



**HAL**  
open science

# Contrôle santé intégré passif par ondes élastiques guidées de tuyauteries pour applications nucléaires et pétrolières

Huu Tinh Hoang

## ► To cite this version:

Huu Tinh Hoang. Contrôle santé intégré passif par ondes élastiques guidées de tuyauteries pour applications nucléaires et pétrolières. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Polytechnique Hauts-de-France; Institut national des sciences appliquées Hauts-de-France, 2020. Français. NNT : 2020UPHF0023 . tel-03375107

**HAL Id: tel-03375107**

**<https://uphf.hal.science/tel-03375107v1>**

Submitted on 12 Oct 2021

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution - NoDerivatives 4.0 International License



**Thèse de doctorat**  
**Pour obtenir le grade de Docteur de**  
**l'UNIVERSITE POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE**  
**l'INSA HAUTS-DE-FRANCE**

Discipline **Électronique**

Spécialité **Acoustique**

Présentée et soutenue par **Huu Tinh, HOANG.**

Le **10/11/2020**, au **CEA-LIST Saclay**

**Ecole doctorale :**

Sciences Pour l'Ingénieur (ED SPI 072)

**Equipe de recherche, Laboratoire :**

Institut d'Électronique, de Micro-Électronique et de Nanotechnologie - Département d'Opto-Acousto-Electronique (IEMN DOAE - UMR 8520)

**Contrôle santé intégré passif par ondes élastiques guidées de tuyauteries pour applications nucléaires et pétrolières**

**JURY**

**Présidente du jury**

- Abraham, Odile. Ingénieure divisionnaire des travaux publics de l'état (IDTPE), HDR. Université Gustave Eiffel.

**Rapporteurs**

- Lasaygues, Philippe. Ingénieur de Recherche, HDR. CNRS, Aix-Marseille Université, LMA.
- Le Clézio, Emmanuel. Professeur. Université de Montpellier, IES.

**Examineurs**

- Abraham, Odile. Ingénieure divisionnaire des travaux publics de l'état (IDTPE), HDR. Université Gustave Eiffel.
- Martin, Etienne. Expert END. EDF

**Directeur de thèse :** Moulin, Emmanuel. Professeur. Université Polytechnique Hauts-de-France, INSA Hauts-de-France, IEMN-DOAE.

**Encadrant de thèse :** Chapuis, Bastien. Ingénieur-chercheur, expert senior en CND et SHM. CEA-LIST.

**Encadrant de thèse :** Druet, Tom. Ingénieur-chercheur. CEA-LIST





L'Université Polytechnique Hauts-de-France 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





**CONTRÔLE SANTÉ DES STRUCTURES PASSIF PAR ONDES ÉLASTIQUES GUIDÉES DE TUYAUTERIES POUR APPLICATIONS NUCLÉAIRES ET PÉTROCHIMIQUES****Résumé**

Le contrôle santé des structures (plus connu sous l'acronyme SHM pour Structural Health Monitoring) consiste à intégrer des capteurs dans une structure afin de suivre son état de santé en temps réel tout au long de sa vie. Les travaux de recherche menés dans cette thèse avaient pour objectif de développer une nouvelle approche de SHM pour la détection de corrosion/érosion dans les tuyaux. Ce manuscrit présente une nouvelle méthode d'imagerie quantitative, dite tomographie passive par ondes élastiques guidées, basée sur l'utilisation d'un réseau embarqué de capteurs piézoélectriques (PZT) écoutant et analysant uniquement le bruit élastique ambiant généré naturellement par la circulation de fluide dans des tuyaux. Cette technique passive offre de nombreux atouts pour un système SHM comme une diminution de sa consommation énergétique, un système électronique simplifié et la possibilité de réaliser une inspection lorsque la structure est en fonctionnement. La méthode passive permet aussi d'utiliser des nouveaux capteurs de type réseaux de Bragg sur fibre optique (FBG) qui présentent plusieurs avantages par rapport aux capteurs classiques PZT (faible intrusivité, possibilité de multiplexage, résistance aux environnements sévères, etc.) mais qui ne sont pas capable d'émettre des ondes. Une première démonstration de faisabilité d'imagerie de corrosion/érosion par FBG est illustrée expérimentalement au travers d'une tomographie hybride dans laquelle l'émission d'ondes est réalisée par PZT et la réception par FBG. Toutes ces études offrent des perspectives prometteuses en vue de l'application de la tomographie passive sur des structures industrielles à l'aide d'un système purement FBG. Parmi les principaux résultats présentés dans la thèse, nous montrons que les défauts de corrosion/érosion peuvent être caractérisés par tomographie sur un tube droit sans nécessité de recourir à un état de référence. Cela est faisable à l'aide d'une nouvelle méthode d'auto-calibration des données développée dans cette thèse et utilisée pour réaliser l'imagerie par tomographie. L'absence d'un état de référence rend la méthode très fiable et limite les fausses alarmes du système. Finalement, des études préliminaires de tomographie sur des structures plus complexes comme un tube coudé ont été menées et validées numériquement.

**Mots clés :** contrôle santé des structures, ondes élastiques guidées, méthodes passives, corrélation du bruit ambiant, tomographie, transducteurs piézoélectriques, réseaux de bragg sur fibre optique

**PASSIVE STRUCTURAL HEALTH MONITORING OF PIPES BY ELASTIC GUIDED WAVES FOR NUCLEAR AND OIL&GAS APPLICATIONS****Abstract**

Structural Health Monitoring (SHM) consists in embedding sensors into a structure in order to monitor its health in real time throughout its lifetime. The research works carried out in this thesis aimed at developing a new approach of SHM for the detection of corrosion/erosion in pipes. This manuscript presents a new quantitative imaging method, called passive elastic guided wave tomography, based on the use of an embedded network of piezoelectric sensors (PZT) listening and analyzing only the ambient elastic noise which is naturally generated by the fluid circulation in pipes. This passive method offers many advantages for a SHM system, such as reduction of energy consumption, simplified electronics and ability to perform an inspection while the structure is in operation. In addition, this passive method makes SHM systems possible to use Fiber Bragg Grating sensors (FBG) which have several advantages over traditional PZT sensors (low intrusivity, resistance to harsh environments, etc.) but which are not able to emit waves. A first demonstration of the feasibility of corrosion/erosion imaging by FBG is illustrated experimentally thanks to a result obtained by hybrid tomography in which wave emission is performed by PZT and reception by FBG. All these works offer promising perspectives for the application of passive tomography on industrial structures using a pure FBG system. Among the various results presented in this thesis, we also show that corrosion/erosion defects can be characterized by tomography on a straight pipe without the need for a baseline measurement in a pristine state. It is feasible by using a new method of auto-calibration of the data used for tomography. The absence of baseline measurement makes the method very reliable and avoid false alarms of the system. Finally, preliminary studies on tomography for more complex structures such as a bended pipe have been realized and validated through simulations.

**Keywords:** structural health monitoring, elastic guided waves, passive methods, ambient noise correlation, tomography, piezoelectric transducers, fiber bragg gratings





# Remerciements

Je voudrais tout d'abord adresser toute ma gratitude aux encadrants de thèse, Bastien Chapuis et Tom Druet, pour leur patience, leur disponibilité et surtout leurs judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion. En tant qu'encadrants de thèse, ils m'ont guidé dans mon travail et m'ont aidé à trouver des solutions pour avancer. Particulièrement, la rédaction de ce manuscrit est un travail long et difficile qui n'aurait pas été si abouti sans leurs corrections et remarques précieuses.

Je tiens à remercier également à mon directeur de thèse Emmanuel Moulin pour l'aide qu'il a fournie et les connaissances scientifiques qu'il a su me transmettre. Je le remercie également pour sa disponibilité et la qualité de ses conseils, son suivi constant des avancements de mes travaux de thèse. Je voudrais alors adresser mes remerciements à Lynda Chehami et Farouk Benmeddour, qui sont dans l'équipe d'Emmanuel Moulin à l'IEMN-DOAE Université Polytechnique Hauts-de-France, pour leur participation à mes réunions d'avancement et pour leurs conseils pertinents.

Je tiens à saisir cette occasion et adresser mes profonds remerciements et mes profondes reconnaissances à l'ensemble des membres du jury pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce manuscrit, pour leur participation à la soutenance de cette thèse et pour leurs remarques très précieuses.

Je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à l'ensemble des membres du DISC qui m'a accueilli au sein du CEA-List, notamment Steve Mahaut pour son aide et ses conseils lors de mon intégration au sein de son laboratoire LMC. Un grand merci à Pierre Calmon, directeur de recherche du DISC, pour ses discussions et conseils toujours précieux et pertinents.

J'aimerais aussi gratifier les efforts de Alexandre Impériale et Pierre Leyronnas qui ont eu l'amabilité de répondre à mes questions et de fournir les explications nécessaires pendant les campagnes de simulation. Je souhaite adresser également mes remerciements à Jean-Baptiste Boy pour son aide technique lors des différents montages expérimentaux de ma thèse.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers mes amis, les thésards et stagiaires du DISC pour leur humour, leur amitié et leur soutien. Je n'oublie pas à remercier particulièrement à mes collègues, notamment les personnes dans mon équipe SHM au sein du département DISC/CEA-List Olivier Mesnil, Arnaud Recoquilly, Valentin Serey, Clément Fisher, Jean-François Fritsch, Arthur Waguët, Sanjay Sharma qui m'ont apporté leur soutien moral et intellectuel tout au long de ma thèse. Un grand merci à mon co-bureau Sanjay pour ses discussions diversifiées, sa précieuse aide à la relecture et à la correction de quelques articles et présentations en anglais.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Tram, ma petite amie, pour sa confiance et son soutien inestimable.

Enfin, un grand merci à ma famille, ma mère, mon père et mes frères, pour leur amour, leurs encouragements ainsi que leur soutien inconditionnel tout au long de mes études, à la fois moral et économique, qui m'a permis notamment de réaliser mes premières études supérieures dans une école d'ingénieur en France que je voulais et par conséquent la poursuite de mes études par cette thèse.



# Acronymes

**A | C | D | F | G | H | I | O | P | R | S**

## A

**ART** Algebraic Reconstruction Technique. [59](#)

## C

**CBA** Corrélacion de Bruit Ambient. [xiii](#), [35–38](#), [40–45](#), [51–53](#), [97](#), [109](#), [110](#), [119](#), [141](#)

**CND** Contrôle Non Destructif. [1](#), [2](#), [36](#), [57](#), [119](#)

## D

**DBDT** Distorted Born Diffraction Tomography. [67](#)

**DBIGWDT** Distorted Born Iterative Guided Wave Diffraction Tomography. [xiv](#), [67](#), [69](#), [82–86](#), [88](#), [94](#), [105–108](#), [111](#), [113](#), [117](#), [118](#), [138](#)

**DBIM** Distorted Born Iterative Method. [67](#)

## F

**FBG** Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais). [xiii](#), [xiv](#), [3](#), [4](#), [35](#), [36](#), [46–54](#), [97](#), [98](#), [113–118](#), [120](#), [121](#), [141](#), [142](#)

**FEM** Méthode des Élément Finis (Finite Element Method en anglais). [4](#)

**FIP** Filtre Inverse Passif. [36](#)

**FWI** Full Waveform Inversion. [56](#), [57](#)

## G

**GWT** Tomographie par Ondes Guidées. [19](#), [20](#)

## H

**HARBUT** Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography. [56](#), [68](#)

## I

**INELAN** Artificially Inhomogeneous and Elliptically Anisotropic. [20](#), [24](#)

## O

**OG** Onde Élastique Guidée. [3](#), [4](#), [23](#), [30](#), [53](#), [55](#), [56](#), [60–63](#), [69–72](#), [74](#), [82](#), [86](#), [88](#), [95](#), [97–99](#), [102](#), [105](#), [108](#), [110](#), [113](#), [114](#), [118–121](#)

## P

**PZT** Titano-Zirconate de Plomb. [xiii](#), [xiv](#), [3](#), [4](#), [35](#), [36](#), [40](#), [42](#), [47–51](#), [97–99](#), [103](#), [108](#), [109](#), [113–117](#), [120](#), [121](#), [141](#), [142](#)

## R

**RSB** Rapport Signal sur Bruit. 45, 46

## S

**SART** Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique. 59, 60, 82

**SHM** Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais). xiii, 2–4, 35–37, 40, 54, 57, 58, 63, 68, 70, 74, 98, 114, 118–121, 141

**SIRT** Simultaneous Iterative Reconstructive Technique. 59

# Sommaire

<b>Résumé</b>	<b>vii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>ix</b>
<b>Acronymes</b>	<b>xi</b>
<b>Sommaire</b>	<b>xiii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Propagation des ondes guidées dans les plaques et les tubes</b>	<b>5</b>
1.1 Ondes de volume	6
1.2 Ondes guidées	7
1.2.1 Le cas des plaques	7
1.2.1.1 Modes de cisaillement horizontal (SH)	7
1.2.1.2 Modes de Lamb	7
1.2.2 Le cas des tubes	8
1.2.2.1 Modes longitudinaux et modes de torsion du tube	8
1.2.2.2 Modes de flexion d'un tube	10
1.2.2.3 Modes antisymétrique-flexions de tube et leur analogie avec les modes de plaque	11
1.2.3 Vers une formulation acoustique simple pour les tubes	18
1.3 Formulation acoustique de la propagation des ondes guidées dans les tubes	19
1.3.1 Modèle acoustique pour les tubes droits et coudés	21
1.3.2 Tracé de rayons	25
1.3.3 Validation par simulation par éléments finis	30
1.4 Conclusion sur la propagation des ondes guidées dans les tubes	31
<b>2 La méthode passive et son application pour le contrôle santé passif de structure</b>	<b>35</b>
2.1 Méthode passive pour le contrôle santé des structures	36
2.1.1 Méthode passive par Corrélation de Bruit Ambiant (CBA)	37
2.1.2 Signaux passifs pour le Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM) par ondes élastiques guidées dans les tubes	40
2.2 Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs	42
2.3 Convergence de la reconstruction passive	45
2.4 Vers le SHM passif par Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais) (FBG)	48
2.4.1 Le capteur FBG	49
2.4.2 Comparaison de mesures actives par Titano-Zirconate de Plomb (PZT) et FBG	50
2.4.3 Reconstruction passive par FBG	52
2.5 Conclusion sur la méthode passive	55
<b>3 Tomographie par ondes élastiques guidées pour l'inspection de tubes</b>	<b>57</b>
3.1 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées	58
3.1.1 Tomographie en temps de vol	59
3.1.2 Tomographie par diffraction	62

3.1.2.1	Formulation du modèle pour la tomographie par diffraction d'ondes élastiques guidées	63
3.1.2.2	Tomographie par diffraction - approche classique	65
3.1.2.3	Distorted Born Iterative Guided Wave Diffraction Tomography (DBGWDT) - Approche itérative	69
3.2	Données d'entrée des algorithmes de tomographie	71
3.2.1	Données de simulation par éléments finis	72
3.2.2	Détection de temps de vol	75
3.2.3	Estimation de champ diffracté	79
3.2.3.1	Calibration de champ - état de référence	79
3.2.3.2	Autocalibration - méthode sans état de référence : cas des tubes de grand diamètre	80
3.2.3.3	Autocalibration - correction sur le tube	82
3.3	Résultats sur données simulées	85
3.3.1	Tomographie sur tube droit	85
3.3.1.1	Tube de grand diamètre	85
3.3.1.2	Tube de petit diamètre	90
3.3.2	Tomographie sur tube coudé	92
3.3.2.1	Tomographie en temps de vol	93
3.4	Conclusion sur la tomographie par ondes élastiques guidées dans les tubes	98
<b>4</b>	<b>Tomographies expérimentales par ondes élastiques guidées</b>	<b>99</b>
4.1	Configuration expérimentale	100
4.1.1	Propriétés de la structure étudiée	100
4.1.2	Référence : numérisation 3D à l'aide de lumière structurée	101
4.2	Tomographie active	104
4.2.1	Acquisition active	104
4.2.2	Calibration avec un état de référence	106
4.2.3	Autocalibration - méthode sans état de référence	107
4.3	Tomographie passive	110
4.3.1	Acquisition passive	111
4.3.2	Calibration sur l'état de référence	112
4.3.3	Autocalibration - méthode sans état de référence	113
4.4	Tomographie hybride PZT-FBG	116
4.4.1	Configuration expérimentale pour la tomographie hybride PZT-FBG	116
4.4.2	Acquisition hybride	117
4.4.3	Calibration avec un état de référence	119
4.5	Conclusions sur la tomographie par ondes élastiques guidées	120
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>123</b>
	Conclusion générale	123
	Perspectives	124
	Publications	125
	<b>Bibliographie</b>	<b>127</b>
	<b>A Dérivation du système d'équations des rayons dans un tube coudé</b>	<b>137</b>
	<b>B Vérification de la stabilité de la méthode d'autocalibration</b>	<b>141</b>
	<b>C Création d'un défaut de corrosion par électrolyse</b>	<b>143</b>
	<b>Table des matières</b>	<b>145</b>

# Introduction générale

Les tuyaux sont utilisés dans de très nombreux domaines industriels tels que ceux de la pétrochimie, et du nucléaire. Ils sont largement utilisés pour le transport de divers produits tels que les liquides dangereux, les matières premières, l'eau et les eaux usées. Cependant, les produits les plus couramment transportés sont destinés à des fins énergétiques, notamment le gaz naturel, les biocarburants et le pétrole liquide ainsi que l'eau (centrale nucléaire, conduites forcées, barrages).

