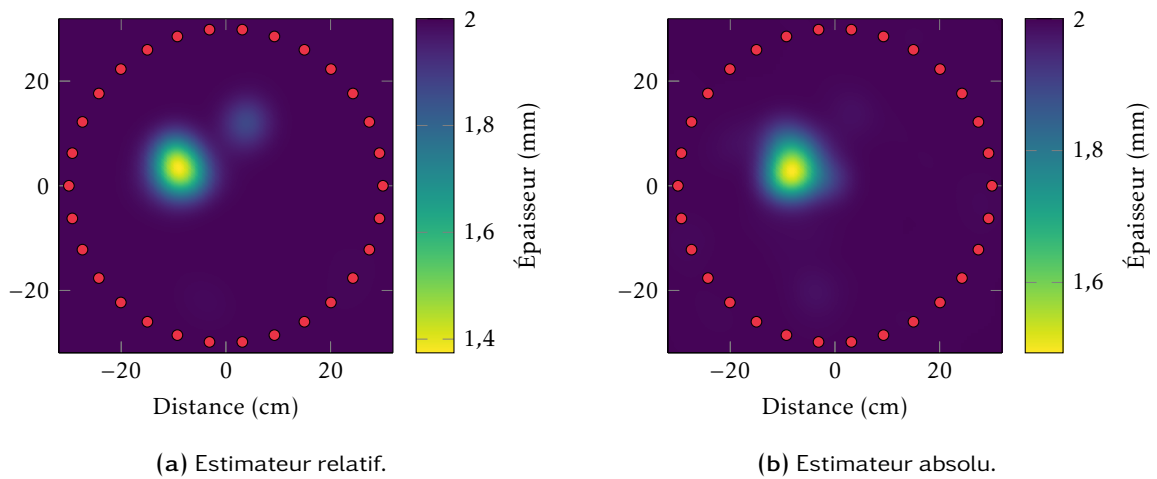


FIGURE B.3 – Comparaison de tomographies en temps de vol passive : absolue et relative. Par rapport à la figure B.2, nous avons utilisé la régularisation présentée à la section 4.2.2.2 avec les mêmes paramètres : $\beta = 0.1$, $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$.

	Estimateur relatif	Estimateur absolu
Erreurs relatives globales sans régularisation	2,30 %	3,94 %
Erreurs relatives globales avec régularisation	1,60 %	1,60 %

TABLEAU B.2 – Présentation des erreurs relatives globales des différentes reconstructions tomographiques (*straight-ray* passif) de la figure B.2 (sans régularisation) et de la figure B.3 (avec régularisation).

Les effets de distorsion d'un paquet d'ondes constitué du mode A_0 à bas produit *fréquence* \times *épaisseur*

D'après HUTHWAITE, la méthode de *compensation de dispersion basique* (présentée dans la section 2.1.2.2) suffit à détecter correctement les **TbV** dans le cas de l'utilisation du mode A_0 dans la gamme de produit *fréquence* \times *épaisseur* pour laquelle il réalise des tomographies (voir *cas 2* ci-dessous). Nous travaillons dans une gamme de produit *fréquence* \times *épaisseur* beaucoup plus faible (*cas 1*). Ainsi, nous justifions ici que, dans ce cas, si l'on veut imager de « gros défauts », il est nécessaire de prendre en compte la distorsion du paquet causée par le défaut.

Le défaut du *cas 1*, présenté ci-dessous, reste le même que celui considéré tout au long de la section 2.1.2.2 : défaut à symétrie axiale de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Pour réaliser cette étude, nous considérons un défaut « équivalent », représenté par une diminution d'épaisseur constante tout le long de la trajectoire, qui induirait la même variation de temps de vol et sensiblement les mêmes effets de dispersion. Cette hypothèse est suffisamment valide (le défaut n'est pas diffractant) pour dégager certaines tendances qui permettent de mieux comprendre comment certaines grandeurs (vitesse de phase ou de groupe) influent sur la déformation du paquet d'ondes se propageant. Ainsi, ce défaut « équivalent », celui du *cas 1*, présente une variation d'épaisseur constante de 15 % de l'épaisseur saine alors que celui des *cas 2* et *cas 3* est dix fois moins important.

Pour établir certaines tendances selon le mode, le produit *fréquence* \times *épaisseur*, la largeur de bande du *toneburst* d'émission et la taille du défaut « équivalent », nous considérons au total trois différents cas explicités ci-dessous :

- Cas 1** Un défaut « équivalent » présentant une variation d'épaisseur constante de 15 % est considéré. Ce cas permet d'étudier A_0 pour une émission de type *toneburst* de 5 cycles à 0,04 MHz·mm. Si l'épaisseur saine fait 2 mm, la largeur de bande du *toneburst* d'émission¹ sera de l'ordre de 16 kHz.
- Cas 2** Un défaut « équivalent » présentant une variation d'épaisseur constante de 1,5 % est considéré. Ce cas permet d'étudier A_0 pour un produit *fréquence* \times *épaisseur* plus élevé que celui du cas 1. En effet, elle présente une émission de type *toneburst* de 5 cycles à 0,5 MHz·mm. Si l'épaisseur saine fait 10 mm, la largeur de bande du *toneburst* d'émission sera de l'ordre de 40 kHz.
- Cas 3** Un défaut « équivalent » présentant une variation d'épaisseur constante de 1,5 % est considéré. Ce cas permet d'étudier S_0 pour une émission de type *toneburst* de 5 cycles à 1,75 MHz·mm. Si l'épaisseur saine fait 10 mm, la largeur de bande du *toneburst* d'émission sera de l'ordre de 140 kHz.

1. Dans cette étude, ce qui est appelé « largeur de bande » est définie comme étant la différence entre la fréquence maximale et la fréquence minimale du lobe primaire de la densité spectrale de puissance du *toneburst* d'émission. Ainsi nous appelons « fréquence haute » la fréquence maximale de cette largeur de bande et « fréquence basse » la fréquence minimale de cette même largeur de bande.

Tout d'abord, nous étudions la propension du paquet à s'étaler au cours de sa propagation. Cet effet peut être quantifié en calculant la différence entre la vitesse de groupe correspondant à la fréquence haute du paquet et celle correspondant à la fréquence basse de ce même paquet. Notons que ceci est vrai seulement si la vitesse de groupe évolue de façon monotone sur la bande de fréquence de travail, ce qui est vérifié pour les trois cas présentés précédemment. Ces valeurs sont répertoriées dans le tableau C.1 pour chacun des trois cas, en considérant soit l'état de référence (plaque saine) ou soit le défaut « équivalent » du cas considéré.

	$v_G^{\text{réf}}(f_{\text{max}}) - v_G^{\text{réf}}(f_{\text{min}})$	$v_G^{\text{déf}}(f_{\text{max}}) - v_G^{\text{déf}}(f_{\text{min}})$
Cas 1	458 m·s ⁻¹	431 m·s ⁻¹
Cas 2	460 m·s ⁻¹	464 m·s ⁻¹
Cas 3	-3334 m·s ⁻¹	-3327 m·s ⁻¹

TABLEAU C.1 – Présentation, pour chaque cas et selon si l'on considère un défaut « équivalent » ou un état de référence, de la différence entre la vitesses de groupe correspondant à la fréquence haute de la largeur de bande et celle correspondant à la fréquence basse de cette même largeur de bande.

Le tableau C.1 permet de constater que l'étalement temporel du paquet sera similaire qu'il y ait ou non un défaut sur la trajectoire de propagation. Cette conclusion est vérifiable, pour le *cas 1*, sur la figure 2.9 mais aussi sur les figures 2.8, 2.11 et 2.12 (bien que ce soit plus difficile à constater²).

Afin d'interpréter plus en détail les valeurs du tableau C.1, notons que plus la différence de vitesse de groupe est élevée plus le paquet s'étale rapidement au cours de sa propagation. De plus, si le signe de la différence est positif, cela signifie que les hautes fréquences se propagent plus vite que les basses fréquences. De façon opposée, si le signe est négatif, cela signifie que les hautes fréquences se propagent plus lentement que les basses fréquences. Nous pouvons ainsi dresser deux conclusions supplémentaires :

1. L'étalement au cours de la propagation des paquets correspondant aux *cas 1* et *cas 2* se produit beaucoup plus lentement qu'un paquet correspondant au *cas 3*³.
2. Les hautes fréquences se propagent plus rapidement que les basses fréquences pour les *cas 1* (ce que l'on peut vérifier sur la figure 2.9) et *cas 2* tandis que pour le *cas 3* c'est le contraire⁴.

Étudions maintenant la propension du paquet à se distordre à cause d'un défaut. Pour ce faire, nous calculons la différence entre la vitesse de phase correspondant à l'état de référence (plaque saine) et celle correspondant au défaut « équivalent » (dépendant du cas considéré), et cela pour les fréquences basses et hautes de la largeur de bande du *toneburst* considéré. Ces valeurs de variation de vitesse de phase entre la référence et le défaut sont présentées dans le tableau C.2⁵. Pour interpréter ces valeurs, notons que

	$\Delta v_{\text{Phase}}(f_{\text{min}})$	$\Delta v_{\text{Phase}}(f_{\text{max}})$
Cas 1	38 m·s ⁻¹	55 m·s ⁻¹
Cas 2	9 m·s ⁻¹	10 m·s ⁻¹
Cas 3	-3 m·s ⁻¹	-73 m·s ⁻¹

TABLEAU C.2 – Présentation, pour chaque cas et selon si l'on considère la fréquence basse de la largeur de bande ou la fréquence haute de cette même largeur de bande, de la différence entre la vitesse de phase de l'état de référence et celle du défaut « équivalent ».

plus la différence de vitesse de phase est élevée, plus le paquet est distordu par le défaut. De plus, le signe de ces différences de vitesses de phase permet d'indiquer le sens de distorsion du paquet considéré. En effet, si le signe est positif, cela signifie que le paquet se déforme vers les temps positifs. De manière opposée, si le signe est négatif nous aurons l'effet inverse (distorsion du paquet vers les temps négatifs).