L'utilisation dans divers systèmes de tuyaux a drastiquement augmenté avec l'avènement de la société industrielle. Le risque d'accidents critiques dus à des défaillances de tuyauteries augmente [1] et plusieurs exemples ont lieu régulièrement avec des conséquences dramatiques sur l'environnement et la vie humaine.

Les causes de ces défaillances sont généralement des dommages non intentionnels (comme la défaillance d'un appareil ou d'un matériau et la corrosion). Concrètement, la corrosion est le problème principal qui affecte les tuyauteries métalliques [2, 3].

Sans aucun doute, il est très important de comprendre le mécanisme de la corrosion avant d'envisager différentes options de matériaux pour les applications visées. Par contre, il faut bien comprendre qu'aucun matériau particulier n'est le remède à tous les maux de la corrosion. Par conséquent, la meilleure façon de vérifier la corrosion est de procéder à une inspection visuelle et de contrôler périodiquement la dégradation du matériau.

Certaines méthodes intrusives de surveillance de la corrosion sont employées industriellement, telles que : les coupons de perte de métal, où la corrosion est déterminée à partir de la perte de poids d'un coupon immergé dans le fluide qui circule dans le tuyau sur une certaine période de temps ; et les capteurs électriques utilisant la résistance électrique, la résistance de polarisation linéaire [4]. Elles ne fournissent que des mesures indirectes et il est donc difficile de définir et d'évaluer l'état réel d'un équipement ou d'un pipeline affecté par la corrosion à partir de ces méthodes. La mesure du coupon de perte de poids immergé dans un fluide spécifique qui circule dans un pipeline permet une évaluation globale du processus de corrosion, mais ne permet pas d'estimer de manière directe et précise la corrosion sur une partie spécifique du tube. Des méthodes de surveillance plus précises sont nécessaires pour surmonter ces problèmes.

Dans diverses industries, la réduction au minimum des temps d'arrêt des équipements et des systèmes est également une priorité afin de garantir une grande disponibilité opérationnelle. Les technologies et d'essais non destructifs jouent ainsi un rôle essentiel afin de garantir une santé et une fonctionnalité optimales des équipements. Diverses technologies de **Contrôle Non Destructif (CND)** sont utilisées dans ces différents secteurs. On peut citer notamment les technologies suivantes qui sont les plus couramment utilisées dans l'industrie (sans ordre de priorité) en particulier pour l'inspection des tuyauteries métalliques :

- Ressuage [5]. Cette technique permet de révéler les défauts de surface en faisant pénétrer un colorant coloré ou fluorescent à l'intérieur d'un défaut débouchant ;
- Ultrasons [6]. Cette méthode utilise la transmission d'ondes sonores à haute fréquence dans un matériau pour détecter des imperfections ou localiser des changements dans les propriétés du matériau ;
- Courants de Foucault [7]. Il s'agit d'une technique électromagnétique utilisée sur les matériaux conducteurs pour détecter les fissures ou pour le contrôle rapide de petits composants pour détecter les défauts, les variations de taille et de matériau ;
- Radiographie [8]. Cette méthode permet un enregistrement photographique produit par le passage du rayonnement à travers la zone testée sur un film ;
- Fuite de flux magnétique [9]. Cette méthode utilise l'électromagnétisme pour détecter les défauts ou la dégradation des matériaux dans les structures en acier telles que les pipelines et les réservoirs



- de stockage;
- Émission acoustique [10]. Cette méthode "écoute" les ondes élastiques transitoires générées à la suite d'une libération rapide de l'énergie de déformation causée par une altération structurelle dans un matériau solide;
- Contrôle par ondes élastiques guidées longue portée [11]. C'est un moyen très rapide de détecter la corrosion et d'autres anomalies dans les tuyauteries particulièrement utile pour inspecter les tuyaux enterrés. Un générateur d'ondes envoie des ondes ultrasonores à basse fréquence (quelques dizaines à quelques centaines de kHz) via des transducteurs installés autour du tuyau afin de détecter des changements locaux de section.

Les pannes peuvent coûter cher et être dangereuses. Des tests réguliers des composants et des systèmes nous permettent d'avoir une évaluation périodique de l'état de santé de la structure, ce qui contribue à éviter les temps d'arrêt imprévus et à améliorer la rentabilité des opérateurs. Cependant, la plupart des méthodes de **CND** mentionnées plus haut permettent uniquement de faire des tests hors ligne de manière locale avec des équipements potentiellement lourds et compliqués à acheminer sur place et demandent beaucoup de travail et de temps, surtout pour les structures à grande échelle, pour un contrôle complet de la structure. Il peut également être nécessaire de démonter les structures testées afin de garantir l'accessibilité de la zone d'inspection, ce qui peut augmenter les coûts de maintenance.

Pour surmonter certaines des limites de ces inspections manuelles (ou potentiellement robotisées), des capteurs installés en permanence sont maintenant utilisés dans un certain nombre d'applications industrielles dans le cadre de **Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM)**. Des approches du **SHM** ont été proposées comme solutions fiables, rentables et efficaces pour évaluer l'intégrité structurelle des pipelines [12]. Contrairement aux **CND**, la détection des dommages en temps réel et en ligne par des capteurs in-situ peut être réalisée en **SHM** en combinant des technologies avancées de capteurs avec des algorithmes de traitement pour interroger l'état de santé de la structure. L'objectif principal d'un système **SHM** est de détecter le plus tôt possible l'apparition de défauts, de déterminer leur localisation, d'évaluer en permanence leur niveau de sévérité et finalement d'estimer la durée de vie utile restante de la structure [13]. Dans ce cas, l'état de santé de la structure est remise en question en permanence, ce qui permet de réduire le coût des tests et, dans certains cas, d'éviter des défaillances catastrophiques [14].

Les ondes élastiques guidées ont attiré un intérêt croissant au cours des dernières décennies, car la gamme des applications pour lesquelles les ondes élastiques guidées s'avèrent utiles s'élargit rapidement. Les ondes guidées peuvent potentiellement se propager sur de longues distances à partir de l'émetteur [15]. Cette technique est également connue sous le nom de contrôle par ultrasons (ou ondes élastiques guidées) longue portée [11], présentée initialement pour déterminer l'évaluation de l'intégrité des pipelines [16]. Elle permet de détecter les variations d'épaisseur des parois des tuyaux, mais ne fournissent pas une estimation quantitative de l'épaisseur résiduelle de la paroi.

Le contrôle par ultrasons longue portée des tuyauteries est destiné à être utilisé principalement comme une méthode de détection des défauts et non pas pour la caractérisation de ces défauts (par exemple obtenir des détails sur le type de corrosion, l'épaisseur exacte des parois, etc.)

En général, la corrosion est définie comme la dégradation d'un matériau au moyen de réactions chimiques avec le milieu environnant [17]. Plusieurs types de corrosion se produisent dans diverses situations dans les centrales nucléaires et les infrastructures pétrochimiques. Certains sont courants, comme la rouille de l'acier lorsqu'il est situé dans un environnement humide ou la corrosion accélérée par l'écoulement (Flow accelerated corrosion) [18]. Cette dernière nécessite un traitement spécial en raison de son impact sur la sécurité et la fiabilité des centrales notamment.

Le régime d'écoulement et le débit dans les tuyaux affectent la corrosion de manière significative. La corrosion par érosion est souvent présente là où il y a un régime d'écoulement à forte turbulence avec un taux de corrosion nettement qui dépend du débit du fluide ainsi que de la densité et de la morphologie des solides présents dans le fluide [19].

Les inspections répétées dans les centrales nucléaires ont montré que les éléments de tuyauterie situés en aval des singularités d'écoulement, comme les expansions ou contractions soudaines, les orifices, les valves, les tés et les coudes sont les plus susceptibles d'être endommagés par la corrosion [20], ce qui se vérifie aussi dans le domaine pétrochimique [21]. Ceci est dû aux changements de direction du flux ainsi qu'au développement d'instabilités de flux secondaires en aval de ces singularités. Par exemple, la valeur maximale d'abrasion constatée dans [22] se situe à quelques diamètres du tuyau en aval de l'orifice.

Le mécanisme de dégradation par corrosion accélérée par l'écoulement entraîne un amincissement de grandes surfaces de tuyauteries qui peut conduire à des défaillances soudaines et parfois catastrophiques,

et donc potentiellement à une perte économique énorme. Les conséquences sérieuses de la corrosion renforcent l'intérêt de s'engager dans une surveillance constante, qui vise à identifier de manière précise la présence, l'étendue, et la sévérité de la corrosion dans des parties sensibles et critiques. Cette stratégie de contrôle nous permet de réduire la portée de l'inspection à ces seules zones critiques.

Dans le cadre de cette thèse, les ondes élastiques guidées alors utilisées pour des applications à courte ou moyenne portée. Elles sont utilisées pour détecter et surtout caractériser les défauts de corrosion par érosion dans des parties sensibles et critiques du pipeline. Un modèle est généralement utilisé pour décrire la propagation d'ondes guidées d'un tuyau. Basé sur ce modèle, les mesures de propagation d'ondes guidées sont analysées pour estimer les paramètres du modèle, et les caractéristiques de la structure sont ensuite obtenues par inversion afin de détecter et caractériser les défauts. La tomographie par **Onde Élastique Guidée (OG)** est une méthode qui a émergé récemment comme outil d'imagerie quantitative pour la détection de corrosion dans plusieurs domaines d'application [23, 24, 25]. Cette méthode sera étudiée dans le cadre de cette thèse sur des tuyaux. Un réseau de capteurs est disposé autour de la zone critique à contrôler sera utilisé pour mesurer les informations de propagation d'ondes guidées dans cette zone. Ces informations sont inversées via des algorithmes de tomographie par **OG**, ce qui nous permet d'obtenir des cartographies quantitatives d'épaisseur de cette zone critique du tube. Cela nous permet de détecter et quantifier les possibles pertes d'épaisseur dans la structure afin que nous puissions intervenir au bon moment pour éviter ruptures catastrophiques.

L'utilisation de cette méthode de tomographie par **OG** dans notre système de **SHM** implique que beaucoup de capteurs soient intégrés en permanence sur la structure. Les capteurs généralement utilisés en tomographie par **OG** sont des céramiques piézoélectriques (que l'on abrégera par **Titano-Zirconate de Plomb (PZT)** par abus de langage dans la suite du document). Cela fait potentiellement un système relativement intrusif et compliqué à déployer. L'application et la durabilité de ce système dans certaines conditions telles les hautes températures, un environnement explosif ou les radiations constitue également un vrai défi.

Pour surmonter certaines des limites et contraintes du **SHM**, l'utilisation de nouveaux capteurs plus résistants, moins intrusifs est nécessaire. Les **Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais) (FBG)** ont récemment émergé comme une solution très prometteuse en raison de leurs avantages uniques : faible intrusivité, robustesse aux environnements sévères (hautes températures, températures cryogéniques, radiations, agressions chimiques, etc), immunité aux perturbations électromagnétiques, grande largeur de bande, et capacité de multiplexage.

Cependant, contrairement aux **PZT**, les **FBG** sont des capteurs passifs qui ne sont pas capables d'émettre des ondes élastiques dans la structure. Les **FBG** pourraient ainsi par exemple être utilisés pour des mesures d'émission acoustique [26] qui consistent à capter les ondes élastiques transitoires générées à la suite d'une libération rapide de l'énergie de déformation causée par une altération structurelle dans un matériau solide, ou avec la technique de corrélation croisée acoustique [27] qui estime la corrélation de bruit du flux généré au point de rupture entre deux récepteurs pour la détection des fuites du fluide circulant dans le tuyau. Ces techniques ne sont néanmoins pas adaptées au contexte de tomographie par **OG** pour la détection et caractérisation de défaut de corrosion. En effet, notre objectif prioritaire est de suivre l'évolution des défauts à un stade précoce avant tout perçement de la structure. Une piste prometteuse étudiée dans cette thèse consiste à utiliser le bruit élastique ambiant généré par la circulation du fluide dans le tuyau comme source des ondes élastiques mesurées par les **FBG**.

Le bruit ambiant n'est pas couramment utilisé par les méthodes conventionnelles de surveillance structurelle de la santé en raison de sa caractère aléatoire. Cependant, des études théoriques et expérimentales récentes ont démontré que les fonctions de Green locales peuvent être estimées à partir de la corrélation croisée des champs diffus élastiques enregistrés simultanément entre deux capteurs. Cela offre une voie intéressante pour le développement d'un système de **SHM** passif par **FBG** en couplant la tomographie par **OG** et la méthode passive de corrélation croisée du bruit ambiant. Ce système nous permet de suivre de manière quantitative l'évolution de défauts de corrosion dans des parties critiques de tubes en écoutant uniquement le bruit ambiant généré naturellement dans la structure par la circulation du fluide dans le tuyau.

Les travaux menés dans cette thèse ont pour but de développer un système **SHM** de tomographie passive par **OG** pour fournir des images quantitatives de corrosion dans des tuyaux métalliques, pour des configurations classiquement utilisées dans des applications nucléaires et pétrochimiques. Une partie des développements menés est fait à l'aide de capteurs **PZT** mais la cible à terme est l'emploi de capteurs **FBG** afin de constituer un système peu intrusif, facilement déployable et utilisable en environnement extrême. Cette thèse fait suite à la thèse de Tom Druet, menée dans le même laboratoire, qui a démontré

pour la toute première fois le concept de tomographie appliqué sur des plaques ainsi que la première reconstruction passive de signaux d'ondes guidées à l'aide capteurs FBG. Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre présente de manière approfondie la théorie sur la propagation d'ondes élastiques guidées dans différentes structures, ce qui nous permet de formuler un modèle acoustique simplifié pour approximer la propagation d'ondes élastiques guidées qui sera utilisé par les algorithmes d'imagerie dits de tomographie par OG.

Le deuxième chapitre présente la méthode passive basée sur la mesure du bruit élastique ambiant afin de reconstruire l'information de propagation des ondes élastiques guidées, ce qui permet ensuite, en couplant avec la tomographie par OG, d'inverser ces informations pour obtenir des cartographies d'épaisseur de la zone inspectée. Les caractéristiques des sources de bruit ambiant sont aussi examinées et analysées.

Dans le troisième chapitre, différents algorithmes de tomographie par OG sont introduits dans un premier temps. Des techniques de traitement utilisées pour extraire les données d'entrée utiles aux algorithmes de tomographie à partir des signaux mesurés sont présentées. Différents algorithmes de tomographie sont ensuite évalués à l'aide des simulations par Méthode des Élément Finis (Finite Element Method en anglais) (FEM) sur tuyaux droits et coudés.

Le dernier chapitre présente des études expérimentales de tomographie passive, dans un premier temps à partir de capteurs PZT. Une première démonstration expérimentale de tomographie hybride PZT / FBG est également présentée et constitue une première marche encourageante dans la perspective d'un système SHM passif constitué uniquement de FBG. Ce chapitre montre finalement la première démonstration expérimentale de tomographie hybride par réseaux de FBG et PZT. Ces résultats encourageants nous permettrons dans les travaux futurs de développer un système de SHM purement passive par les FBG.