2. Si le lecteur est intéressé il peut aussi se référer à [40, Appendix B] pour constater ce phénomène pour le *cas 3*.

3. Pour que le lecteur puisse constater ce phénomène, se référer à [40, Appendix B]. Nous constaterons ainsi un étalement du paquet S_0 beaucoup plus important que celui du paquet A_0 de la figure 2.9. Qui plus est, la distance de propagation est 7,5 fois plus importante dans le cas de la figure 2.9 que celui de [40, Appendix B].

4. [voir 40, Appendix B] si le lecteur veut constater ce phénomène sur le *cas 3*.

5. Toutes les valeurs des tableaux C.1 et C.2 ont été calculées à l'aide du logiciel CIVA.

La figure C.1 permet de vérifier ces affirmations pour le *cas 1*. Cette figure reprend les signaux de la figure 2.9 après rétropropagation pour avoir seulement les effets de distorsion par le défaut. Afin de constater facilement les effets de distorsion impliqué par le défaut, ces signaux ont été redressés et normalisés. La première ligne du tableau C.2 (*cas 1*) correspond à la configuration de la figure C.1. Ces

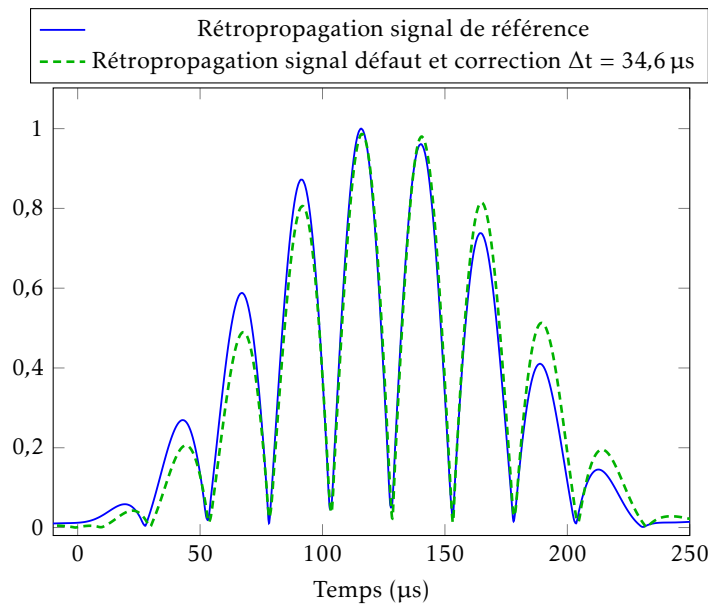


FIGURE C.1 – Zoom sur les paquets rétropropagés de la figure 2.9 qui ont été redressés et normalisés dans le but de montrer l'effet de distorsion que peut avoir un défaut sur un paquet d'ondes constitué du mode A_0 . La distance entre l'émetteur et le récepteur est de 60 cm. Le défaut est à symétrie axiale et de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. La mesure est de type déplacement vertical u_3 .

valeurs sont environ cinq fois supérieures à celles du *cas 2* : les effets de distorsion sont donc bien plus importants dans le *cas 1* que dans le *cas 2* (cas similaire aux configurations qu'utilise HUTHWAITE pour le mode A_0 dans [40]). Cette remarque pourrait expliquer pourquoi HUTHWAITE n'a pas besoin de prendre en compte les effets de distorsion causés par le défaut pour le mode A_0 . En revanche, la figure C.1 montre que pour la configuration de ces travaux (*cas 1*) les effets de distorsion ne sont pas négligeables. En effet, nous voyons sur cette figure que l'amplitude des oscillations du signal défaut est plus importante pour les temps les plus élevés et moins importante pour les temps les moins élevés que l'amplitude des oscillations du signal de référence. Ce constat est en accord avec le signe positif des valeurs de la première ligne du tableau C.2. Les effets néfastes sur l'identification des TbV que peut avoir la non prise en compte de la distorsion causée par un gros défaut (*cas 1*) sont présentés dans la section 2.1.3 (figures 2.19 et D.2).

Enfin, si le lecteur est intéressé, il peut se référer à [40, Appendix B] pour constater les effets de distorsion d'un paquet constitué du mode S_0 dans la configuration du *cas 3*. Puis, en suivant la même démarche que pour le *cas 1*, ces effets de distorsion seront justifiés par les valeurs (et leurs signes) de la ligne trois du tableau C.2. Ces valeurs semblent indiquer une forte « migration » des hautes fréquences vers les temps négatifs et une « migration » presque inexistante des basses fréquences.

Représentations supplémentaires de temps de vol pour des illuminations complètes

Nous présentons ici des détectations de T_{DV} supplémentaires, pour une illumination de 240 capteurs (pour différents types de défauts et différentes méthodes de détection de T_{DV}).

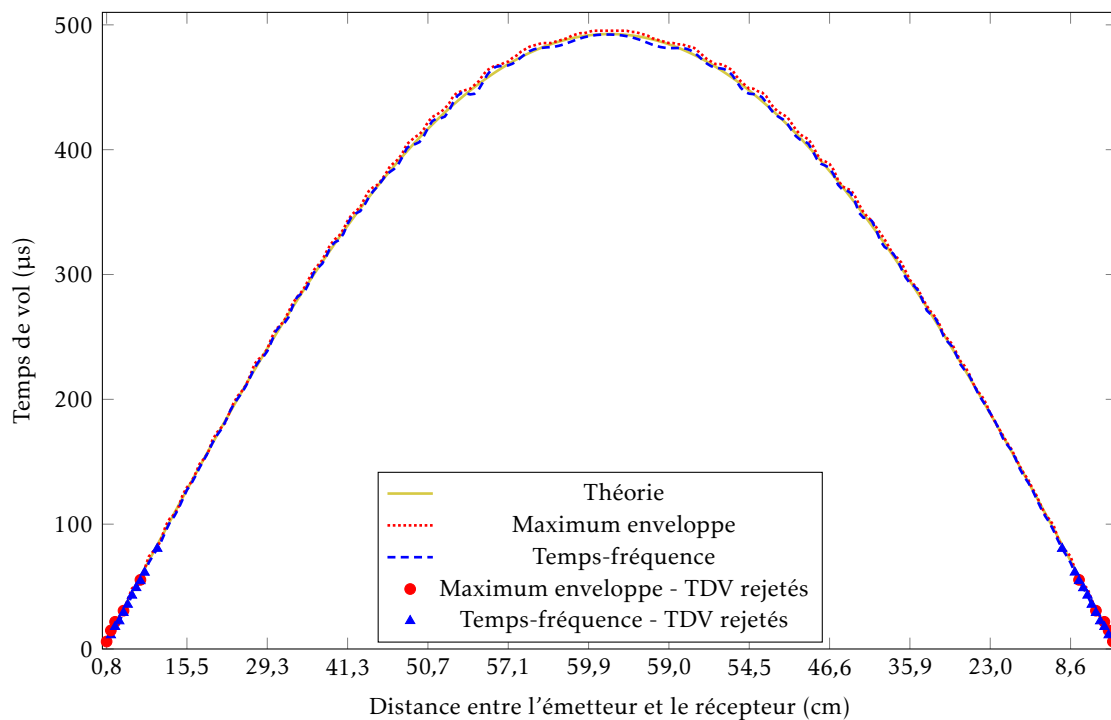


FIGURE D.1 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol au niveau du maximum de l'enveloppe et la méthode temps-fréquence dans le cas d'une plaque ne présentant pas de défaut. Les données sont de type réponse PZT pour une illumination.

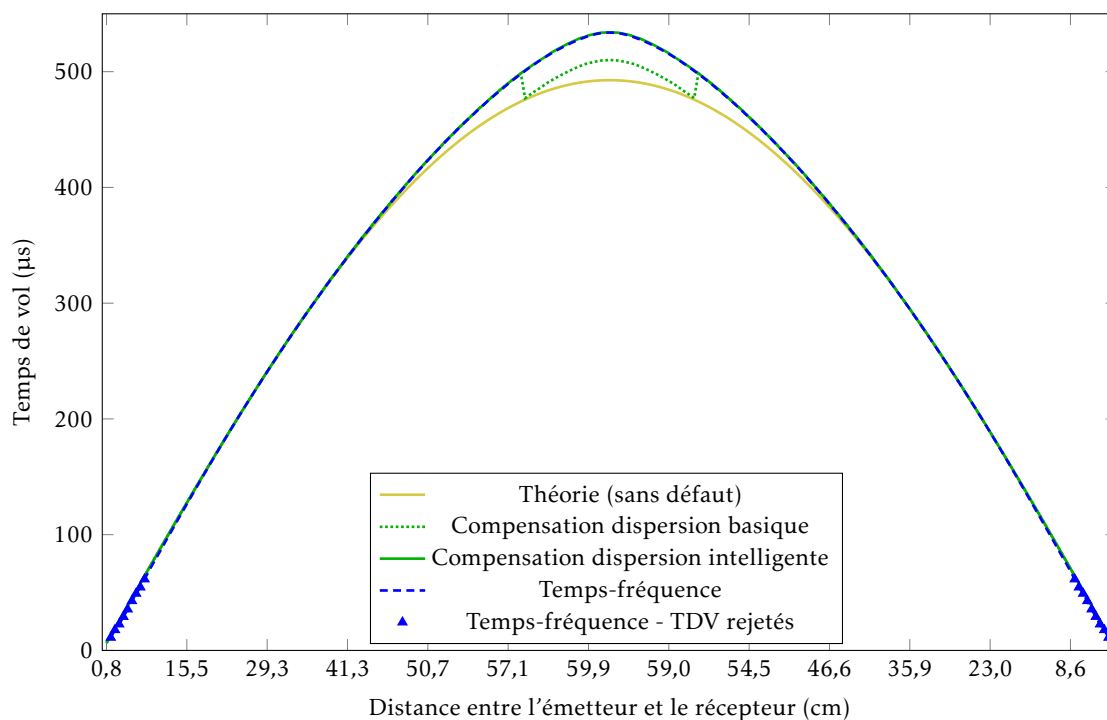


FIGURE D.2 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol de type temps-fréquence et celle de type compensation de dispersion dans le cas d'un défaut à symétrie axiale de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les données sont les déplacements verticaux u_3 pour une illumination.