# Propagation des ondes guidées dans les plaques et les tubes

## Sommaire du présent chapitre

<b>1.1 Ondes de volume</b>	<b>6</b>
<b>1.2 Ondes guidées</b>	<b>7</b>
1.2.1 Le cas des plaques . . . . .	7
1.2.2 Le cas des tubes . . . . .	8
1.2.3 Vers une formulation acoustique simple pour les tubes . . . . .	18
<b>1.3 Formulation acoustique de la propagation des ondes guidées dans les tubes</b>	<b>19</b>
1.3.1 Modèle acoustique pour les tubes droits et coudés . . . . .	21
1.3.2 Tracé de rayons . . . . .	25
1.3.3 Validation par simulation par éléments finis . . . . .	30
<b>1.4 Conclusion sur la propagation des ondes guidées dans les tubes</b>	<b>31</b>

Avant de pouvoir inspecter une structure à l'aide d'ondes ultrasonores, une compréhension approfondie de la manière dont les ondes peuvent se propager dans le milieu à imager est nécessaire.

La propagation des ondes de volume se réfère à la propagation des ondes dans un milieu infini (ou semi-infini). Il n'existe que deux modes de propagation pour les ondes de volume. Ce sont les ondes longitudinales et de cisaillement. Ces ondes ne peuvent se propager que dans des régions éloignées de toute limite où elles sont découplées [28]. Les ondes guidées sont celles qui nécessitent une limite pour leur existence. Bien que les ondes de volume et les ondes guidées soient fondamentalement différentes, elles sont en fait régies par le même ensemble d'équations d'ondes aux dérivées partielles. Mathématiquement, la différence principale est que, pour les ondes de volume, il n'y a pas de conditions aux limites que la solution proposée doit satisfaire. En revanche, la solution à un problème d'ondes guidées doit satisfaire aux équations gouvernantes ainsi qu'à certaines conditions aux limites physiques. Les ondes de Rayleigh sont un type d'onde guidée qui se propage le long de la surface des solides [29]. Les conditions aux limites de ce problème sont une surface sans traction et les ondes diminuent exponentiellement en amplitude à mesure que la distance de la surface augmente. Les ondes de Stoneley sont les ondes qui se propagent généralement le long d'une interface solide-solide<sup>1</sup> [30]. Les solutions doivent s'accorder à l'interface et les ondes diminuent de façon exponentielle en s'éloignant de l'interface. Nous nous intéressons dans le cadre de ce manuscrit aux solutions du problème de propagation des ondes qui sont guidées par deux surfaces d'un milieu fin (par exemple les deux surfaces d'une plaque ou encore le diamètre extérieur et le diamètre intérieur d'un tube). Dans le cas d'une plaque, les ondes de *Lamb* sont des solutions au problème de la plaque libre [31]. Les forces de traction doivent être nulles sur la surface supérieure et inférieure de la plaque.

1. Lorsqu'elles se trouvent à une interface liquide-solide, ces ondes sont également appelées ondes de Scholte

Ce chapitre présente brièvement les équations gouvernant l'élastodynamique des ondes de volume et des ondes guidées dans une plaque et dans un tube. Une formulation acoustique de la propagation des ondes guidées dans les tubes sera ensuite présentée et validée, notamment pour une structure plus complexe telle qu'un tube coudé. Cela nous permet par la suite de développer les méthodes d'imagerie par ondes guidées qui seront abordées dans le chapitre 3.

## 1.1 Ondes de volume

La propagation des ondes en milieu élastique infini est bien documentée dans [32, 28] et est brièvement décrite ici.

À l'aide de la deuxième loi de *Newton* (Principe Fondamental de la Dynamique) et en supposant une relation constitutive élastique isotrope linéaire entre le tenseur de contrainte de *Cauchy* et le tenseur de déformation élastique, telle que la loi de *Hooke*, l'équation du mouvement du domaine élastique linéaire en l'absence de forces volumiques s'écrit (équation de *Navier*) :

$$(\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mu\nabla^2\mathbf{u} - \rho \frac{\partial^2\mathbf{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  et  $\mu$  représentent les constantes de Lamé;  $\rho$  indique la densité de masse et  $\mathbf{u}$  le vecteur de déplacement des particules.

En utilisant la décomposition de *Helmholtz*, le champ de déplacement est exprimé comme dérivant d'un potentiel scalaire  $\phi$  et d'un potentiel vectoriel  $\mathbf{H}$ , tels que  $\mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \mathbf{H}$  (le champ de déplacement  $\mathbf{u}$  est alors exprimé comme le gradient d'un potentiel scalaire  $\phi$  et le rotationnel d'un potentiel vectoriel  $\mathbf{H}$  de divergence nulle), l'équation de mouvement de Navier est décomposée comme deux équations d'onde simplifiées :

$$\begin{cases} \nabla^2\phi - \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \cdot \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0 \\ \nabla^2\mathbf{H} - \frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

Supposons dans un premier temps que la partie rotationnelle  $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{0}$  et donc  $\mathbf{u} = \nabla\phi$ , nous obtenons l'équation correspondant au mode longitudinal :

$$\nabla^2\mathbf{u} - \frac{1}{v_L^2} \cdot \frac{\partial^2\mathbf{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.3)$$

où  $v_L^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}$ . Cela veut dire que la perturbation longitudinale se propage à la vitesse  $v_L$ . D'une manière similaire, supposons que  $\nabla\phi = 0$  et donc  $\mathbf{u} = \nabla \times \mathbf{H}$ ,  $\nabla\mathbf{H} = \mathbf{0}$ , nous obtenons l'équation correspondant au mode de cisaillement :

$$\nabla^2\mathbf{u} - \frac{1}{v_T^2} \cdot \frac{\partial^2\mathbf{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.4)$$

où  $v_T^2 = \frac{\mu}{\rho}$ . Cela veut dire que la perturbation transversale se propage à la vitesse  $v_T$ .

Les équations 1.3 et 1.4 sont indépendantes les unes des autres, cela veut dire que les ondes longitudinales et transversales se propagent sans interaction dans un milieu illimité. Les deux types d'ondes sont couplés seulement aux limites du milieu élastique comme montré dans l'équation 1.5.

$$\begin{cases} \nabla^2\mathbf{u}_1 - \frac{1}{v_L^2} \cdot \frac{\partial^2\mathbf{u}_1}{\partial t^2} = 0 \\ \nabla^2\mathbf{u}_2 - \frac{1}{v_T^2} \cdot \frac{\partial^2\mathbf{u}_2}{\partial t^2} = 0 \\ f(\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2) = 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

où  $\mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2$  respectivement et  $f$  est la condition aux limites. Nous présentons par la suite la propagation d'onde élastique dans un milieu limité telle qu'une plaque ou un tube.

## 1.2 Ondes guidées

Aux frontières du milieu, les ondes de volume interagissent avec ces limites par réflexion et réfraction. De plus, une conversion de mode entre les ondes de volume longitudinales et les ondes de volume de cisaillement peut se produire. Ce sont ces interactions successives des ondes de volume avec les limites du matériau qui conduisent au développement d'ondes guidées dans la structure du matériau. Au contraire de la propagation des ondes de volume qui ne dépend que des propriétés du matériau, celle des ondes guidées dépend des propriétés du matériau mais aussi de ses limites. Par conséquent, la solution à tout problème d'ondes guidées doit satisfaire aux équations de mouvement de Navier et à certaines conditions aux limites physiques, comme les surfaces sans traction du milieu délimité. Il existe généralement un nombre infini de solutions aux conditions aux limites appliquées sur un milieu donné de géométrie finie.

Dans un premier temps, la solution correspondant aux modes de cisaillement horizontal (*SH*) et aux modes de *Lamb* dans les plaques sera décrite dans la sous-partie suivante. La méthode standard de mise en solution pour le cas du tube, proposée à l'origine par Gazis [33, 34], sera ensuite introduite. Les courbes de dispersion des tubes obtenues sont alors comparées aux courbes correspondantes des plaques.

Par la suite, une méthode de simplification du problème du tube est présentée pour le cas des modes de flexion longitudinal antisymétrique ( $F(m,1)$ ) qui consiste à dérouler le tube et à l'analyser comme une plaque plane. Les écarts entre les deux approches (la méthode standard de mise en solution et la méthode de simplification) sont évalués et l'erreur maximale est quantifiée. Le régime dans lequel l'approche simplifiée est valide est finalement discuté.

### 1.2.1 Le cas des plaques

La solution du problème de propagation d'ondes dans les plaques libres est brièvement présentée ici. Pour un aperçu plus détaillé, se référer à [35]. Les deux méthodes de mise en solution les plus courantes sont la méthode du potentiel et la méthode de superposition des ondes partielles. La solution au problème de la plaque libre par la méthode des potentiels est simple et cherche à résoudre le système des équations 1.2 pour les deux potentiels  $\phi$  et  $H$ .

#### 1.2.1.1 Modes de cisaillement horizontal (*SH*)

Les solutions lorsque le potentiel scalaire  $\phi$  disparaît sont connues sous le nom de modes de plaques de cisaillement horizontal (*SH*). Avec l'hypothèse que la plaque a une étendue infinie dans toutes les directions parallèles aux surfaces de délimitation et que l'onde élastique se propage parallèlement aux plans limites, nous obtenons la relation de dispersion pour les modes *SH* :

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = \left(\frac{\omega}{c_T}\right)^2 - \left(\frac{p\pi}{b}\right)^2 \quad (1.6)$$

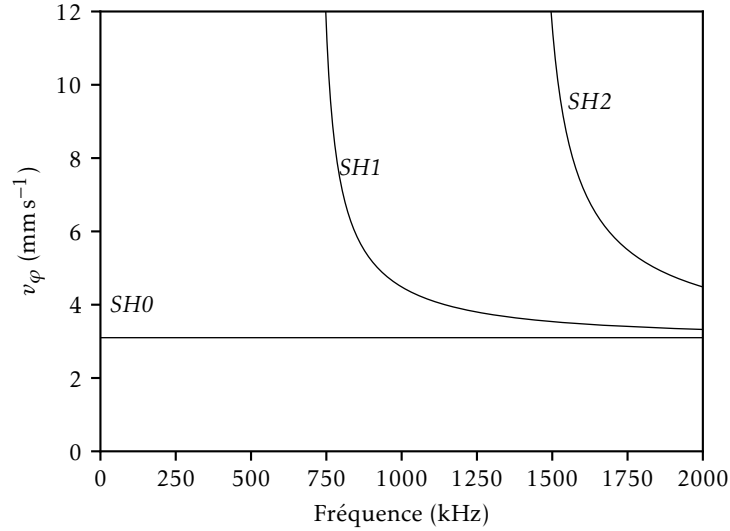
où  $b$  est l'épaisseur de la plaque et  $p = 0, 1, 2, \dots$  représente l'ordre des modes *SH*.

Les premiers modes *SH* sont montrés sur la figure 1.1 pour une plaque en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur<sup>2</sup>. Notons que le mode fondamental de cisaillement horizontal, *SH0*, est non dispersif. Tous les modes *SH* d'ordre supérieur sont en revanche dispersifs. Il est également important de noter que le nombre de modes de propagation augmente avec le produit fréquence-épaisseur.

#### 1.2.1.2 Modes de Lamb

Les autres modes guidés sont formés de la combinaison d'ondes de cisaillement polarisées verticalement (*SV*) et d'ondes longitudinales (*P*). Dans une hypothèse de déformation simple (plaque infinie comme étudiée pour les modes *SH*), les relations de dispersion dites de *Rayleigh-Lamb* peuvent être dérivées en résolvant les équations de *Navier* homogènes pour des conditions aux limites sans traction

2. Cette épaisseur a été choisie dans le cas des plaques pour rendre les courbes de dispersion calculées dans ce cas comparables aux courbes de dispersion dans le cas des tubes.



**FIGURE 1.1** – Courbes de dispersion pour les modes de cisaillement horizontal  $SH0$ ,  $SH1$  et  $SH2$  dans le cas d’une plaque en acier inoxydable de 2,145 mm d’épaisseur.

sur la surface supérieure et inférieure de la plaque :

$$\frac{\tan(qh)}{\tan(ph)} = -\frac{4k^2 pq}{(q^2 - k^2)^2} \quad \text{pour les modes symétriques,} \quad (1.7)$$

$$\frac{\tan(qh)}{\tan(ph)} = -\frac{(q^2 - k^2)^2}{4k^2 pq} \quad \text{pour les modes antisymétriques,} \quad (1.8)$$

où  $h$  est la moitié de l’épaisseur de la plaque, et où  $q$  et  $p$  sont donnés par :

$$q^2 = \frac{\omega^2}{C_T^2} - k^2 \quad \text{et} \quad p^2 = \frac{\omega^2}{C_L^2} - k^2$$

Il existe un nombre infini de solutions aux relations de dispersion de *Rayleigh–Lamb* (les équations 1.7 et 1.8) et comme elles sont transcendantes, leurs solutions ne peuvent être trouvées que numériquement. Dans cette thèse nous utilisons le logiciel *CIVA*, développé au *CEA – LIST*, afin de déterminer les courbes de dispersion.

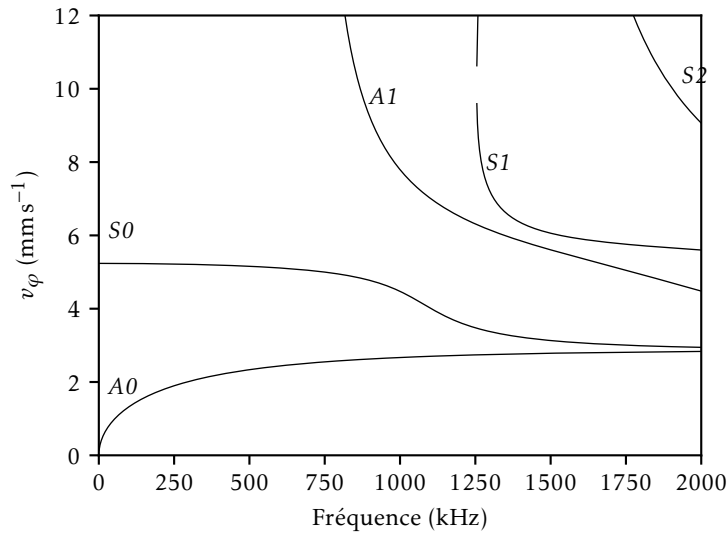
Sur la figure 1.2, les courbes de dispersion pour une plaque en acier inoxydable de 2,145 mm d’épaisseur sont représentées pour les modes fondamentaux symétriques  $S0$ ,  $S1$ ,  $S2$  et antisymétriques  $A0$ ,  $A1$  dans la gamme de fréquences allant jusqu’à 2 MHz. Comme pour les modes  $SH$ , le nombre de modes de propagation augmente avec le produit fréquence-épaisseur. Notons que tous les modes de *Lamb* sont strictement dispersifs mais qu’il y a des régions de produit fréquence-épaisseur qui sont relativement peu dispersives (comme le mode  $S0$  à basse fréquence par exemple).

## 1.2.2 Le cas des tubes

La propagation des ondes guidées dans les tubes, ou dans les cylindres creux, a fait l’objet d’études approfondies, par exemple dans [36, 37] et la solution peut être trouvée dans [38]. Pour résoudre le problème d’ondes guidées dans un tube, la méthode utilisée est similaire à celle qui a été décrite pour le cas de la plaque dans la section précédente (méthode des potentiels). L’équation de dispersion est formée par le déterminant des amplitudes des fonctions de *Bessel* [39].