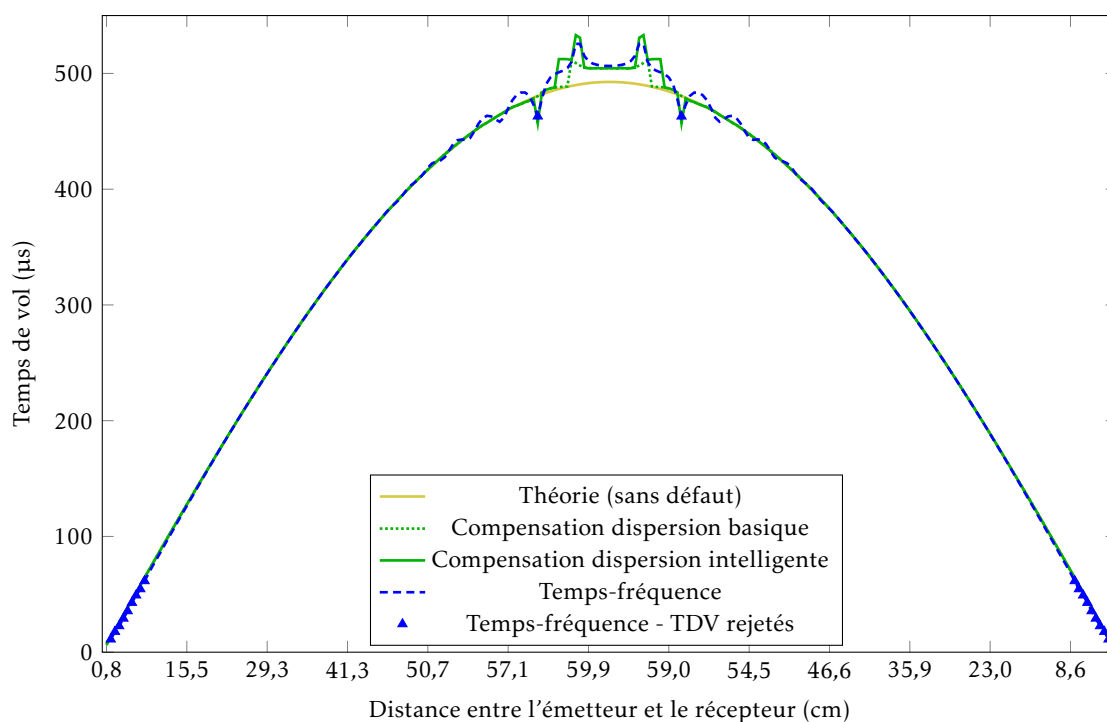
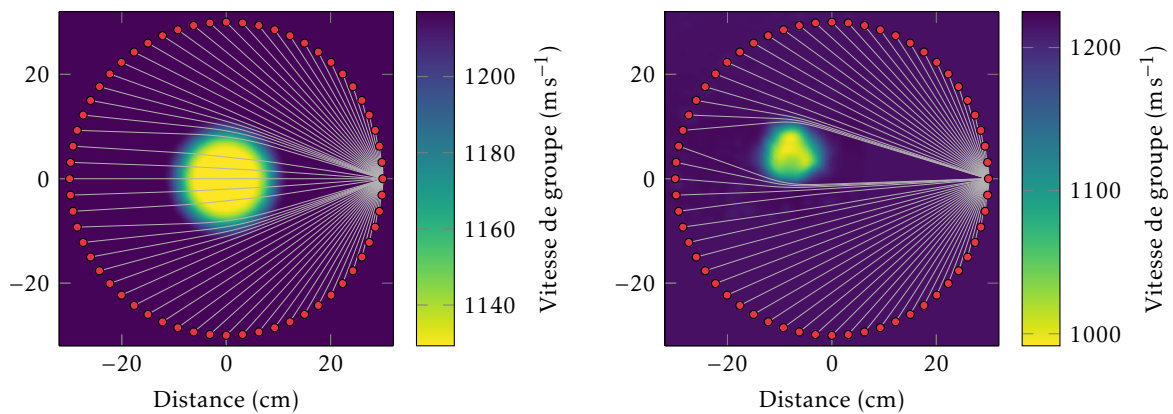


FIGURE D.3 – Comparaison entre la méthode de détection de temps de vol de type temps-fréquence et celle de type compensation de dispersion dans le cas d'un défaut à symétrie axiale de dimension $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 35 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 30 \text{ cm}$. Les données sont les déplacements verticaux u_3 pour une illumination.

Représentation des rayons dans le cas des défauts intermédiaire et expérimental

La figure E.1 présente les tracés de rayons dans le cas du défaut expérimental et dans le cas du défaut intermédiaire de simulation. Les deux autres configurations abordées dans ce manuscrit sont traitées au chapitre 2 sur la figure 2.21.



(a) Défaut intermédiaire, réfractant et diffusant, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$.

(b) Défaut expérimental, similaire au défaut de simulation de la figure 2.21b, de dimension $e_{\text{def}} = 0,65 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 3,5 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 3 \text{ cm}$.

FIGURE E.1 – Tracé de rayons représentant la trajectoire d'un front d'onde se propageant à travers une zone comprenant un défaut représenté par la vitesse de groupe qui correspond à son épaisseur locale. La distribution comprend 60 capteurs.

Tomographie pour des données issues de la simulation de type déplacement u_3

Sommaire du présent chapitre

E.1 Défaut réfractant - défaut n° 1 (tomographie en temps de vol)	157
E.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	160
F.2.1 Tomographie en temps de vol	160
F.2.2 HARBUT	160

Nous présentons dans cette annexe des reconstructions de tomographie pour des données issues de la simulation de type déplacement u_3 . Ces reconstructions sont complémentaires à celles présentées à la section 2.2.

E.1 Défaut réfractant - défaut n° 1 (tomographie en temps de vol)

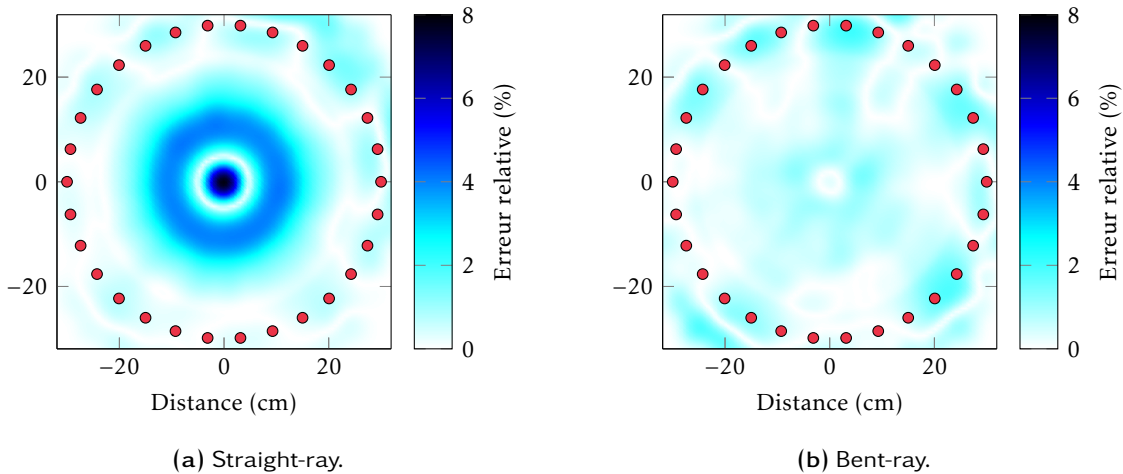
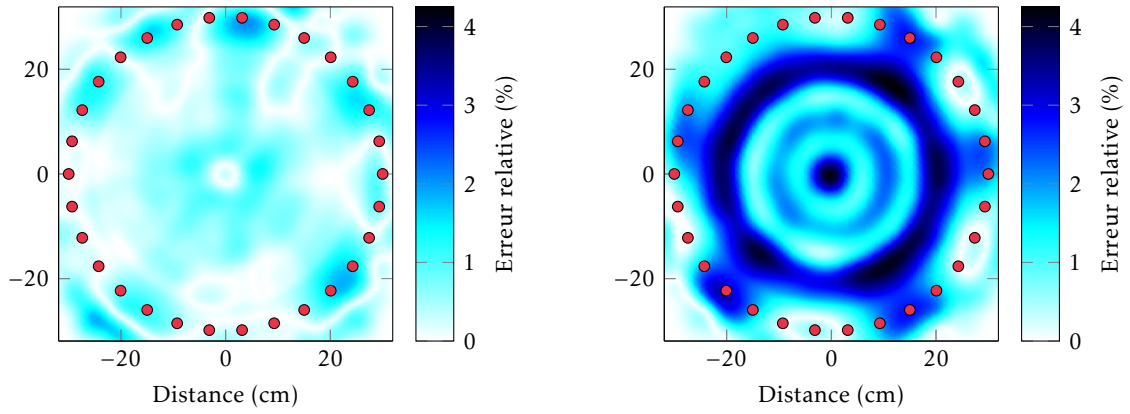


FIGURE F.1 – Erreurs relatives de tomographies absolues d’un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l’aide de 30 capteurs. Détection de TdV par méthode temps-fréquence. Ces erreurs relatives correspondent à la figure 2.23.