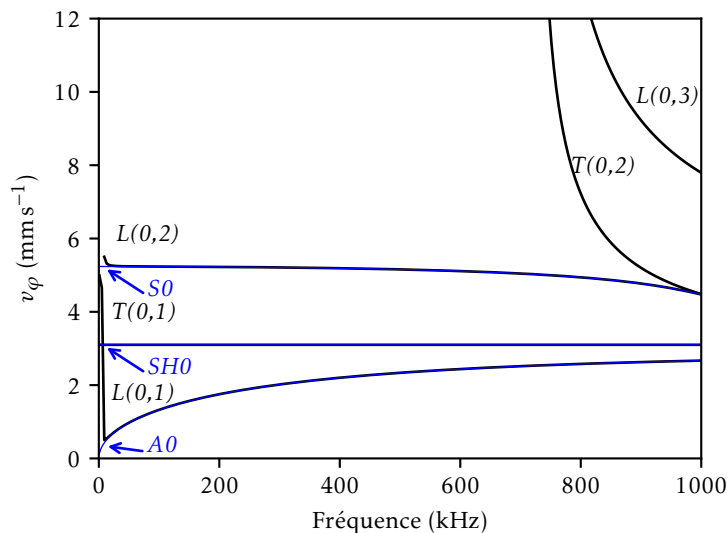
### 1.2.2.1 Modes longitudinaux et modes de torsion du tube

On considère un premier cas simple pour lequel les modes ont un mouvement indépendant de la position circonférentielle (modes axisymétriques). Il s’agit des modes longitudinaux ( $L$ ) et modes de



**FIGURE 1.2** – Courbes de dispersion pour les modes de Lamb  $S0$ ,  $S1$ ,  $S2$ ,  $A0$  et  $A1$  dans le cas d’une plaque en acier inoxydable de 2,145 mm d’épaisseur.

torsion ( $T$ ). Les courbes de dispersion des premiers modes longitudinaux  $L(0,1)$ ,  $L(0,2)$ ,  $L(0,3)$  et des premiers modes de torsion  $T(0,1)$ ,  $T(0,2)$  sont montrées sur la figure 1.3 pour un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d’épaisseur et de 250 mm de diamètre interne<sup>3</sup>. La figure montre également les modes de Lamb  $S0$ ,  $A0$  et le mode fondamental de cisaillement horizontal  $SH0$  pour une plaque de même épaisseur et de même matériau. Les modes de tube longitudinaux sont similaires aux modes de Lamb



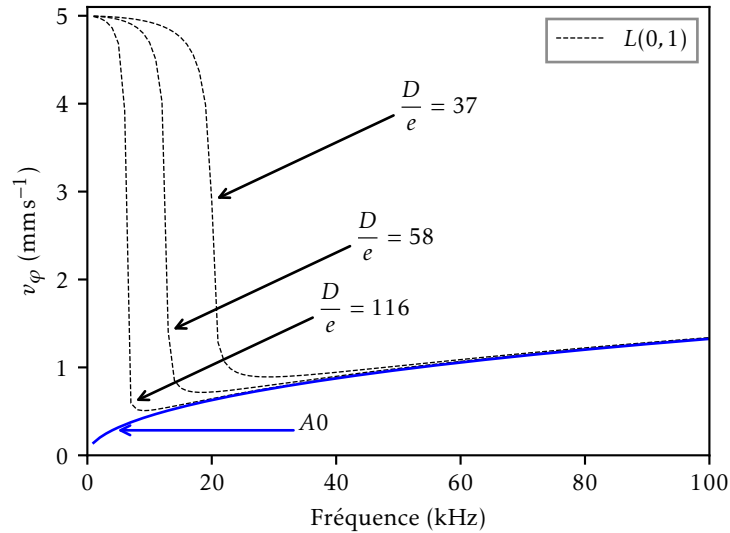
**FIGURE 1.3** – Courbes de dispersion pour les trois premiers modes longitudinaux  $L(0,1)$ ,  $L(0,2)$ ,  $L(0,3)$  et des premiers modes de torsion  $T(0,1)$ ,  $T(0,2)$  dans le cas d’un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d’épaisseur.

dans les plaques excepté à basse fréquence. De plus, les modes de torsion sont exactement identiques aux modes de  $SH$  dans la plaque de même épaisseur et de même matériau.

Les courbes de dispersion du premier mode longitudinal  $L(0,1)$  sont montrées sur la figure 1.4 pour des tubes en acier inoxydable de 2,145 mm d’épaisseur et pour différents diamètres internes. De façon

<sup>3</sup>. Cette configuration a été choisie dans le cas des tubes pour étudier des courbes de dispersion est similaire à la configuration qui sera étudiée expérimentalement dans le chapitre 4.





**FIGURE 1.4** – Courbes de dispersion pour le mode  $L(0,1)$  dans le cas des tubes en acier inoxydable de 2,145 mm ayant différents diamètres et la courbe de dispersion pour le mode  $A0$  d’une plaque composée du même matériau et de la même épaisseur.

générale les relations de dispersion d’une plaque dépendent du produit fréquence-épaisseur. Dans le cas d’un tube, les courbes de dispersion dépendent non seulement du produit fréquence-épaisseur mais aussi de la courbure de tube, ce qui est généralement représenté par le rapport entre le diamètre médian et l’épaisseur de tube comme montré sur la figure 1.4.

Il est à noter que les courbes de dispersion du mode  $L(0,1)$  du tube sont presque identiques aux courbes de dispersion du mode de Lamb  $A0$ , à l’exception de la région des très basses fréquences où les modes du tube s’écartent des modes de plaque. Plus le rapport entre le diamètre médian et l’épaisseur de tube est grand, plus l’écart entre le mode  $L(0,1)$  du tube et le mode de Lamb  $A0$  est faible. Nous pouvons tirer la même conclusion pour les courbes de dispersion du deuxième mode longitudinal  $L(0,2)$  du tube et la courbe de dispersion du mode de Lamb  $S0$  de la plaque.

### 1.2.2.2 Modes de flexion d’un tube

Les autres familles de modes qui peuvent exister dans un tube sont appelées modes de flexion  $F(n,m)$ . Les modes de flexion ne sont pas axisymétriques et sont nommés selon un ordre circonférentiel  $n$  et un numéro de famille de mode  $m$ . Les modes de flexion convergeront vers un mode longitudinal ou de torsion à des fréquences élevées où le rapport longueur d’onde-diamètre est faible. Par exemple, Les modes  $F(n,1)$  convergent vers  $L(0,1)$ , les modes  $F(n,2)$  convergent vers  $L(0,2)$ , les modes  $F(n,3)$  convergent vers  $T(0,1)$ , etc. Les courbes de dispersion des vitesses de phase de ces trois familles de modes sont tracées sur la figure 1.5 jusqu’au 18<sup>ième</sup> ordre.

L’inspection par ondes guidées dans les tubes est mise en œuvre généralement à des fréquences dont la longueur d’onde est beaucoup plus grande que l’épaisseur de la paroi du tube. Pour les plaques, à ces fréquences, il n’existe que trois modes fondamentaux d’ondes guidées,  $S0$ ,  $SH0$  et  $A0$ . Il est constaté, dans ce régime de fréquence, qu’uniquement les modes qui convergent vers le mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0,1)$ , le mode longitudinal symétrique fondamental  $L(0,2)$  et le mode de torsion fondamental  $T(0,1)$  peuvent se propager dans un tube. Cependant, pour des raisons qui sont liées au développement d’une méthode d’imagerie quantitative durant la thèse<sup>4</sup>, ce sont les modes de type antisymétrique qui seront étudiés ici. Ainsi, la famille des modes de flexion  $F(n,1)$  qui converge vers le mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0,1)$  sera désormais appelée famille de modes antisymétrique-flexions et sera étudiée de manière plus approfondie par la suite.

4. Cela sera expliqué plus en détail 3, mais à ce stade on peut dire principalement que cela vient du fait que le mode  $L(0,1)$  est dispersif dans la région de fréquence  $\times$  épaisseur donnée, ce qui permet de remonter quantitativement à l’épaisseur de la plaque à partir des perturbations sur la propagation des ondes.

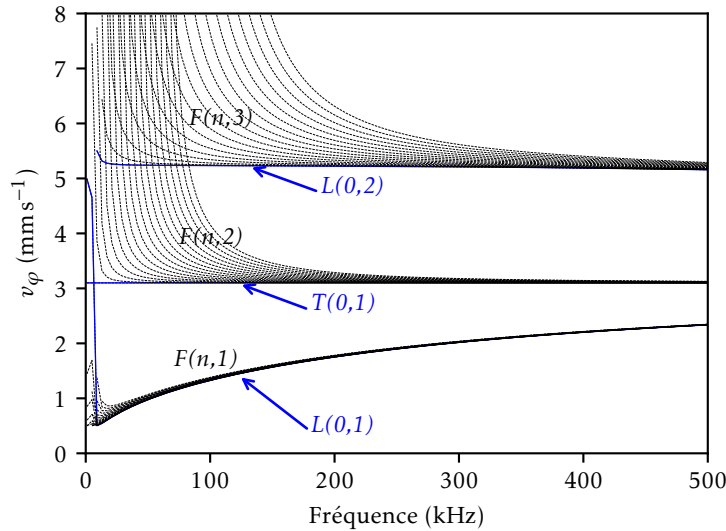


FIGURE 1.5 – Courbes de dispersion pour les trois premières familles de mode dans le cas d'un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur.

### 1.2.2.3 Modes antisymétrique-flexions de tube et leur analogie avec les modes de plaque

L'analyse suivante vise à simplifier la solution complexe d'ondes guidées dans les tubes pour la famille de modes antisymétrique-flexions  $F(n, 1)$  en supposant un comportement semblable à celui que l'on peut rencontrer dans une plaque. Cette simplification est basée sur l'hypothèse que la courbure du tube droit (vu comme une plaque repliée) a un effet négligeable sur la propagation de l'onde (ce qui est vrai pour de grands diamètres de tube à une épaisseur donnée). Une procédure de simplification similaire pour le calcul des vitesses de phase axiales des modes de tube longitudinaux-flexions dans des tubes de grands diamètres basée sur leurs similitudes aux modes de *Lamb* de plaques a été présentée par Li et Rose [40]. Le calcul des vitesses de phase axiales des modes de tube torsions-flexions basée sur leurs similitudes aux modes de *SH* de plaques a été présentée par Davis [41]. Nous utilisons dans cette thèse cette procédure de simplification pour étudier la famille des modes (longitudinal) antisymétrique-flexions de tube  $F(n, 1)$  qui nous intéresse par la suite.

La propagation  $A0$  dans une plaque est décrite par le nombre d'onde  $k_{A0}$  dans n'importe quelle direction de propagation. Par conséquent, l'hypothèse pour l'analogie de tube en forme de plaque est que le vecteur d'onde  $\mathbf{k}_\alpha$  pour n'importe quelle direction de propagation  $\alpha$  est égal au nombre d'onde  $k_{L(0,1)}$ . Cela nous permet de dérouler le tube et de le considérer comme une plaque isotrope. Le tube et sa surface déroulée en forme de plaque sont représentés sur la figure 1.6.

Cependant, il y a une condition limite supplémentaire à résoudre pour ce problème en plus des surfaces sans traction qui ont été considérées pour la solution de la plaque. Cette condition limite supplémentaire se produit le long de la coupe axiale réalisée dans le tube afin de le dérouler et indique que les deux solutions de chaque côté de la plaque déroulée (A et B dans la figure 1.6b) doivent correspondre. Satisfaire à cette condition signifie qu'il n'y a pas de discontinuité dans le déroulement du tube. Un schéma de cette situation est présenté dans la figure 1.7.

Le diagramme montre les fronts d'onde planes se propageant sous un angle  $\alpha_n$  par rapport à la direction axiale  $z$  du tube. La condition pour qu'il n'y ait pas de discontinuité dans le déroulement du tube est que la circonférence du tube doit être égale à un nombre entier  $n$  de longueurs d'onde circonférentielles  $\lambda_c = 2\pi/k_c$ , où  $k_c$  est le nombre d'onde circonférentiel. Alors l'expression des nombres d'ondes circonférentiels s'écrit :

$$n \frac{2\pi}{k_c} = 2\pi R \quad \Leftrightarrow \quad k_c = \frac{n}{R} \quad (1.9)$$

où  $n$  est l'ordre de mode de flexion et  $R$  est le rayon central de la paroi du tube.

En supposant que les fronts d'onde planes se déplacent avec un nombre d'onde  $\mathbf{k}_{L(0,1)}$ , les composantes

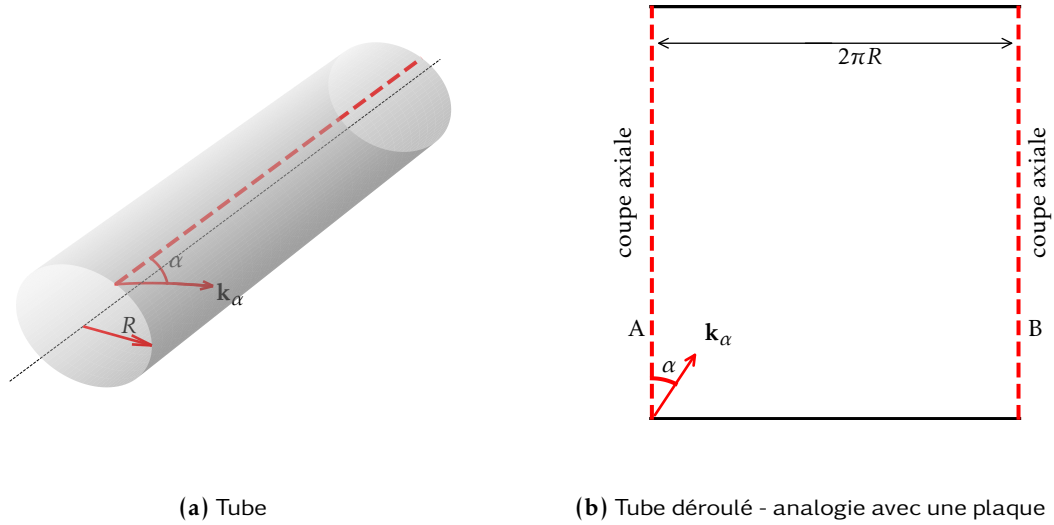


FIGURE 1.6 – Schéma montrant l'analogie entre un tube et une plaque.

du vecteur d'onde partiel sont liées par :

$$\mathbf{k}_{L(0,1)} = \mathbf{k}_{z,n} + \mathbf{k}_c \quad (1.10)$$

Le nombre d'onde axial  $k_{z,n}$  est donc :

$$k_{z,n} = \sqrt{k_{L(0,1)}^2 - \left(\frac{n}{R}\right)^2} \quad (1.11)$$

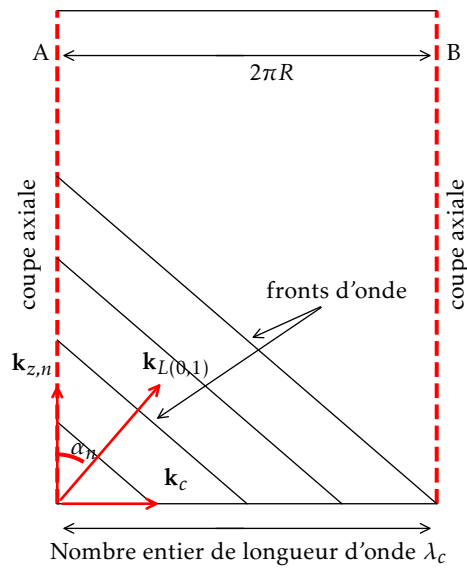
Les solutions de propagation pour que les  $k_{z,n}$  soient réels nécessite donc que  $n/R < k_{L(0,1)}$ . Ceci explique le nombre discret fini de modes de propagation à une fréquence donnée. La vitesse de phase axiale  $v_{\varphi,z,n}$  est liée au nombre d'onde axial (équation 1.11) par :

$$v_{\varphi,z,n} = \frac{\omega}{k_{z,n}} \quad (1.12)$$

où  $\omega = 2\pi f$  est la fréquence temporelle angulaire de l'onde. La substitution de 1.11 dans 1.12 donne la relation de dispersion pour les modes en supposant un comportement isotrope en plaque :

$$v_{\varphi,z,n} = \frac{\omega}{\sqrt{k_{L(0,1)}^2 - \left(\frac{n}{R}\right)^2}} \quad (1.13)$$

Les courbes de dispersion des vitesses de phase axiales pour la famille de modes (longitudinal) antisymétrique-flexions  $F(n, 1)$  basées sur leurs similarités avec le mode de Lamb  $A_0$  de la plaque sont montrées sur la figure 1.8. Chacune de ces courbes (représentées par les courbes pointillées) est calculée par l'expression 1.13 pour chaque mode de flexion d'ordre  $n$ . Sur cette figure sont présentées aussi les courbes de dispersion des vitesses de phase axiales exactes pour cette famille de modes issues des calculs de CIVA. Chacune de ces courbes (représentées par les courbes solides) est calculée à l'aide du logiciel CIVA pour chaque mode de flexion d'ordre  $n$  correspondant. Notons que sur la figure 1.8a, les modes de flexion jusqu'au 45<sup>ième</sup> ordre sont calculés. La figure 1.8b représente la version zoomée de la partie qui est entourée par un rectangle rouge sur la figure 1.8a pour nous permettre de mieux comparer les courbes calculées par les deux approches. On peut constater qu'il y a généralement un très bon accord entre les deux méthodes, à l'exception de quelques différences pour les modes d'ordre supérieur à basse fréquence (ce qui est logique puisque dans ce cas la longueur d'onde devient comparable au rayon du tube, notre hypothèse que la courbure du tube droit ne pas perturber la propagation n'est donc plus respectée). Ces écarts peuvent être quantifiés en calculant la différence de vitesse de phase ou de nombre



**FIGURE 1.7** – Schéma montrant la condition limite nécessaire pour la propagation modale dans l'analogie du tube en forme de plaque.

d'onde entre les deux méthodes pour chaque direction de propagation possible  $\alpha_{n,CIVA}$  où les indices  $n$  se réfèrent à l'ordre du mode circonférentiel et  $CIVA$  au fait que les valeurs sont calculées en utilisant le logiciel  $CIVA$ .