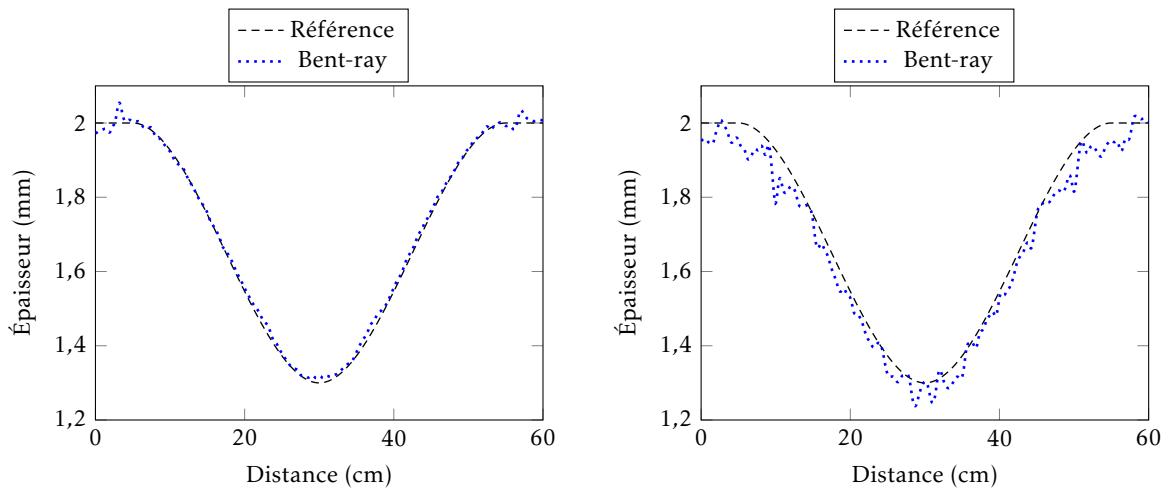
(a) Détection des TdV par méthode temps-fréquence.

(b) Détection des TdV au niveau du maximum de l'enveloppe.

FIGURE F.2 – Erreurs relatives de *bent-ray* tomographies absolues d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 30 capteurs. Ces erreurs relatives correspondent à la figure 2.24.

Pour les reconstructions de tomographie, utilisant 240 capteurs, correspondant aux figures F.3 et F.4, les erreurs relatives globales sont de :

- 0,60 % pour une détection de TdV de type temps-fréquence ;
- 1,69 % pour une détection de TdV au niveau du maximum de l'enveloppe.



(a) Détection des TdV par méthode temps-fréquence.

(b) Détection des TdV au niveau du maximum de l'enveloppe.

FIGURE F.3 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies absolues d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 0 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 25 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 240 capteurs.

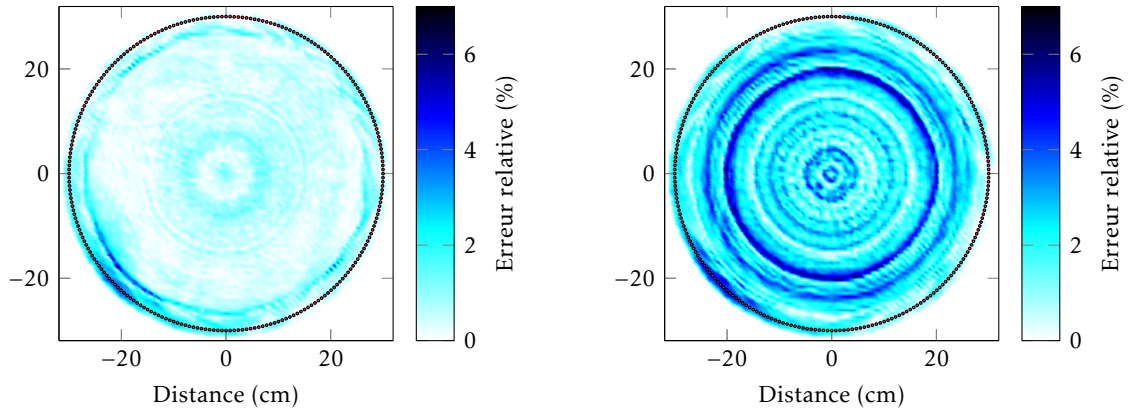
(a) Détection des TbV par méthode temps-fréquence.(b) Détection des TbV au niveau du maximum de l'enveloppe.

FIGURE F.4 – Erreurs relatives de *bent-ray* tomographies absolues d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 240 capteurs. Ces erreurs relatives correspondent à la figure F.3.

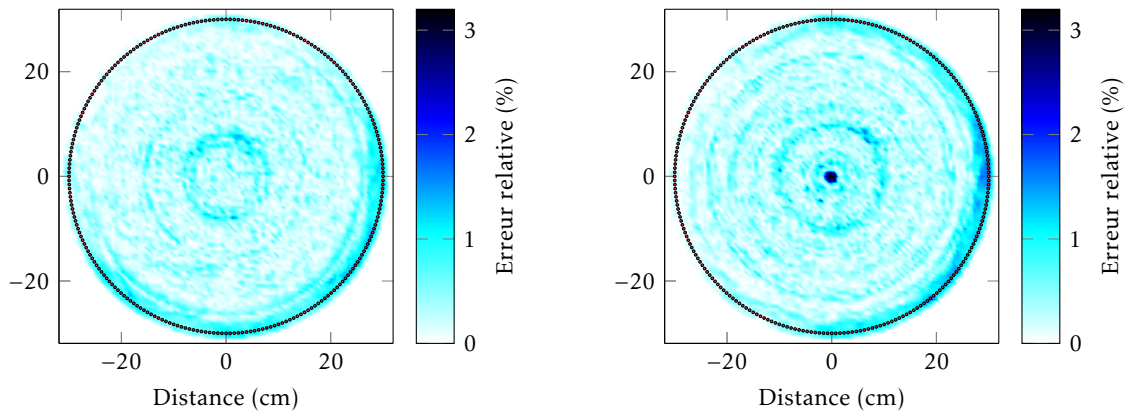
(a) Détection des TbV par méthode temps-fréquence.(b) Détection des TbV par compensation de dispersion intelligente.

FIGURE F.5 – Erreurs relatives de *bent-ray* tomographies relatives d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,7$ mm, $r_{\text{fond}} = 0$ cm et $l_{\text{trans}} = 25$ cm. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 240 capteurs. Ces erreurs relatives correspondent à la figure 2.26.

F.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2

F.2.1 Tomographie en temps de vol

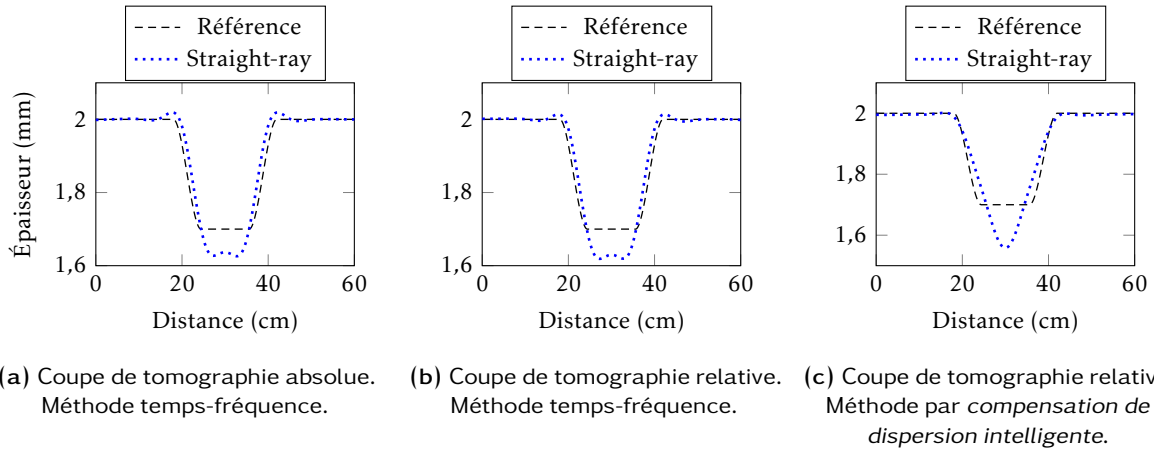


FIGURE F.6 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *straight-ray* tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 30 capteurs.

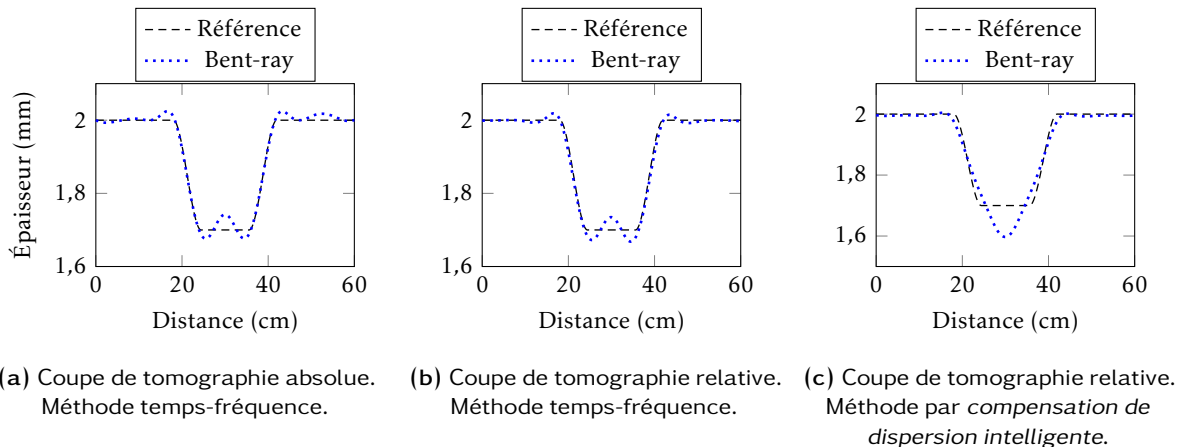


FIGURE F.7 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de *bent-ray* tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$. Les mesures, de type déplacement vertical u_3 , sont réalisées à l'aide de 30 capteurs.

F.2.2 HARBUT

Ici, nous illustrons les phénomènes de perte de résolution quand le nombre de capteur diminue en dessous du nombre optimal de 120 (voir figure F.8). Puis, nous montrons comment adapter le flou gaussien en fonction du nombre de capteurs utilisés (voir figure F.9). Enfin, les erreurs relatives globales sont présentées dans le tableau F.1. Pour avoir plus de détails, voir section 2.2.2.

Capteurs	240	120	60	60	30	60
Flou gaussien	$\frac{1}{2}\lambda$	$\frac{1}{2}\lambda$	$\frac{1}{2}\lambda$	1λ	2λ	$\frac{1}{2}\lambda$
Seuil physique	Non	Non	Non	Non	Non	Oui
HARBUT	0,12 %	0,11 %	0,47 %	0,20 %	0,41 %	0,09 %
<i>Bent-ray</i>	0,27 %	0,26 %	0,28 %	0,26 %	0,27 %	0,20 %

TABEAU F.1 – Erreurs relatives globales de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$ (mesures verticales u_3).