La direction de propagation  $\alpha_{n,CIVA}$  de chaque mode d'ordre  $n$  peut être calculée à partir des courbes de  $CIVA$  à une fréquence  $\omega$  donnée en utilisant :

$$\alpha_{n,CIVA} = \arctan \frac{k_c}{k_{z,n,CIVA}} = \frac{n/R}{\omega/v_{\varphi,z,n,CIVA}} \quad (1.14)$$

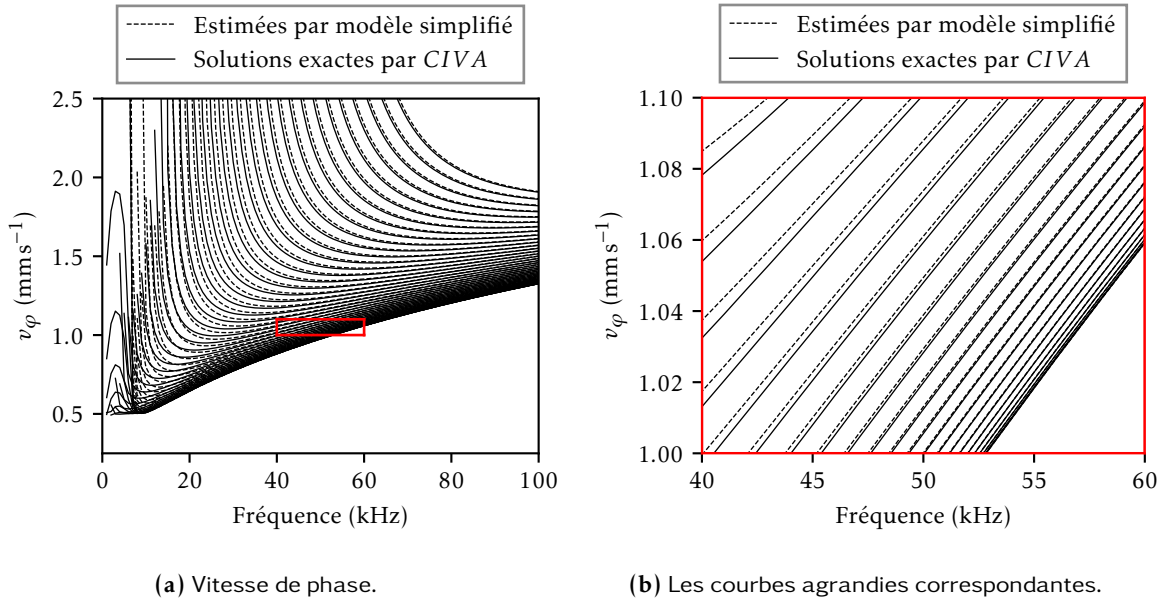
où  $v_{\varphi,z,n,CIVA}$  est la vitesse de propagation de phase axiale de  $CIVA$  pour le  $n^{\text{ième}}$  mode et  $k_{z,n,CIVA}$  est le nombre d'onde axiale de ce mode. Notons que  $\alpha_{n,CIVA}$  dépend de la fréquence, de sorte qu'un mode donné se déplace dans différentes directions à des fréquences différentes. Le nombre d'onde du  $n^{\text{ième}}$  mode  $k_{\alpha_{n,CIVA}}$  dans la direction de propagation  $\alpha_{n,CIVA}$  est :

$$k_{\alpha_{n,CIVA}} = \sqrt{k_c^2 + k_{z,n,CIVA}^2} \quad (1.15)$$

et donc la vitesse de phase  $v_{\varphi,\alpha_{n,CIVA}}$  dans la direction  $\alpha_{n,CIVA}$  calculée à l'aide du logiciel  $CIVA$  est :

$$v_{\varphi,\alpha_{n,CIVA}} = \frac{\omega}{\sqrt{k_c^2 + k_{z,n,CIVA}^2}} \quad (1.16)$$

L'hypothèse retenue lors du déroulement du tube était que le nombre d'onde est égal dans toutes les directions. Cette hypothèse peut être testée pour une fréquence donnée en calculant la variation du nombre d'onde du mode considéré par rapport au nombre d'onde du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0,1)$  à l'aide de l'équation 1.15 pour toutes les directions de propagation possibles définies



**FIGURE 1.8** – Courbes de dispersion pour la famille de modes (longitudinal) antisymétrique-flexions  $F(n, 1)$  d'un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur calculées par le modèle simplifié et par *CIVIA*.

par 1.14. L'expression possible de la variation de nombre d'onde<sup>5</sup> est exprimée comme :

$$Err (\%) = \frac{|k_{\alpha_n, CIVIA} - k_{L(0,1)}|}{k_{L(0,1)}} \times 100\% \quad (1.18)$$

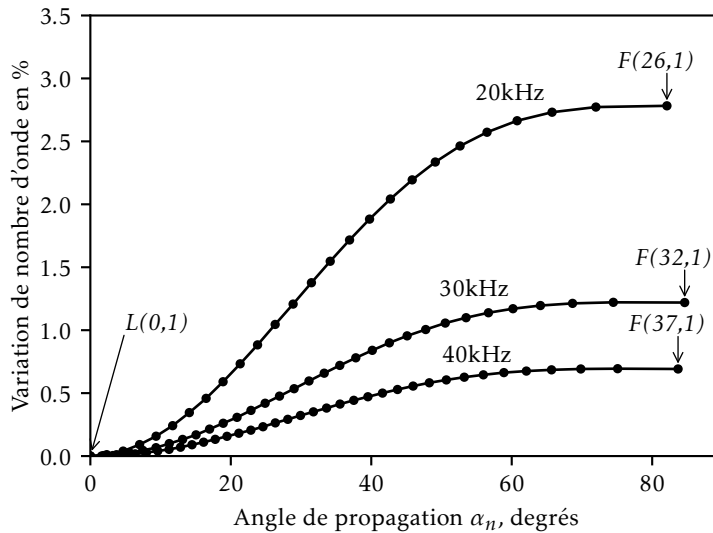
La figure 1.9 montre la variation en pourcentage (%) du nombre d'onde calculé par *CIVIA* par rapport au nombre d'onde du mode  $L(0, 1)$  en fonction de l'angle de propagation par rapport à la direction axiale du tube à 20 kHz, 30 kHz et 40 kHz pour le tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur et de 250 mm de diamètre interne dont les courbes de dispersion ont été présentées sur la figure 1.8. Notons que sur cette figure, l'angle de propagation à  $90^\circ$  n'existe pas pour les trois cas de différentes fréquences. Cela vient du fait qu'aucune fréquence parmi 20 kHz, 30 kHz et 40 kHz n'est pas égale à la fréquence de coupure. Nous pouvons voir qu'à 20 kHz, les modes jusqu'au 26ème ordre existent. À 30 kHz, les modes jusqu'au 32ème ordre existent et les modes jusqu'au  $F(37, 1)$  existent à 40 kHz. De plus, le nombre d'onde axial ( $\alpha_n = 0$ ) est simplement le nombre d'onde du mode  $L(0, 1)$ . Les longueurs d'onde du mode  $L(0, 1)$  aux fréquences 20 kHz, 30 kHz et 40 kHz sont respectivement 32,3 mm et 25,8 mm et 22 mm. Cela explique le fait que plus la fréquence est grande plus le nombre de modes de propagation de la famille  $F(n, 1)$  est grand. La figure 1.9 montre que la variation du nombre d'onde diminue selon l'augmentation de la fréquence de travail. Cela veut dire que plus la longueur d'onde est petite plus la variation est petite.

Sur la figure 1.9, notez que l'écart maximal par rapport au nombre d'onde du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0, 1)$  se produit à environ  $90^\circ$  pour tous les trois cas de différentes fréquences testés. En revanche, nous pouvons montrer que cela dépend de la famille de mode étudiée. Comme montré sur la figure 1.10, pour les modes de flexion du mode  $T(0, 1)$ , l'écart maximal par rapport au nombre d'onde du mode de torsion fondamental  $T(0, 1)$  se produit à environ  $45^\circ$  pour tous les cas testés. Cette observation est donc différente du cas d'étude précédent. Notons que nous avons obtenu le même résultat pour les modes de flexion du mode de torsion fondamental  $T(0, 1)$  que celui obtenu dans [41].

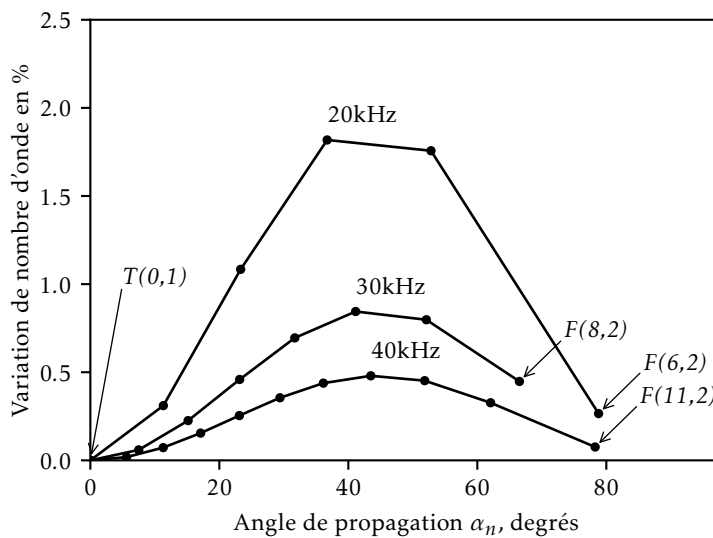
La même analyse a été effectuée pour des tubes de 2 mm d'épaisseur et de différents diamètres (80 mm, 120 mm, 200 mm) à 50 kHz. Sur la figure 1.11, l'écart du nombre d'onde par rapport au nombre d'onde

5. Nous pouvons aussi obtenir l'expression de la variation de vitesse de phase du mode considéré par rapport à la vitesse de phase du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0, 1)$  à l'aide de l'équation 1.16 pour toutes les directions de propagation possibles définies par 1.14 comme :

$$Err (\%) = \frac{|v_{\varphi, \alpha_n, CIVIA} - v_{\varphi, L(0,1)}|}{v_{\varphi, L(0,1)}} \times 100\% \quad (1.17)$$



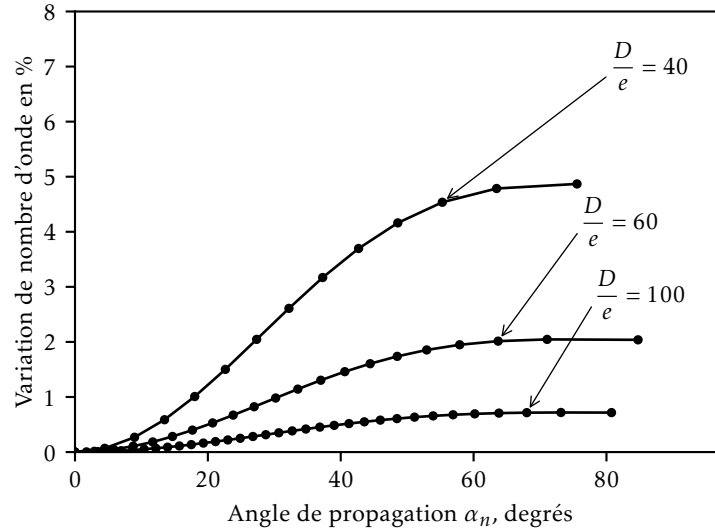
**FIGURE 1.9** – Variation en % du nombre d'onde  $k_{\alpha_n}$  (dans la direction de propagation  $\alpha_n$ ) calculé par CIVA par rapport nombre d'onde du mode  $L(0,1)$  en fonction de l'angle de propagation par rapport à la direction axiale ( $\alpha_n$ ) pour un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur et de 250 mm de diamètre interne.



**FIGURE 1.10** – Variation en % du nombre d'onde  $k_{\alpha_n}$  (dans la direction de propagation  $\alpha_n$ ) calculé par CIVA par rapport au nombre d'onde du mode  $T(0,1)$  en fonction de l'angle de propagation par rapport à la direction axiale ( $\alpha_n$ ) pour un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur et de 250 mm de diamètre interne.

du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0,1)$  est tracé en fonction de l'angle de propagation pour une fréquence de 50 kHz. Nous voyons bien que plus le diamètre est grand plus l'écart est petit (ce qui est logique parce que la courbure du tube droit a un effet négligeable pour de grands diamètres de tube à une épaisseur donnée).

À partir des deux analyses précédentes, pour chaque famille de mode étudiée, nous pouvons déterminer la dépendance de la variation du nombre d'onde au diamètre du tube, à l'épaisseur du tube et à la longueur d'onde de travail. Par la suite, la dépendance de la variation du nombre d'onde à ces trois facteurs est quantifiée. Pour ce faire, les écarts maximaux  $E_{max}$ , où  $E_{max} = \max Err$  (%), sont évalués en fonction de ces trois facteurs.



**FIGURE 1.11** – Variation en % du nombre d'onde  $k_{\alpha_n}$  (dans la direction de propagation  $\alpha_n$ ) calculé par CIVA par rapport au nombre d'onde du mode  $L(0,1)$  en fonction de l'angle de propagation par rapport à la direction axiale ( $\alpha_n$ ) pour un tube en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur ( $e$ ) et de différents diamètres médians ( $D$ ) à 50 kHz.

Dans un premier temps, différentes configurations, qui ont pour but de fixer le rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur du tube, sont étudiées pour estimer les écarts maximaux  $E_{max}$ . Ces configurations sont résumées dans la table 1.1.

Diamètre (D)	Épaisseur (e)	Fréquence (f)	Longueur d'onde ( $\lambda$ )	$\frac{D}{e}$	$\frac{\lambda}{e}$
75 mm	1 mm	91,4 kHz	10 mm	75	10
120 mm	2 mm	46,4 kHz	20 mm	60	10
270 mm	3 mm	30,3 kHz	30 mm	90	10
176 mm	4 mm	23,9 kHz	40 mm	44	10
100 mm	5 mm	23,6 kHz	50 mm	20	10
174 mm	6 mm	17,3 kHz	60 mm	29	10

**TABLEAU 1.1** – Différentes configurations pour étudier la dépendance de l'erreur maximale du nombre d'onde en fonction de la géométrie du tube.

Sur la figure 1.12 est montré l'écart maximal en fonction de la géométrie (rapport diamètre sur épaisseur du tube). Les écarts maximaux du nombre d'onde  $E_{max}$  sont tracés par rapport à  $\ln(\frac{D}{e})$ , qui est un paramètre sans dimension. Au vu des données on peut exprimer le résultat sous la forme d'une régression linéaire :

$$\ln(E_{max}) = a + b \ln\left(\frac{D}{e}\right) \quad (1.19)$$

où  $a$  est une constante quand on fixe le rapport  $\frac{\lambda}{e}$ , et  $b$  est un paramètre du modèle.

Deuxièmement, différentes configurations, qui ont pour but de fixer le rapport entre le diamètre du tube et l'épaisseur du tube, sont étudiées pour estimer les écarts maximaux  $E_{max}$ . Ces configurations sont montrées dans la table 1.2.

L'écart maximal en fonction de fréquence de travail est ensuite présenté sur la figure 1.13. Les écarts maximaux de nombre d'onde  $E_{max}$  sont tracés par rapport à  $\ln(\frac{\lambda}{e})$ , qui est aussi un paramètre sans dimension. Au vu des données on peut exprimer le résultat sous la forme d'une régression linéaire :

$$\ln(E_{max}) = c + d \ln\left(\frac{\lambda}{e}\right) \quad (1.20)$$

où  $c$  est une constante quand on fixe le rapport  $\frac{D}{e}$ , et  $d$  est un autre paramètre du modèle.

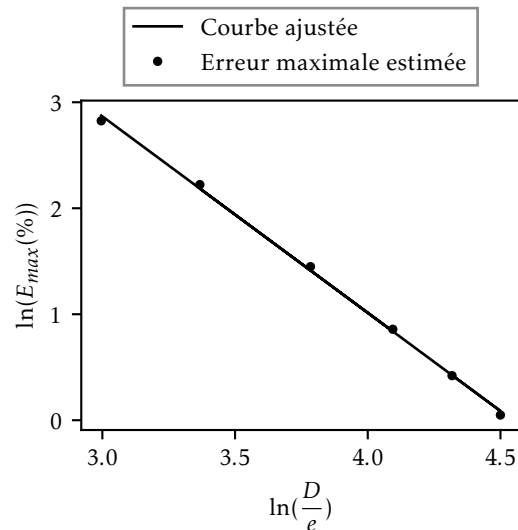


FIGURE 1.12 – Erreur maximale du nombre d’onde en fonction de la géométrie.

Diamètre (D)	Épaisseur (e)	Fréquence (f)	Longueur d’onde ( $\lambda$ )	$\frac{D}{e}$	$\frac{\lambda}{e}$
58 mm	2 mm	50 kHz	20,6 mm	29	10,3
87 mm	3 mm	50 kHz	23,5 mm	29	7,8
116 mm	4 mm	50 kHz	26,2 mm	29	6,6
145 mm	5 mm	50 kHz	28,6 mm	29	5,7
174 mm	6 mm	50 kHz	30,7 mm	29	5,1

TABLEAU 1.2 – Différents configuration pour étudier la dépendance de l’erreur maximale de nombre d’onde en fonction de la fréquence de travail.

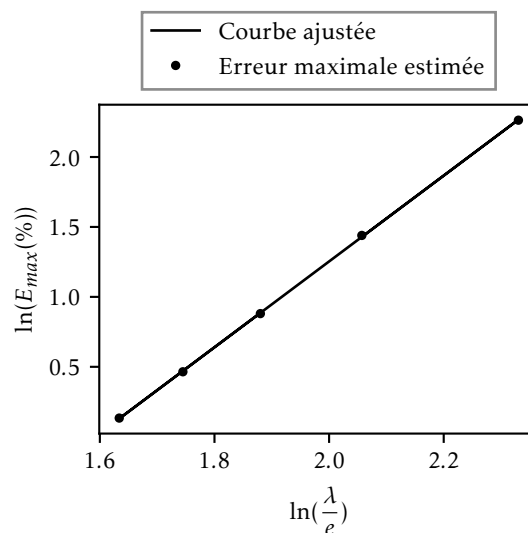


FIGURE 1.13 – Erreur maximale du nombre d’onde en fonction de la fréquence de travail.

À partir des observations des écarts maximaux, nous proposons un modèle de prédiction des erreurs maximales d’approximation :

$$\ln(E_{max}) = \gamma + \alpha \ln\left(\frac{D}{e}\right) + \beta \ln\left(\frac{\lambda}{e}\right) \quad (1.21)$$



où  $\gamma$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont des paramètres du modèle.

Les paramètres du modèle sont obtenus par un ajustement linéaire et donnent l'expression suivante :

$$E_{max}(\%) = 2,87 \frac{\left(\frac{\lambda}{e}\right)^{3,438}}{\left(\frac{D}{e}\right)^{1,976}} \quad (1.22)$$

où  $E_{max}$  est l'erreur d'approximation maximale. La courbe ajustée est montrée sur la figure 1.14.

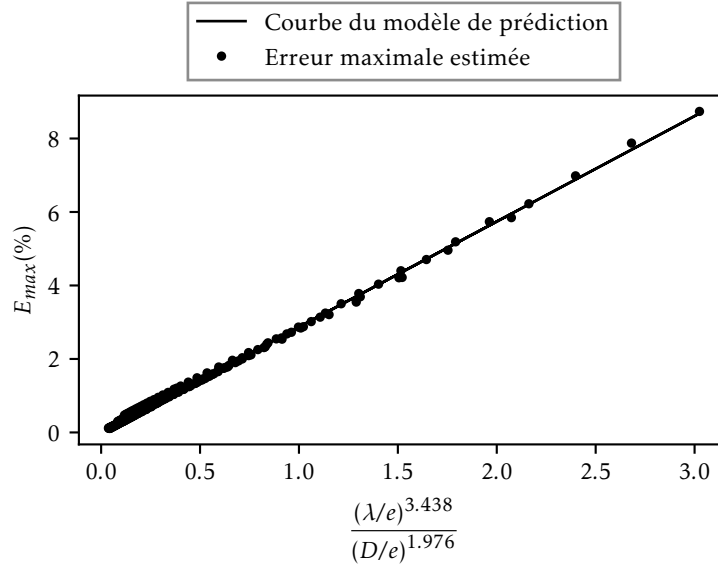


FIGURE 1.14 – Courbe ajustée du modèle de prédiction des erreurs maximales du nombre d'onde.

Les écarts entre ces deux approches sont ainsi évalués et l'erreur maximale est quantifiée. Avec le modèle de prédiction des erreurs, nous pouvons déterminer le régime dans lequel notre approche simplifiée de la plaque est valide. Ce dernier est important pour le développement des algorithmes de tomographie par ondes guidées qui sont actuellement basés sur une hypothèse de propagation mono-modale des ondes guidées.

Pour une erreur de nombre d'onde maximale donnée  $err_{max}$ , l'expression 1.22 peut être utilisée pour définir la longueur d'onde limite où l'analogie de la plaque-tube peut être utilisée :

$$\lambda \leq \sqrt[3,438]{\frac{err_{max}}{2,87}} D^{0,575} e^{0,425} \quad (1.23)$$

La fréquence limite est déduite à partir de la relation de dispersion du mode fondamental correspondant.

À titre d'exemple, la fréquence la plus basse  $f_{lim}$  pour laquelle l'analogie de la plaque-tube peut être utilisée pour un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur et de 250 mm de diamètre interne pour une erreur de nombre d'onde maximale admissible de  $err_{max} = 0,5\%$  est environ  $f_{lim} = 47$  kHz ( la longueur d'onde limite est alors environ 20 mm).

### 1.2.3 Vers une formulation acoustique simple pour les tubes

Nous tirons quelques conclusions sur la propagation d'onde dans les structures avant de passer à la section suivante. Ces conclusions ont pour but d'arriver à une formulation plus simple pour approximer la propagation d'ondes guidées dans les structures.

Dans un premier temps, les ondes de volume ont été présentées. Ces ondes peuvent se propager de deux façons différentes, sous forme d'onde de cisaillement et d'onde longitudinale. Les deux types d'ondes sont découplés dans un milieu infini. Dans un milieu borné, les ondes de volume interagissent avec les limites du milieu et ces interactions peuvent donner lieu à la formation d'ondes guidées.

Un bref aperçu de la solution du mode de cisaillement horizontal ( $SH$ ) dans les plaques par la méthode des potentiels a été donné dans la sous section 1.2.1.1. La solution pour les modes de plaque symétriques et antisymétriques a ensuite été exposée dans la sous section 1.2.1.2.

La propagation des ondes dans les tubes a été exposée dans la section 1.2.2. Cette propagation est complexe mais peut être décrite de manière complète en résolvant un déterminant à six dimensions dont les solutions sont décrites par les fonctions de *Bessel* [39]. Cela peut être résolu numériquement, par exemple, par le logiciel *CIVA*. Il existe différentes situations dans lesquelles la solution des ondes guidées d'un tube est simple. Ce sont alors des modes axi-symétriques qui peuvent être de nature longitudinale ou de torsion. Ces derniers sont présentés dans la sous section 1.2.2.1. Les modes longitudinaux peuvent être symétriques ou antisymétriques à travers la paroi du tube. Ces modes longitudinaux sont similaires aux modes de plaques symétriques ( $S$ ) et antisymétriques ( $A$ ) avec des divergences à très basses fréquences. Les modes de torsion ( $T$ ) dans un tube correspondent exactement aux solutions des modes de cisaillement horizontal ( $SH$ ) dans une plaque.

Les modes de flexion impliquent des déplacements dans toutes les directions et sont présentés dans la sous section 1.2.2.2. La famille des modes de flexion dont les courbes de dispersion tendent vers la courbe du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0, 1)$  à des fréquences plus élevées ( $F(n, 1)$ ) a été étudiée de manière approfondie dans la sous section 1.2.2.3. Cette famille représente en effet les modes qui seront utilisés dans la suite de ce manuscrit pour réaliser une inspection quantitative de l'épaisseur du tube.

Il a été proposé, pour cette famille de modes antisymétrique-flexions, une représentation simplifiée consistant à considérer le tube comme une structure plaque déroulée. Il existe toutefois une condition limite supplémentaire par rapport au cas de la plaque isotrope, imposée par la nécessité d'avoir une continuité de la solution aux deux bords de la plaque. C'est cette condition limite supplémentaire qui explique le nombre fini de modes de propagation à une fréquence donnée dans le tube. Chaque mode, d'ordre circonférentiel  $n$ , peut être considéré comme une onde plane de plaque se propageant dans une direction à un angle fixe  $\alpha_n$  par rapport à la direction axiale du tube. Cette approximation nous permettra plus loin de prendre en compte l'anisotropie de la propagation d'ondes guidées dans les tubes. Cela nous permet de mieux exploiter ces ondes pour notre but de développer la [Tomographie par Ondes Guidées \(GWT\)](#) dans les tubes, notamment pour les tubes de petits diamètres, que nous allons présenter dans les prochains chapitres.

En général, dans le contexte du développement des algorithmes de [GWT](#) de cette thèse, les sources sont excitées de manière quasi-ponctuelle pour générer les ondes guidées dans les tubes. Des modes axi-symétriques et les modes de flexion peuvent alors se propager dans le tube. La mesure (par l'analogie entre tubes et plaques) dans laquelle la solution modale des tubes pour la famille de modes antisymétrique-flexions ( $F(n, 1)$ ) converge vers le cas du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0, 1)$  a été étudiée. L'erreur maximale de cette approche a été estimée de manière empirique. Le modèle associé est utile pour déterminer le régime dans lequel cette approche simplifiée de la plaque est valide. Par conséquent, avec cette analogie entre un tube et une plaque, le champ d'ondes guidées total généré par une source à charge partielle peut être traité comme un unique mode guidé qui se propage dans différentes directions par rapport à l'axe du tube considéré. Alors, la validation de cette analogie (basée sur la similitude des résultats des deux méthodes de calculs des courbes de dispersion pour la famille des modes antisymétrique-flexions  $F(n, 1)$ ) signifie que les algorithmes d'imagerie des plaques qui ont été développés notamment dans la thèse de Tom Druet [42] qui a précédé celle-ci devraient être facilement adaptés pour être utilisés afin d'imager des tubes pour des configurations fréquence-épaisseur-diamètre ( $f_0, e, D$ ) intéressantes dans l'industrie. En revanche, les méthodes devront être améliorées pour les tubes de petit diamètre, car ils sont moins adaptés à l'approximation de la plaque.

## 1.3 Formulation acoustique de la propagation des ondes guidées dans les tubes

Nous avons eu dans les sections précédentes une compréhension approfondie de la manière dont les ondes peuvent se propager dans le milieu à imager. Pour développer les méthodes d'imagerie, il est crucial d'avoir un modèle fiable pour décrire la propagation des ondes dans la structure. Mais les méthodes pour inverser ce modèle de manière efficace sont aussi très importantes, notamment pour les applications réelles.

Le modèle d'élastodynamique permet de décrire complètement la propagation des ondes dans la

structure. Dans les plaques, la solution 3D complète au problème de la propagation des ondes peut être obtenue directement à partir de l'équation de Rayleigh-Lamb [31, 43] qui nous donne une solution modale aux équations de Lamè-Navier 1.1. L'équation de Rayleigh-Lamb peut donc être utilisée pour déterminer les caractéristiques de dispersion de la vitesse de phase de différents modes et leurs formes. Néanmoins, elle ne décrit pas la diffusion des ondes guidées. De plus, exprimer la diffusion d'un défaut basé sur le modèle de l'élastodynamique est très compliqué. Par conséquent, nous utilisons ici un modèle acoustique plus simple pour approximer la propagation des ondes guidées. Le modèle acoustique est construit à partir de la courbe de dispersion,  $v(f.e)$ , d'un mode sélectionné à fréquence  $f$  et de la répartition de l'épaisseur  $e$  le long de la structure. L'épaisseur de paroi est transformée en un champ de vitesse isotrope inhomogène à travers

$$v(\mathbf{r}, f) = v(f.e[\mathbf{r}]). \quad (1.24)$$

où  $\mathbf{r}$  est vecteur de coordonnées qui représente la position d'un point sur la surface d'une structure.

Dans une plaque, la diffusion des ondes guidées est ensuite décrite par une solution de potentiel scalaire  $\varphi$  à l'équation de Helmholtz inhomogène in 2D :

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) + k(\mathbf{r})^2\varphi(\mathbf{r}) = 0. \quad (1.25)$$

où  $k(\mathbf{r}) = \omega/v(\mathbf{r}) = 2\pi f/v(\mathbf{r})$  est le nombre d'onde du milieu. L'approximation à haute fréquence de l'équation 1.25 nous permet d'obtenir l'équation eikonale :

$$|\nabla T(\mathbf{r})|^2 = \frac{1}{v(\mathbf{r})^2}. \quad (1.26)$$

où  $T(\mathbf{r})$  représente le champ du temps de vol dans le domaine acoustique.

En général, ce modèle acoustique indique que la perturbation de la propagation d'un mode guidé induite par la présence d'un défaut est équivalente à la perturbation subie par une onde acoustique se déplaçant dans une région de vitesse de propagation non uniforme. La courbe de dispersion de la vitesse de phase ou de groupe d'un mode sélectionné est utilisée pour obtenir alors la cartographie d'épaisseur à partir de celle de vitesse dans le modèle acoustique. La validité du modèle acoustique a été confirmée par des comparaisons avec des simulations élastiques 3D et des expériences [44, 24].

Les algorithmes de tomographie par ondes guidées basés sur le modèle acoustique, qui est représenté par les équations 1.26 et 1.25, ont été développés sur la cas de plaque notamment dans le cadre de la thèse de Tom Druet [42]. Récemment, l'utilisation des ondes guidées en conjonction avec la tomographie a permis d'obtenir des cartographies d'épaisseur de corrosion ou d'érosion sur tout le volume d'une section de pipeline entre deux couronnes de capteurs. Cependant, les recherches actuelles se sont concentrées sur les tubes droits [45, 46], qui sont traités comme des plaques planes en considérant le fait que l'épaisseur de la paroi est beaucoup plus petite que le rayon du tube, et peu de travaux ont été effectués sur les coudes de tubes et autres structures tubulaires courbées qui sont également les plus susceptibles de développer des défauts (notamment les érosions causées par la circulation de fluide à l'intérieur de tube).

Comme pour le développement des algorithmes de GWT dans les plaques et les tubes droits, la tomographie des tubes courbés est difficile en raison de la complexité et du coût de calcul du modèle élastique 3D requis pour décrire avec précision la propagation des ondes guidées. Un modèle acoustique 2-D inhomogène et elliptiquement anisotrope est démontré par Brath [47] qui permet d'approximer la propagation et la réfraction des ondes guidées à partir de la définition de représentations paramétriques orthogonales des tubes courbés préservant le temps de vols. Brath et ses collaborateurs fournissent une validation expérimentale supplémentaire [48] de ce modèle [Artificially Inhomogeneous and Elliptically Anisotropic \(INELAN\)](#) en étudiant les décalages de temps de vols causés par l'introduction de défauts peu profonds sur le coude d'un tube courbé et la démonstration expérimentale de GWT de tubes courbés [25].

Nous montrons par la suite la dérivation d'un modèle pour le développement des algorithmes de tomographie sur une structure courbée plus complexe. Cette dérivation est notamment basée sur la géométrie différentielle. Les travaux présentés dans [47] s'appuient aussi sur la géométrie différentielle mais l'approche utilisée est différente. Nous présentons dans la suite les calculs directs appliquant les opérateurs de Laplace et du gradient sur la surface de la structure pour les équations d'onde et eikonale. Nous obtenons finalement le même résultat pour l'équation eikonale mais pas pour l'équation de Helmholtz. Le principe de préservation du temps de vols pour déduire un modèle acoustique 2-D inhomogène et elliptiquement anisotrope n'est pas évident. En effet, l'approche de la préservation

de temps de vols est basée sur le modèle des rayons, qui est une approximation à haute fréquence de l'équation d'onde. Nous ne pouvons donc pas déduire que le champ de vitesse associé au modèle acoustique 2-D est inhomogène, elliptiquement anisotrope pour former l'équation de l'onde acoustique pour un milieu elliptiquement anisotrope.