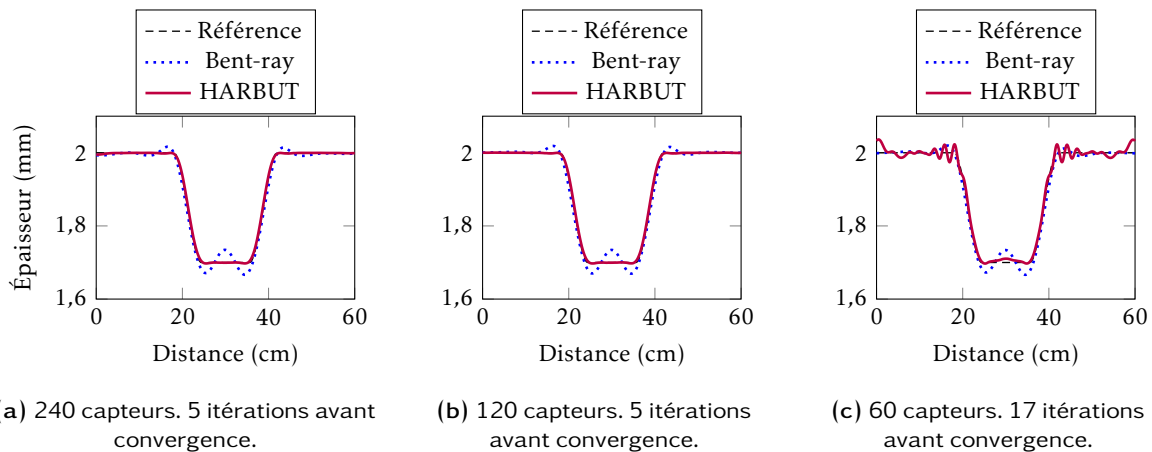


FIGURE F.8 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$. Un flou gaussien est appliqué sur la fonction objet ($\frac{1}{2}\lambda$). Les mesures sont de type déplacement vertical u_3 .

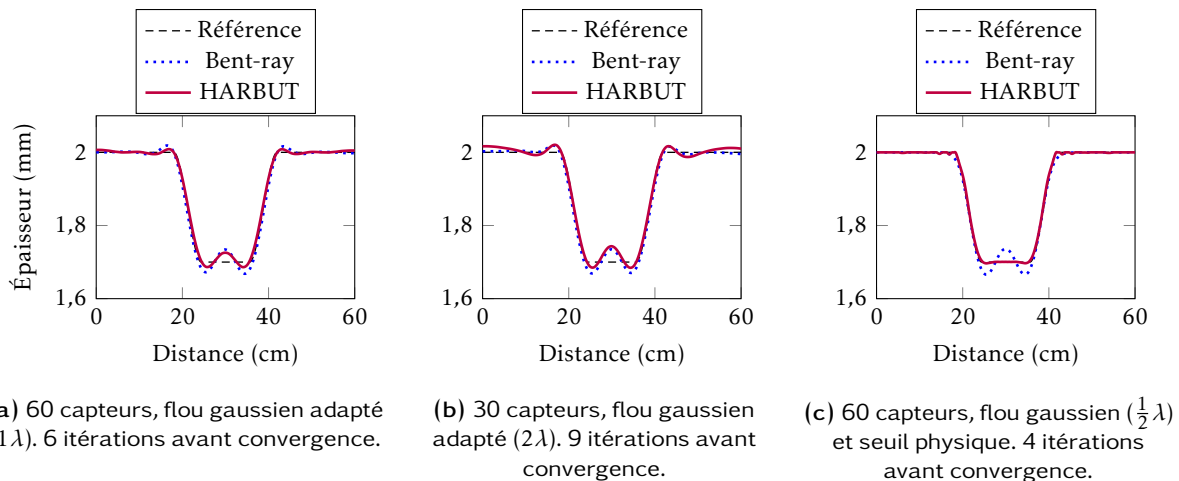


FIGURE F.9 – Coupes [entre $(-30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ et $(30 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$] de tomographies d'un défaut à symétrie axiale, de dimension $e_{\text{def}} = 0,3 \text{ mm}$, $r_{\text{fond}} = 5,6 \text{ cm}$ et $l_{\text{trans}} = 6,4 \text{ cm}$. Un flou gaussien dépendant du nombre de capteurs est appliqué à la fonction objet. Les mesures sont de type déplacement vertical u_3 .

Résolution des algorithmes de tomographie par ondes guidées

Nous précisons dans cette annexe l'évolution de la résolution des algorithmes de tomographie utilisés dans ce manuscrit lorsque nous faisons varier le nombre de capteurs, la fréquence et le rayon de la zone de contrôle.

Les limites de résolution des algorithmes de tomographie en **TbV** et de **HARBUT** ont été présentées au chapitre 2 :

Tomographie en temps de vol La résolution correspond à la première zone de FRESNEL à savoir $\sqrt{\lambda L}$, si la cartographie comprend suffisamment de B-splines ;

HARBUT La résolution correspond à $\frac{\lambda}{2}$ avec λ la longueur d'onde, si la distance entre deux capteurs voisins est inférieure à $\frac{\lambda}{2}$ (pour échantillonner suffisamment la sphère d'EWALD). Notons que cette limite de résolution valant $\frac{\lambda}{2}$ est connue dans le cas de problèmes de type purement acoustiques. En revanche, si l'on considère le cas réaliste des **OG**, la résolution d'**HARBUT** est plutôt de l'ordre de $1,5\lambda$ à 2λ [39]. Dans cette annexe, nous considérons le cas du problème acoustique.

En prenant en compte ce qui est rappelé ci-dessus, nous traçons l'évolution de la résolution sur les figures **G.1** et **G.2**. Pour tracer ces figures, nous avons considéré que le nombre de B-splines comprises sur une distance correspondant au diamètre de la distribution de capteurs, était égale au nombre de capteurs. La justification de cette hypothèse est décrite à la section 2.2.1. Rappelons que pour la configuration de ce manuscrit (plaque d'aluminium de 2 mm et utilisation du mode A_0), nous avons $\lambda_{20,4\text{kHz}} = 30,7\text{ mm}$, $\lambda_{30\text{kHz}} = 25,1\text{ mm}$ et $\lambda_{160\text{kHz}} = 10\text{ mm}$.

La figure **G.1** présente l'évolution de la résolution lorsque le nombre de capteurs varie. De plus, ces évolutions sont tracées pour les trois longueurs d'ondes précédentes (correspondant aux fréquences : 20,4 kHz, 30 kHz et 160 kHz). Nous observons qu'aux alentours de 20 capteurs, nous sommes trop sous-résolu pour qu'**HARBUT** puisse améliorer la reconstruction de tomographie par rapport à une reconstruction de tomographie en temps de vol. En revanche, concernant les algorithmes de tomographie en temps de vol il faut descendre sous les 15 capteurs pour perdre en résolution. Notons que si l'on utilise des B-splines d'ordre trop élevé, ces résolutions théoriques ne seront pas atteintes lorsque l'on s'approche du nombre de capteurs minimum. De plus, cette tendance de dégradation de la résolution des algorithmes en temps de vol pour un faible nombre de capteur dépend directement du choix réalisé concernant le nombre de B-splines utilisées. Enfin, nous identifions bien qu'il faut un nombre suffisant de capteurs pour atteindre la résolution maximale permise par **HARBUT**.

La figure **G.2** présente, quant à elle, l'évolution de la résolution lorsque le rayon de la distribution de capteurs varie. Concernant la tomographie en **TbV**, à l'exception de la courbe correspondant à 8 capteurs pour laquelle nous observons que la résolution maximale $\sqrt{\lambda L}$ n'est plus atteinte au delà d'un rayon supérieur à 200 mm, toutes les autres configurations atteignent la résolution maximale. La densité de B-splines est donc suffisante. De manière générale, notons qu'augmenter le nombre de capteurs n'est pas le seul moyen d'atteindre la résolution maximale, il est aussi possible de diminuer la taille de la zone de

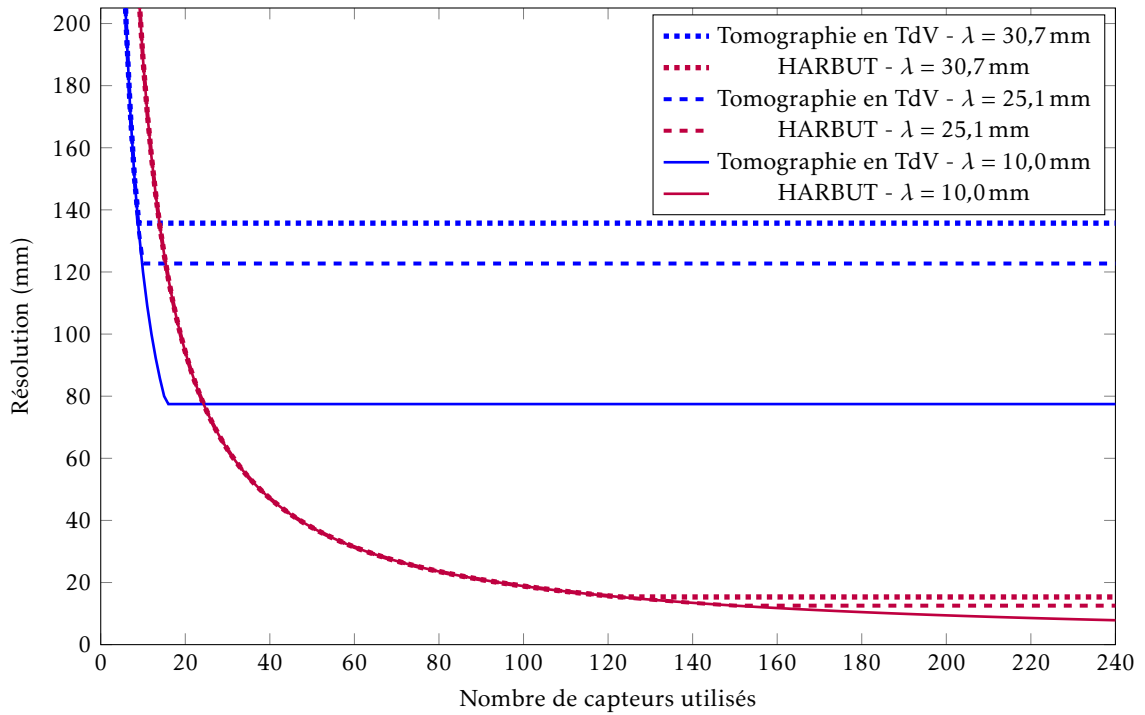


FIGURE G.1 – Évolution de la résolution lorsque le nombre de capteurs varie. Cette figure est tracée pour un rayon de la distribution de capteurs égal à 300 mm.