### 1.3.1 Modèle acoustique pour les tubes droits et coudés

Cette partie s'appuie sur certains résultats fondamentaux de la géométrie différentielle dans le but de fournir une représentation 2D de la propagation des ondes guidées dans une structure 3D complexe.

Considérons un cylindre généralisé composé de deux sections droites jointes par un coude, comme le montre la figure 1.15. La surface médiane des deux sections droites autour du coude peut être représentée par deux cylindres circulaires de rayon,  $R$  comme le montre la figure 1.15a. Ces deux sections sont jointes par un coude d'ouverture angulaire  $\theta$  et de rayon de courbure  $R_{coude}$  (voir la figure 1.15b).

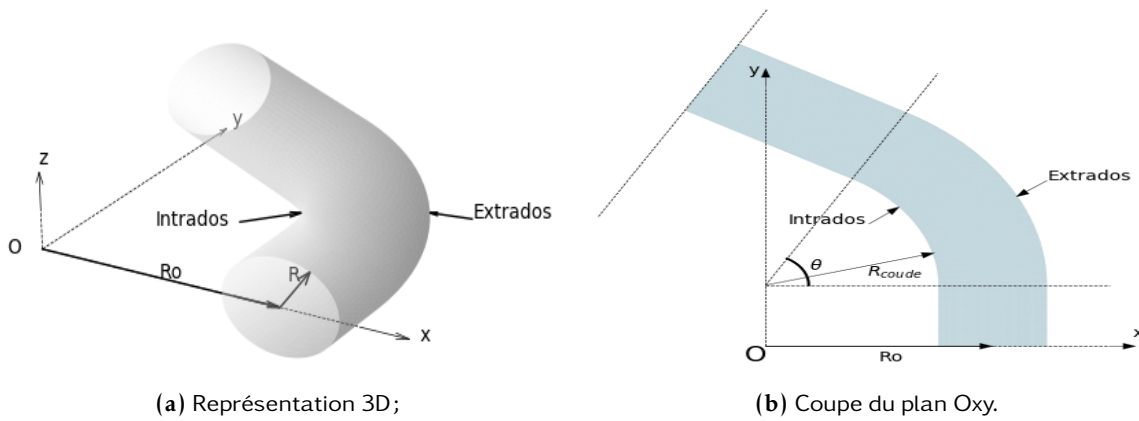


FIGURE 1.15 – Paramètres utilisés pour définir un tube coudé.

Rappelons que pour obtenir une représentation acoustique 2D de la propagation des ondes guidées, comme mentionné précédemment, le tube est tout d'abord réduit à une surface tridimensionnelle,  $\Sigma$  comme montrée sur la figure 1.16a, et une distribution  $v(P)$  fournissant la vitesse de propagation  $v$  à n'importe quel point  $P$  sur  $\Sigma$ . Cette distribution dépend généralement du mode de travail sélectionné, de la fréquence de travail et de la distribution de l'épaisseur sur le tube.

Le système de coordonnées cartésiennes  $\{O, x, y, z\}$  et le système de coordonnées curviligne  $\{O', X, Y\}$  utilisés pour étudier le tube contenant un coude sont montrés sur la figure 1.16a. Les deux systèmes sont utilisés pour représenter la surface réduite d'un tube dans le modèle acoustique (ou représentation acoustique 2D). Cette surface est choisie en générale comme la surface médiane du tube.

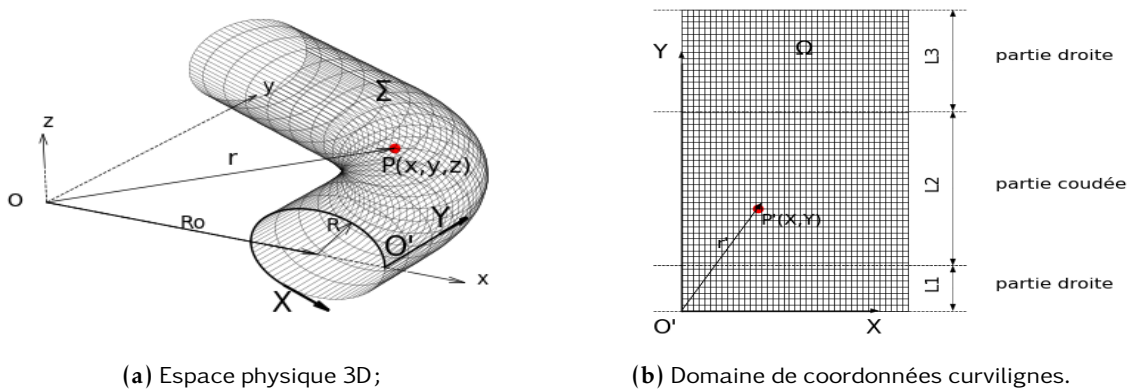


FIGURE 1.16 – Systèmes de coordonnées utilisés pour former le paramétrage d'un tube.

Dans l'espace euclidien tridimensionnel avec coordonnées cartésiennes  $\{O, x, y, z\}$ , la position de  $P$  est déterminée par un vecteur,  $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$ , de coordonnées  $(x, y, z)$  comme indiqué à la figure 1.16a. De même, la

position d'un point  $P'$  dans le domaine  $\Omega$  du système de coordonnées  $\{O', X, Y\}$ , est déterminée par un vecteur,  $\mathbf{r}' \in \mathbb{R}^2$ , de coordonnées  $(X, Y)$  comme indiqué à la figure 1.16b.

Il est indispensable de définir un système de coordonnées  $\{O', X, Y\}$  approprié pour obtenir une représentation pertinente 2D de la propagation des ondes guidées. Dans un premier temps, notons que la surface de coordonnées curvilignes  $\{O', X, Y\}$  est choisie comme la surface réduite du tube. De plus, dans le système de coordonnées  $\{O', X, Y\}$  montré sur la figure 1.16a, l'origine  $O'$  est définie au début du tube avec l'axe  $O'Y$  se situant le long de la colonne vertébrale du tube, tandis que l'axe  $O'X$  s'étend sur la circonférence. Le long de l'axe  $O'X$ ,  $X$  est défini comme la longueur de l'arc le long de la circonférence. Le long de l'axe  $O'Y$ ,  $Y$  est défini comme la longueur de l'arc le long de la colonne vertébrale du tube comme le montre la figure 1.16a.

Avec ce choix de coordonnées curvilignes  $\{O', X, Y\}$ , nous pouvons obtenir la relation  $r : \Omega \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \Sigma$  fournissant une relation entre un sous-ensemble  $\Omega$  (de  $\mathbb{R}^2$ ) de coordonnées  $(X, Y)$  et la surface de la structure  $\Sigma$  (incorporé dans  $\mathbb{R}^3$ ) de coordonnées  $(x, y, z)$ , c'est-à-dire :

$$\mathbf{r} = r(\mathbf{r}'), \quad \forall \mathbf{r}' \subset \Omega, \quad (1.27)$$

ou avec référence explicite aux coordonnées :

$$\begin{aligned} r : \Omega \subset \mathbb{R}^2 &\rightarrow \Sigma \subset \mathbb{R}^3 \\ (X, Y) &\rightarrow x + y + z \\ x &= x(X, Y) \\ y &= y(X, Y) \\ z &= z(X, Y) \end{aligned} \quad (1.28)$$

Nous allons voir plus tard deux relations différentes pour chaque structure (tube droit et tube coudé).

Pour nous permettre d'utiliser les notations de tenseurs, on va utiliser aussi des variables  $x^i := X, Y$  avec  $i = 1, 2$  respectivement. Exprimons la définition métrique habituelle des distances infinitésimales sur une surface

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j \quad (1.29)$$

où nous avons utilisé la convention de sommation d'Einstein

$$g_{ij} dx^i dx^j = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 g_{ij} dx^i dx^j \quad (1.30)$$

où  $g_{ij}$  est le tenseur métrique fondamental de l'espace euclidien avec des coordonnées curvilignes. Ce tenseur est défini comme suit :

$$g_{ij} := \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial x^j}. \quad (1.31)$$

En utilisant cette convention, nous écrivons l'opérateur Laplace sur cette surface  $\Sigma$  (Laplace-Beltrami) avec des coordonnées curvilignes comme

$$\Delta_{\Sigma} \varphi = \frac{1}{\sqrt{|g|}} \partial_i (\sqrt{|g|} g^{ij} \partial_j \varphi), \quad (1.32)$$

où  $\partial_i := \frac{\partial}{\partial x^i}$ ,  $g = \det(g_{ij})$  est la métrique de l'espace euclidien en utilisant des coordonnées curvilignes et  $g^{ij}$  est le tenseur métrique inverse. L'opérateur gradient sur cette surface  $\Sigma$  est obtenu par

$$\nabla_{\Sigma} T = \frac{\partial T}{\partial x^i} g^{ij} \mathbf{e}_j, \quad (1.33)$$

où  $\mathbf{e}_j = \partial \mathbf{r} / \partial x^j$  se réfère à la base covariante locale non normalisée.

La section précédente a montré que le nombre d'onde (ou la vitesse de propagation) des modes guidés dépend de l'angle de propagation par rapport à la direction axiale. Strictement, le champ de nombre d'onde (ou de vitesse) est anisotrope parce que pour une surface 3D arbitraire, le rayon de courbure varie en fonction de la direction de propagation. Cependant, lorsque le rayon minimal de courbure est grand par rapport à la longueur d'onde, la dépendance du nombre d'onde (ou de la vitesse) à la courbure peut être négligée. Par exemple, comme nous avons montré dans la section précédente, la variation de

nombre d'onde maximale à 30 kHz d'un tube en acier inoxydable de 2,145 mm d'épaisseur et de 250 mm de diamètre est d'environ 1 %. Le champ de nombre d'onde (ou de vitesse) peut donc être traité comme isotrope - ce cas sera considéré ici pour dériver un modèle acoustique général. Le cas d'un tube de petit diamètre sera présenté et traité dans le chapitre 3, qui applique des corrections et calibrations sur le champ d'onde (donnée d'entrée pour la tomographie) pour mieux exploiter la tomographie par ondes guidées basée sur ce modèle acoustique. À partir de l'hypothèse que le champ de nombre d'onde (ou de vitesse) peut donc être traité comme isotrope sur la surface de tube, nous pouvons maintenant appliquer directement l'opérateur Laplace-Beltrami 1.32 pour obtenir les équations d'onde Helmholtz sur cette surface  $\Sigma$  avec des coordonnées curvilignes [49] :

$$\Delta_{\Sigma}\varphi(X, Y) + k(X, Y)^2\varphi(X, Y) = 0, \quad (1.34)$$

et l'opérateur gradient 1.33 pour obtenir l'équation eikonale sur cette surface avec des coordonnées curvilignes correspondante :

$$|\nabla_{\Sigma} T(X, Y)|^2 = \frac{1}{v(X, Y)^2} \quad (1.35)$$

Considérons dans un premier temps que  $D(X, Y)$ , la surface paramétrée dans  $\mathbb{R}^3$  d'un cylindre droit, est une application d'un domaine  $\Omega$  de  $\mathbb{R}^2$  dans  $\mathbb{R}^3$  défini par

$$\begin{aligned} \Omega \subset \mathbb{R}^2 &\rightarrow D \subset \mathbb{R}^3 \\ (X, Y) &\rightarrow x + y + z \\ x &= R \cos\left(\frac{X}{2\pi R}\right) \\ y &= Y \\ z &= R \sin\left(\frac{X}{2\pi R}\right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

L'application de l'équation 1.33 nous donne l'expression pour l'opérateur gradient sur cette surface

$$\nabla_D T = \frac{\partial T}{\partial X} \mathbf{e}_X + \frac{\partial T}{\partial Y} \mathbf{e}_Y \quad (1.37)$$

où  $\mathbf{e}_X$  et  $\mathbf{e}_Y$  se réfèrent à la base covariante locale orthonormal sur cette surface  $D$ . Appliquons désormais l'équation 1.32 ce qui nous donne l'expression pour l'opérateur Laplace-Beltrami sur cette surface

$$\Delta_D \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2} \quad (1.38)$$

A partir des équations 1.37 et 1.38, nous voyons que les représentations paramétriques sont donc connues pour les cylindres circulaires et conduisent au concept familier de déroulement du tube droit pour le traiter comme une plaque. Cela signifie que pour le cas de tube droit, les algorithmes de tomographie par **Onde Élastique Guidée (OG)** peuvent être facilement adaptés au cas des tubes en les basant sur les algorithmes qui ont été étudiés dans le cas de plaque, à savoir la tomographie en temps de vol qui est basée sur l'équation eikonale et la tomographie par diffraction qui est basée sur l'équation de Helmholtz. Néanmoins, des modifications et améliorations sont nécessaires pour mieux exploiter ces algorithmes dans le cas d'un tube droit de petit diamètre et/ou avec une longueur d'onde assez grande. Nous allons monter plus en détail dans le chapitre 3 différentes pistes d'amélioration.

Considérons  $C(X, Y)$  maintenant une surface paramétrée le long de la partie coudée du tube

$$\begin{aligned}\omega \subset \mathbb{R}^2 &\rightarrow C \subset \mathbb{R}^3 \\ (X, Y) &\rightarrow x + y + z \\ x &= \left(R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)\right) \cos\left(\frac{Y}{R_o + R}\right) \\ y &= \left(R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)\right) \sin\left(\frac{Y}{R_o + R}\right) \\ z &= R \sin\left(\frac{X}{R}\right)\end{aligned}\quad (1.39)$$

L'application de l'équation 1.33 nous donne l'expression pour calculer l'opérateur de gradient sur cette surface :

$$\nabla_C T = \frac{\partial T}{\partial X} \mathbf{e}_X + \frac{R_o + R}{R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)} \frac{\partial T}{\partial Y} \mathbf{e}_Y \quad (1.40)$$

où  $\mathbf{e}_X$  et  $\mathbf{e}_Y$  cette fois-ci se réfèrent à la base covariante locale orthonormal sur cette surface  $C$ . Cette expression nous permet de réécrire ici l'équation scalaire eikonale pour approximer la propagation des ondes guidées dans le coude d'un tube avec des coordonnées curvilignes  $X$  et  $Y$  :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{R_o + R}{R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)}\right)^2 \left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)^2 = \frac{1}{v^2}. \quad (1.41)$$

Nous appliquons désormais l'équation 1.32 ce qui nous donne l'expression pour calculer le Laplacien sur cette surface :

$$\Delta_C \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2} + \left(\frac{R_o + R}{R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)}\right)^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2} - \sin\left(\frac{X}{R}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial X} \frac{1}{R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)}. \quad (1.42)$$

Cette expression maintenant nous permet de réécrire ici l'équation de Helmholtz pour approximer la propagation des ondes guidées dans le coude d'un tube avec des coordonnées curvilignes  $X$  et  $Y$  comme suit :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2} + \left(\frac{R_o + R}{R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)}\right)^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2} - \sin\left(\frac{X}{R}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial X} \frac{1}{R_o + R \cos\left(\frac{X}{R}\right)} + k^2 \varphi = 0. \quad (1.43)$$

Notons que l'équation 1.41 a été aussi obtenue par Brath [47]. Par contre, nous montrons qu'il existe une différence au niveau de l'équation de Helmholtz afin d'étudier la tomographie par diffraction sur le coude d'un tube. Cette différence vient du modèle INELAN qui est basé sur le principe de préservation de temps de vols proposé par Brath. Dans notre cas, nous considérons toujours le modèle acoustique isotrope sur le coude. Nous représentons simplement le coude par un système de coordonnées curvilignes et réécrivons les équations d'onde sur ce système de coordonnées.

Une remarque important est que la représentation paramétrique ne nous permet pas de conduire au concept de déroulement de tube avec le coude pour le traiter comme une plaque car il y a des termes anisotropes dans les équations 1.41 et 1.43.

Nous montrons par la suite que l'équation pour les trajectoires des rayons peut également être dérivée du principe de Fermat. Cela signifie que les deux approches évoquées ci-dessus (par l'équation d'eikonale ou par le principe de Fermat) sont équivalentes et que nous pouvons utiliser l'une ou l'autre afin de tracer des rayons pour la tomographie en temps de vols. Cette dernière sera montrée plus en détail dans le chapitre 3. Nous pouvons alors utiliser l'équation 1.43 pour développer les algorithmes de tomographie par diffraction, ce qui n'est pas étudié jusqu'à présent dans la littérature. Cela devra faire l'objet de travaux ultérieurs.