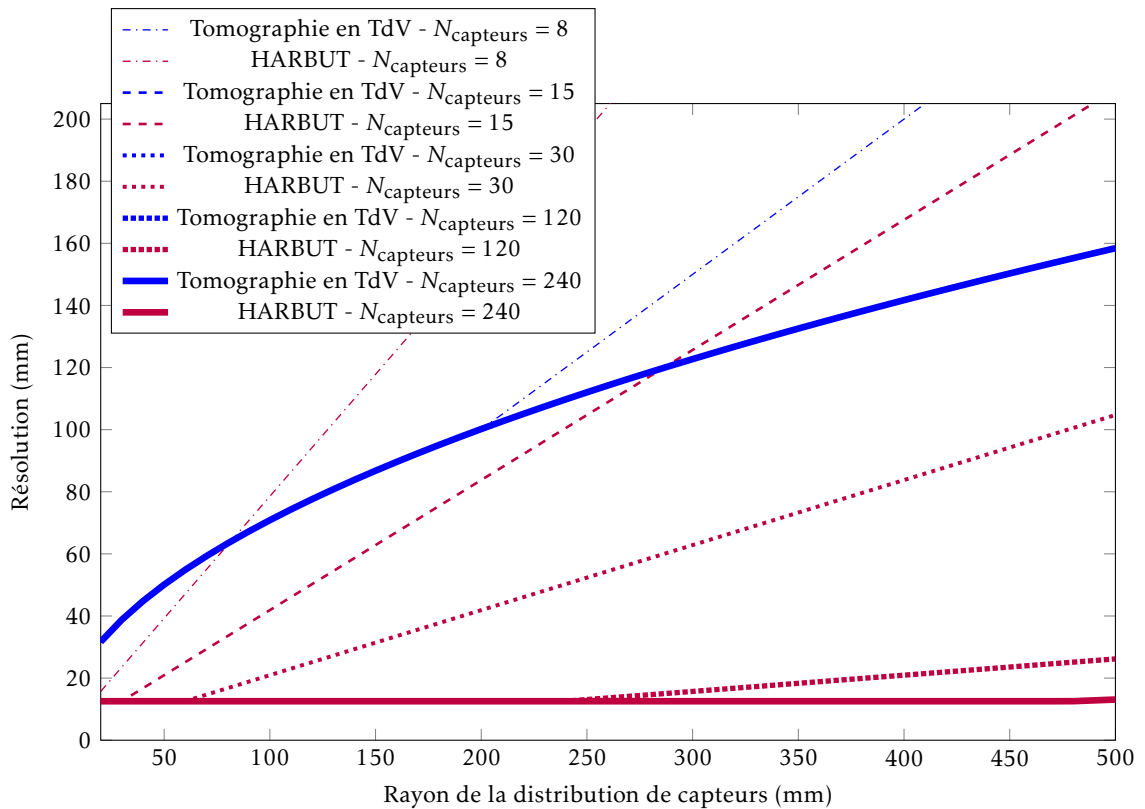


FIGURE G.2 – Évolution de la résolution lorsque le rayon de la zone de contrôle varie. Cette figure est tracée pour une longueur d'onde de 25,1 mm.

contrôle. Pour un système SHM, il faut alors faire un compromis entre le nombre de capteurs utilisés et l'étendue de la zone contrôlée.

Effet du couplage électromagnétique en passif

Ici, nous montrons l'effet que peut avoir le couplage électromagnétique sur des reconstructions passives de type [FIP](#). La figure [H.1](#) montre à quel point le couplage électromagnétique est plus énergétique que l'information sur la propagation des [OG](#) à haute fréquence (au delà de 150 kHz).

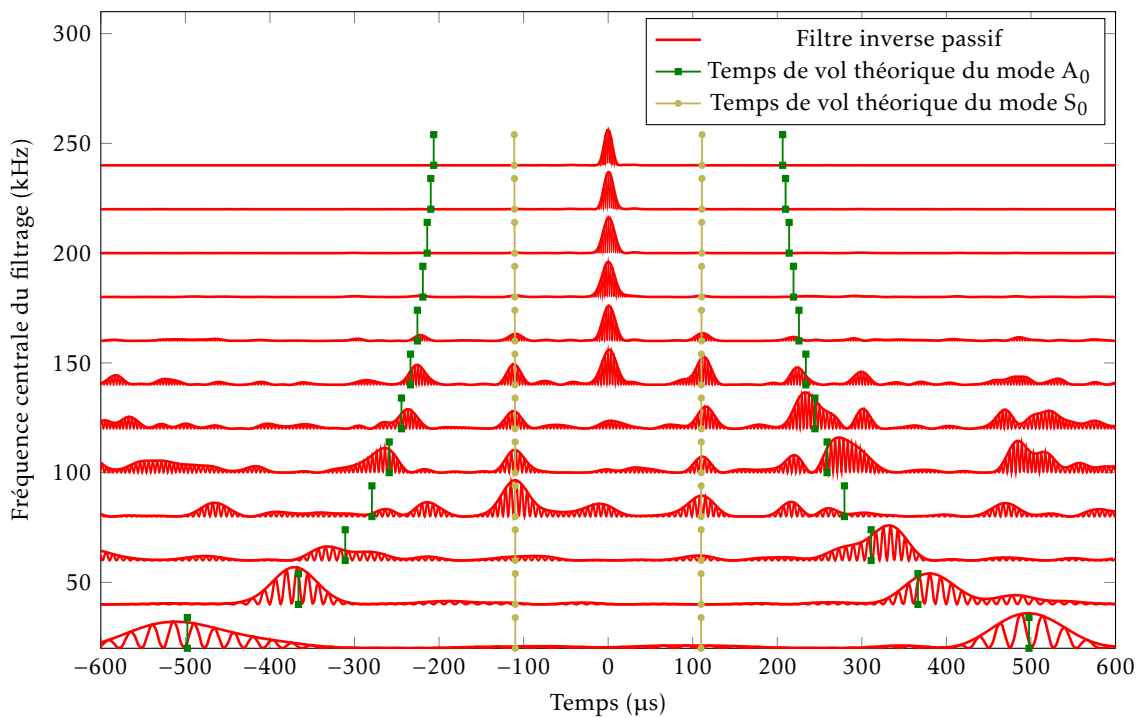


FIGURE H.1 – Signal passif issu du [FIP](#) filtré pour différentes fréquences centrales allant jusqu'à 240 kHz.

Lorsque l'on supprime ce couplage, sur la figure [H.2](#), nous retrouvons l'information de propagation qui se dégrade de 150 kHz à 250 kHz. En effet, des paquets non physiques apparaissent avant 100 µs.

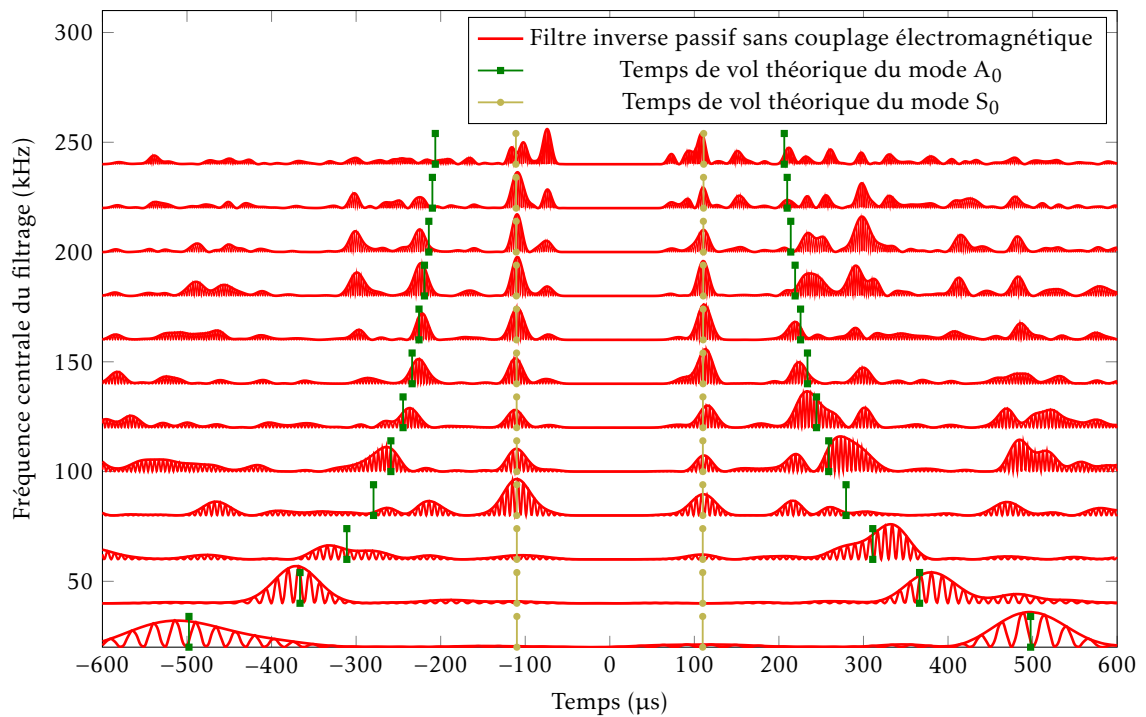


FIGURE H.2 – Signal passif issu du FIP filtré pour différentes fréquences centrales allant jusqu'à 240 kHz. La partie couplage électromagnétique est retirée du signal passif avant filtrage.

Effet de la régularisation pour les tomographies passives dans le cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition

Sommaire du présent chapitre

I.1 Corrélation de bruit ambiant	169
I.2 Filtre inverse passif	169

Nous présentons ici des coupes issues de tomographies passives dans le cas d'un bruit ambiant respectant l'hypothèse d'équipartition. Ces reconstructions sont réalisées dans le cas de la [CBA](#) et dans celui du [FIP](#). Ici, nous montrons l'effet que peut avoir la régularisation sur les artefacts de reconstruction. Pour connaître la configuration se référer à la section [4.3.2.1](#).

I.1 Corrélation de bruit ambiant

La figure [I.1](#) montre l'effet que peut avoir la régularisation sur les artefacts de reconstruction dans le cas de la [CBA](#). Ces artefacts sont complètement éliminés après régularisation de type n° 2 à savoir $\beta = 0.1$, $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$ (voir figure [4.17](#) et équation [\(4.1\)](#)).

I.2 Filtre inverse passif

La figure [I.2](#) montre l'effet que peut avoir la régularisation sur les artefacts de reconstruction dans le cas de la [FIP](#). Ces artefacts sont complètement éliminés après régularisation de type n° 2 à savoir $\beta = 0.1$, $\gamma = 9$ et $\alpha = 2$ (voir figure [4.17](#) et équation [\(4.1\)](#)). Nous observons les mêmes effets que dans le cas de la [CBA](#) (voir figure [I.1](#)).

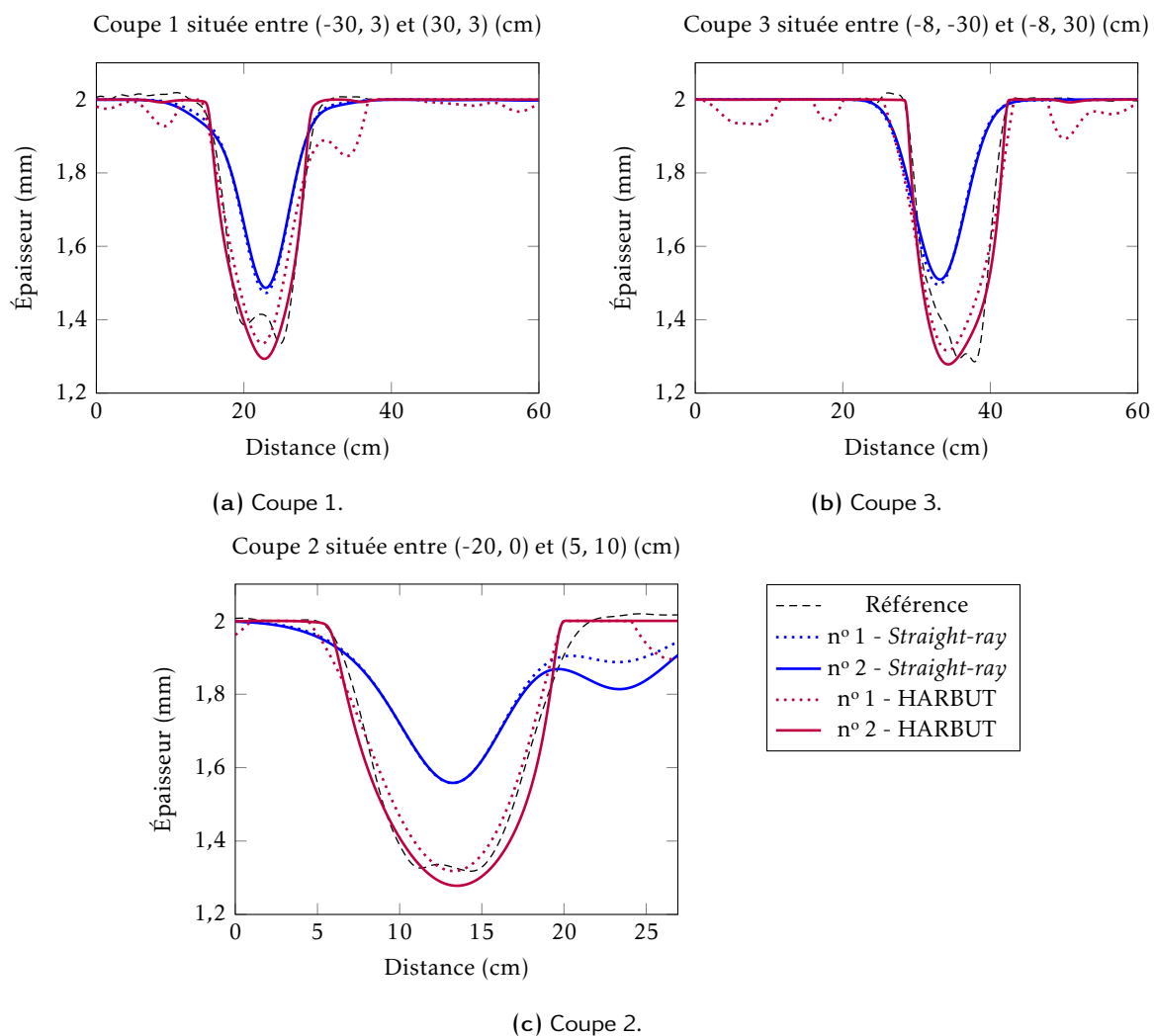


FIGURE I.1 – Coupes des figures 4.21 et 4.22 (tomographies passives utilisant la CBA). Les localisations de ces coupes sont visibles sur la figure 4.2. Le n° 1 correspond à la figure 4.21 (sans régularisation pour HARBUT) et le n° 2 correspond à la figure 4.22 (avec régularisation pour HARBUT).

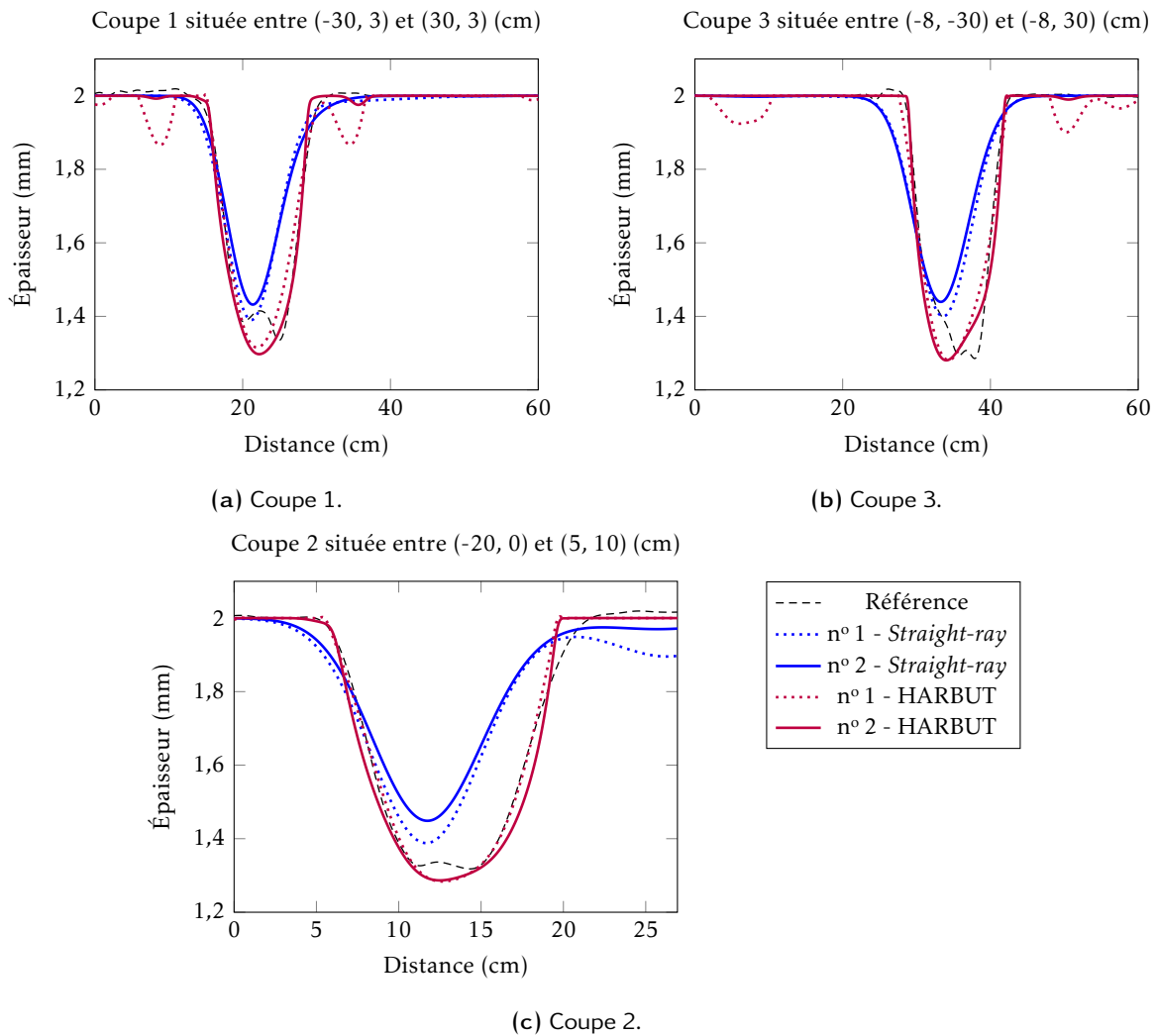


FIGURE I.2 – Coupes des figures 4.23 et 4.24 (tomographies passives utilisant le FIP). Les localisations de ces coupes sont visibles sur la figure 4.2. Le n° 1 correspond à la figure 4.23 (sans régularisation pour HARBUT) et le n° 2 correspond à la figure 4.24 (avec régularisation pour HARBUT).

Table des matières

Résumé	xi
Remerciements	xiii
Acronymes	xv
Sommaire	xvii
Introduction générale	1
1 Imagerie par ondes élastiques guidées pour le contrôle santé intégré	5
1.1 Contrôle santé intégré (SHM)	5
1.1.1 Du contrôle non destructif au contrôle santé intégré	5
1.1.2 Définition et intérêts d'un système SHM	6
Définition	6
Intérêts d'un système SHM	7
1.2 Ondes élastiques guidées	7
1.2.1 Ondes élastiques de volume	8
De la nature cristalline au milieu continu	8
Les équations d'onde	9
1.2.2 Propagation guidée	10
1.3 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées	13
1.3.1 Modèle complet <i>versus</i> modèle simplifié	15
1.3.2 Modèle géométrique, en temps de vol	16
1.3.2.1 Straight-ray tomography	16
Modèle de propagation	17
Estimateur absolu	17
Estimateur relatif	18
1.3.2.2 Bent-ray tomography	19
Équation éikonale	19
FMM-SART	19
1.3.3 Modèles ondulatoires	20
1.3.3.1 Tomographie par diffraction classique	20
Diffusion dans le modèle acoustique	20
Développement perturbatif	21
1.3.3.2 Beamforming	23
1.3.4 HARBUT	25
2 Tomographie par ondes élastiques guidées pour des configurations SHM	27
2.1 Données d'entrée des algorithmes de tomographie	28
2.1.1 Simulation par éléments finis pour la génération et la réception d'ondes de LAMB par transducteurs piézoélectriques	28
2.1.1.1 Configuration	28
2.1.1.2 Modélisation de l'émission et de la réception piézoélectrique	30
Émission piézoélectrique	31

Réception piézoélectrique	31
Comportement fréquentiel et modal	32
2.1.1.3 Validation par comparaison expérimentale	33
2.1.2 Temps de vol	34
2.1.2.1 Détection basique des temps de vol : le maximum de l'enveloppe	34
2.1.2.2 Détection de temps de vol par compensation de la dispersion	36
Compensation de dispersion basique - rétropropagation sur plaque saine	37
Compensation de dispersion intelligente - rétropropagation et prise en compte de l'effet du défaut	38
Une méthode qui ne fonctionne qu'en « relatif »	40
Discussion	41
2.1.2.3 Détection des temps de vol par méthode temps-fréquence	42
Théorie de MINDLIN-REISSNER	42
Spectrogramme réalloué	44
2.1.3 Comparaison des différentes méthodes de détection de temps de vol	47
2.1.4 Champs dérivés des signaux complets et leurs calibrations	50
2.2 Résultats sur données simulées	52
2.2.1 Tomographie en temps de vol	52
2.2.1.1 Cas d'un défaut réfractant - défaut n° 1	53
<i>Straight-ray</i> versus <i>Bent-ray</i>	53
Le maximum de l'enveloppe, une méthode non-optimale	54
Méthodes par compensation de dispersion versus temps-fréquence	54
L'effet de mesures par pastille piézoélectrique en <i>ray-tomography</i>	55
2.2.1.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	59
2.2.1.3 Défaut réfractant et très diffusant - défaut n° 3	61
2.2.1.4 Discussion	62
2.2.2 HARBUT	62
2.2.2.1 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	63
2.2.2.2 Défaut réfractant et très diffusant - défaut n° 3	64
2.3 Conclusion	64
3 Les méthodes passives et leur application au contrôle du vieillissement des matériaux	67
3.1 Méthodes passives pour le contrôle santé intégré	67
3.1.1 La corrélation de bruit ambiant	68
3.1.1.1 Milieux fermés, milieux ouverts et généralisation	69
3.1.1.2 Cas d'un champ non complètement diffus	70
3.1.1.3 Qualité de la convergence	72
La dispersion	72
3.1.2 Le filtre inverse	73
3.1.2.1 Fonctionnement actif	75
3.1.2.2 Fonctionnement passif (FIP)	75
3.1.3 Signaux passifs pour la tomographie par ondes guidées	77
3.2 Comparaison actif-passif	78
3.3 Application des méthodes passives au contrôle du vieillissement des matériaux	82
3.3.1 Identification de paramètre matériau par ajustement d'une courbe de dispersion	84
3.3.2 Cas d'une faible bande passante : $\varnothing_{\text{piézo}} = 18 \text{ mm}$	85
3.3.2.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)	85
3.3.2.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2)	88
3.3.3 Cas d'une bande passante plus large : $\varnothing_{\text{piézo}} = 13 \text{ mm}$	92
3.4 Conclusion sur les méthodes passives	95

4 Tomographies expérimentales actives et passives	97
4.1 Configuration expérimentale	98
4.1.1 Référence : scan ultrasonore en immersion	99
4.1.2 Acquisition active	100
4.1.3 Acquisition passive	100
4.2 Tomographie en temps de vol	100
4.2.1 Tomographie active	101
4.2.2 Tomographie passive	103
4.2.2.1 Image brute (flou gaussien + seuil physique)	103
4.2.2.2 Régularisation	105
4.2.3 Conclusion sur la tomographie en temps de vol	108
4.3 HARBUT	108
4.3.1 Tomographie active	109
4.3.2 Tomographie passive	110
4.3.2.1 Cas d'un bruit ambiant en quasi-équipartition	112
La corrélation de bruit ambiant	112
Le filtre inverse passif	113
4.3.2.2 Cas d'un bruit ambiant violant l'hypothèse d'équipartition	113
4.4 Conclusions sur la tomographie passive	116
5 Les réseaux de BRAGG sur fibre optique pour la tomographie passive	119
5.1 Principe de mesure par réseaux de BRAGG	119
5.2 Comparaison actif-passif	121
Corrélation de bruit ambiant	121
Filtre inverse passif	122
5.3 Représentation temps-fréquence	124
5.3.1 Méthode par filtrage du signal passif (méthode 1)	124
5.3.2 Méthode par spectrogramme réalloué (méthode 2) - identification du module d'YOUNG	126
5.4 Conclusion	128
Conclusion	131
Conclusion générale	131
Perspectives	132
Communications	133
Bibliographie	135
A Base de B-splines	143
B Terminologies : absolue, relatif, état de référence	145
B.1 Tomographies en temps de vol actives	146
B.2 Tomographies en temps de vol passives	146
C Les effets de distorsion d'un paquet d'ondes à bas produit fréquence × épaisseur	149
D Représentations supplémentaires de temps de vol pour des illuminations complètes	153
E Représentation des rayons dans le cas des défauts intermédiaire et expérimental	155
F Tomographie pour des données issues de la simulation de type déplacement u_3	157
F.1 Défaut réfractant - défaut n° 1 (tomographie en temps de vol)	157
F.2 Défaut intermédiaire à la fois réfractant et légèrement diffusant - défaut n° 2	160
F.2.1 Tomographie en temps de vol	160
F.2.2 HARBUT	160
G Résolution des algorithmes de tomographie par ondes guidées	163
H Effet du couplage électromagnétique en passif	167

I Effet de la régularisation pour les tomographies passives	169
I.1 Corrélation de bruit ambiant	169
I.2 Filtre inverse passif	169
Table des matières	173

Résumé

Ce manuscrit présente une méthode d'imagerie quantitative et sans état de référence, de défauts de corrosion d'une plaque mince, exploitant de manière passive un réseau embarqué de capteurs d'ondes élastiques guidées. Les applications visées sont le contrôle santé intégré (SHM) de structures critiques qui amènent de fortes contraintes à la fois d'intrusivité des capteurs et de fiabilité du diagnostic. Une solution prometteuse, permettant de multiplier la densité de points de mesure sans augmenter l'intrusivité du système, est offerte par les réseaux de BRAGG sur fibre optique (FBG). Toutefois, contrairement aux transducteurs piézoélectriques (PZT) classiquement employés en SHM, les FBG ne permettent pas d'émettre d'ondes élastiques. L'idée consiste à utiliser des méthodes dites « passives » permettant de retrouver la fonction de GREEN entre deux capteurs à partir du bruit ambiant, naturellement présent dans la structure, mesuré simultanément entre ces deux capteurs. Nous étudions dans ce manuscrit deux méthodes passives : la *corrélation de bruit* et le *filtre inverse passif*. Nous verrons que ce dernier a plus de potentiel lorsqu'il est couplé à l'imagerie par tomographie. Différents algorithmes de tomographie sont évalués par simulation numérique puis lors d'expériences comparatives actives et passives à l'aide d'un réseau de PZT. Afin de rendre la *tomographie passive* robuste, nous présentons une méthode clé de détection de temps de vol, basée sur une représentation temps-fréquence. Enfin, nous décrivons une première démonstration expérimentale de mesures passives par FBG qui laisse à penser que la tomographie passive par FBG est prometteuse.

Mots clés : contrôle santé intégré, ondes guidées, ondes de LAMB, méthodes passives, corrélation, filtre inverse passif, tomographie, transducteurs piézoélectriques, réseaux de BRAGG sur fibre optique

PASSIVE GUIDED WAVE TOMOGRAPHY FOR STRUCTURAL HEALTH MONITORING APPLICATIONS

Abstract

This manuscript presents a baseline-free quantitative method for the imaging of corrosion flaws present in thin plates. This method only requires an embedded guided waves sensors network in a fully passive way. The field of applications are Structural Health Monitoring (SHM) of critical structures with heavy constrains on both sensors intrusiveness and diagnostic reliability. A promising solution allowing to increase the number of measurement points without increasing the intrusiveness of the system is provided by the Fiber BRAGG Gratings (FBGs). However, unlike piezoelectric transducers generally used in SHM, the FBGs cannot emit elastic waves. The idea consists in using passive methods in order to retrieve the GREEN function from elastic diffuse fields - naturally present in structures - measured simultaneously between two sensors. In this manuscript, two passive methods are studied: the *ambient noise correlation* and the *passive inverse filter*. It is shown that the latter gives better results when coupled with tomography. Several tomography algorithms are assessed with numerical simulations and then applied to active and passive datasets measured by a PZT network. In order to make passive tomography robust, a time of flight identification method is proposed, based on a time-frequency representation. Finally, a novel experimental demonstration of passive measurements with FBGs only is presented, suggesting high potential for FBGs passive tomography.

Keywords: structural health monitoring, shm, guided waves, LAMB waves, passive methods, correlation, passive inverse filter, tomography, piezoelectric transducers, fiber BRAGG gratings