Afin de décrire la propagation acoustique dans ce milieu complexe, une autre approche intuitive consiste à utiliser les lois de l'acoustique géométrique. L'approche géométrique en acoustique est à rapprocher de celle de l'optique géométrique. Basée sur le principe de Fermat, on considère que le trajet entre deux points pris par un rayon laisse la longueur optique stationnaire sous des variations dans une famille de trajets proches [50]. Par simplicité, on considère que le milieu à étudier est isotrope et

homogène, donc la longueur optique dans le domaine acoustique est égale à la longueur de la trajectoire. Si la trajectoire est paramétrée au moyen d'une variable  $\tau$ , on écrit

$$\dot{s} = \frac{ds}{d\tau} = \sqrt{g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j} \quad (1.44)$$

où  $s$  est la longueur de la trajectoire et le point supérieur représente la dérivée totale par rapport à  $\tau$ . La longueur de la trajectoire  $s$  est donc égale à l'intégrale

$$s(\tau) = \int \sqrt{g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j} d\tau \quad (1.45)$$

En utilisant la méthode de Lagrange relative au calcul des variations pour exprimer que l'intégrale est minimale, on obtient l'équation géodésique

$$\frac{\partial \dot{s}}{\partial x^k} - \frac{d}{d\tau} \left( \frac{\partial \dot{s}}{\partial \dot{x}^k} \right) = 0 \quad (1.46)$$

où  $x^k := X, Y$  avec  $k = 1, 2$  respectivement. Nous nous intéressons ici au cas du tube avec une partie coudée. En choisissant  $\tau = t$ , où  $t$  est le temps, nous obtenons le système d'équations géodésiques<sup>6</sup> sur la surface du coude suivant :

$$\begin{cases} \frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{(R_o + R \cos(\frac{X}{R})) \sin(\frac{X}{R})}{(R_o + R)^2} \left( \frac{dY}{dt} \right)^2 = 0 \\ \frac{d^2 Y}{dt^2} - \frac{2 \sin(\frac{X}{R})}{R_o + R \cos(\frac{X}{R})} \frac{dY}{dt} \frac{dX}{dt} = 0 \end{cases} \quad (1.48)$$

Pour une dérivation de ce système d'équation plus détaillée, c.f l'annexe A.

### 1.3.2 Tracé de rayons

Les exemples ci-dessous ont été calculés en résolvant l'équation 1.48 avec une méthode de Runge Kutta d'ordre 4 [51].

La structure se compose de deux sections droites de tube en acier inoxydable de 250 mm de diamètre interne, de 2,145 mm d'épaisseur, reliées par un coude à 34° et de 400 mm de rayon de courbure avec la configuration schématisée de la figure 1.17. Deux couronnes de 15 capteurs sont utilisés pour tracer des rayons. Avec la présence de surfaces fermées telles que des tubes, il existe de nombreux trajets d'ondes qui peuvent relier deux points quelconques sur la surface [46]. En plus du trajet direct, il y a une multitude de trajets hélicoïdaux qui sont des trajets d'ondes qui s'enroulent plusieurs fois autour du tube avant d'arriver à la position de réception. Il est donc maintenant observé que le domaine de coordonnées  $X, Y$  peut être étendu à l'infini selon  $X$  en connectant des répliques selon l'axe  $O'X$  du domaine fondamental  $\Omega = [0, 2\pi R] \times [0, L]$ , où  $L$  est la longueur de l'arc le long de la colonne vertébrale du tube. Sur la figure 1.18, le domaine est étendu par deux répliques vers la gauche et la droite qui sont nommées respectivement le réplique ordre<sup>-1</sup> et réplique ordre<sup>+1</sup>. Nous montrons sur cette figure 1.18 la position des capteurs réels numérotés de 1 à 30 qui correspondent aux capteurs sur la figure 1.17. Les capteurs en réception avec la numérotation contenant -1 ou 1 en exposant sont des capteurs virtuels correspondants au fait que le domaine est répliqué.

La représentation plane 2D des rayons des 3 premiers modes (correspondant à un trajet direct et deux premiers trajets hélicoïdaux) sur le coude à 34° lors de la transmission avec Tx 4 et la réception avec Rx 23 (les capteurs sont représentés par des points rouges) par le modèle de géodésie est montrée sur la figure 1.19.

Le domaine acoustique est étendu de façon à comprendre deux répliques pour représenter les rayons des 3 premiers modes. Sur cette représentation 2D avec des coordonnées curvilignes  $X$  et  $Y$ , nous utilisons la métrique  $g$  comme un paramètre supplémentaire (inférieur à 1 en général) pour éviter la confusion

6. Nous pouvons aussi obtenir ce système d'équations 1.48 par l'équation géodésique mettant en jeu les symboles de Christoffel  $\Gamma_{jk}^i$

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{dt} \frac{dx^k}{dt} = 0 \quad (1.47)$$



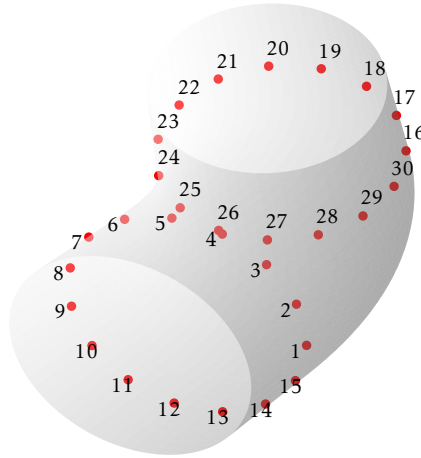


FIGURE 1.17 – Représentation schématique de la configuration pour étudier le tracé de rayons.

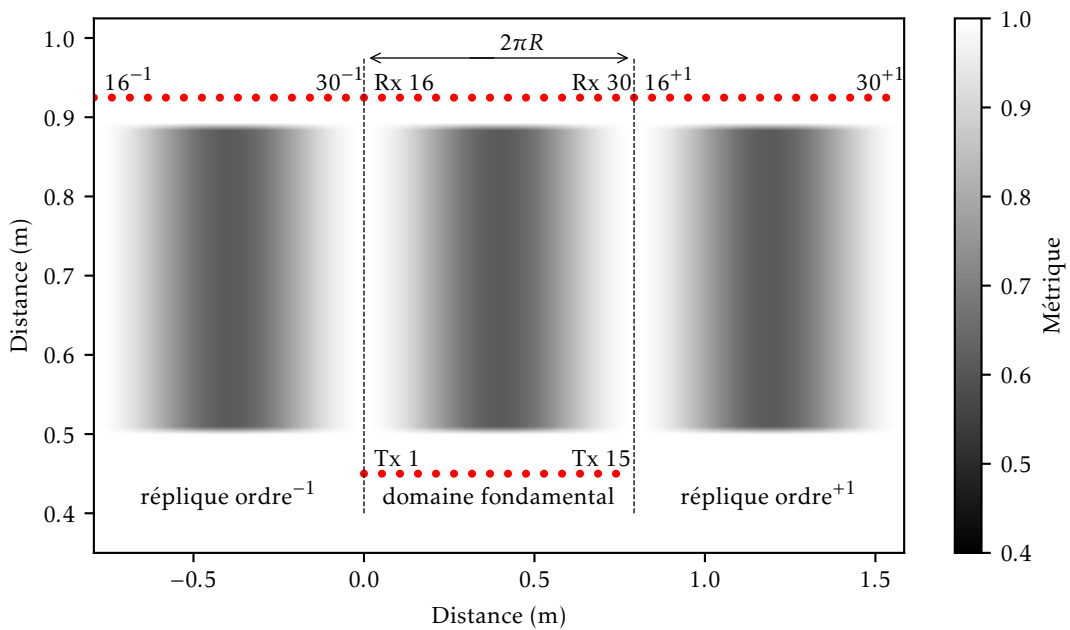
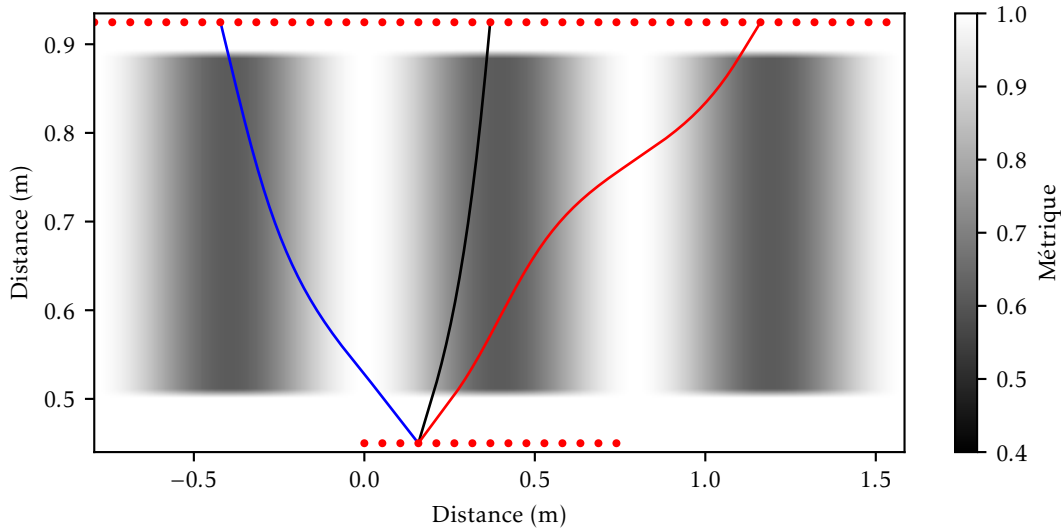


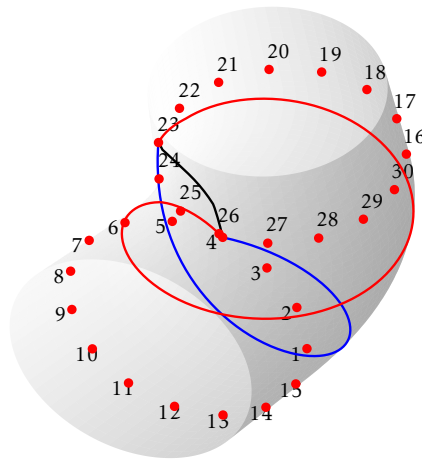
FIGURE 1.18 – Domaine 2D étendu comprenant deux répliques. L'échelle de gris du fond indique le paramètre  $g$ , métrique, avec des régions plus claires à l'extrados du coude correspondant à une distance élevée.

avec les coordonnées cartésiennes. L'utilisation de cette métrique nous permet de distinguer la distance euclidienne entre deux points sur cette représentation. Plus la métrique est petite, plus la distance est petite. Sur le domaine acoustique étendu de la figure 1.19, l'échelle de gris du fond indique la métrique  $g$ , avec des régions plus claires sur l'extrados du coude correspondant à une distance élevée.

La représentation en 3D est montrée sur la figure 1.20. Les 3 rayons sur cette figure sont les mêmes que ceux présentés sur 1.19 avec les couleurs correspondantes. Nous voyons bien que les deux trajets



**FIGURE 1.19** – Représentation les rayons de 3 premiers modes sur le coude à  $34^\circ$  lors de la transmission avec Tx 4 et réception avec Rx 23 par le modèle géodésique dans le domaine 2D étendu.



**FIGURE 1.20** – Représentation les rayons de 3 premiers modes sur le coude à  $34^\circ$  lors de la transmission avec Tx 4 et réception avec Rx 23 par le modèle géodésique dans le domaine physique 3D.

rouge et bleu font un tour autour du tube avant d'arriver sur le récepteur.

De manière explicite, nous pouvons établir une inégalité pour définir les modes de propagation (direct ou hélicoïdaux). D'un point de vu physique, le trajet direct est le trajet le plus court qui relie un émetteur et un récepteur. En plus du trajet direct, il y a une multitude de trajets hélicoïdaux qui sont des trajets d'ondes qui s'enroulent plusieurs fois autour du tube avant d'arriver à la position de réception. Soit un émetteur de coordonnées  $(X_{trans}, Y_{trans})$  et un récepteur de coordonnées  $(X_{récep}^m, Y_{récep})$  sur le réplique d'ordre  $m$  ( $m \in \mathbb{Z}$ ) du domaine fondamental<sup>7</sup>, où  $X_{récep}^m = X_{récep} + m2\pi R$ . L'inégalité entre la distance latérale entre récepteur et transmetteur  $\Delta X = X_{récep}^m - X_{trans}$  et l'indice  $n$  des modes pour définir

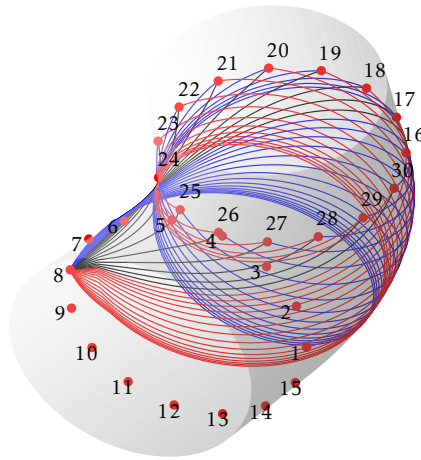
7. Nous considérons que le domaine fondamental est le réplique d'ordre 0 de lui-même.

les modes de propagation s'exprime comme :

$$-\pi R + n2\pi R \leq \Delta X \leq \pi R + n2\pi R \quad (1.49)$$

où  $n \in \mathbb{Z}$ . Par exemple, l'inégalité pour  $n = 0$  correspond au trajet direct. L'inégalité pour  $n > 0$  correspond aux trajets hélicoïdaux qui s'enroulent plusieurs fois autour du tube dans le sens antihoraire (par rapport à la vue sur la représentation 3D montrée par exemple sur la figure 1.20) avant d'arriver à la position de réception. L'inégalité pour  $n < 0$  correspond aux trajets hélicoïdaux qui s'enroulent plusieurs fois autour du tube dans le sens horaire avant d'arriver à la position de réception respectivement.

Nous montrons ici les images de traces des rayons issues du modèle décrit par l'équation 1.48 pour deux positions différentes de la source. La figure 1.21 montre les trajectoires d'ondes calculées avec la méthode géodésique lors de la transmission avec Tx 8 dans domaine physique.



**FIGURE 1.21** – Représentation des rayons des 3 premiers modes sur le coude à  $34^\circ$  lors de la transmission avec Tx 8 et la réception avec Rx de 16 à 30 par le modèle géodésique dans le domaine physique 3D.

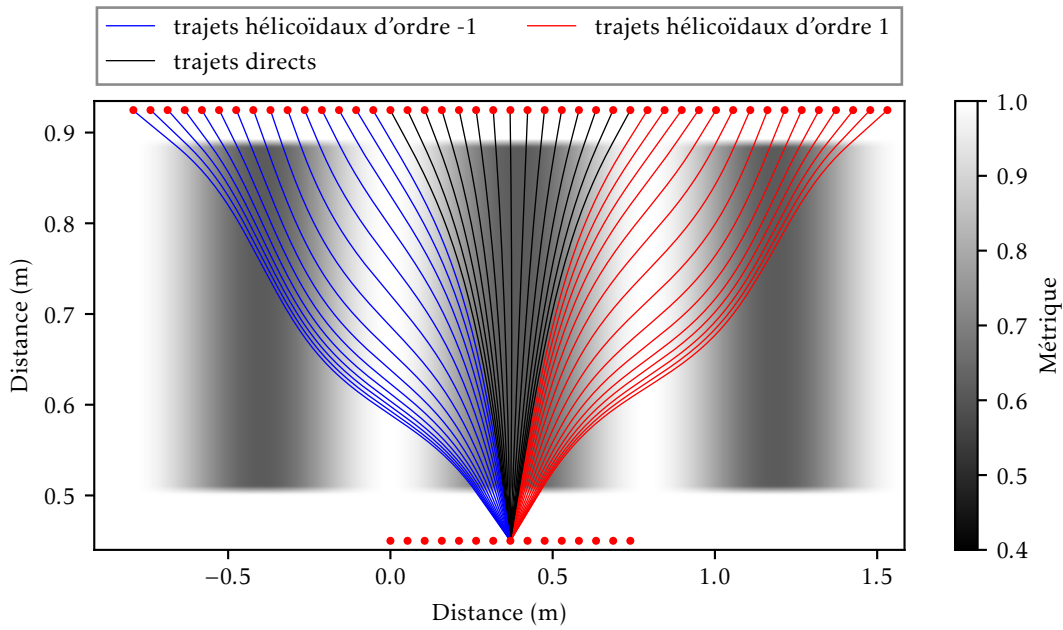
La figure 1.22 fournit, dans le domaine 2D étendu, les trajectoires des rayons correspondants émanant du Tx 8 qui, comme montré dans la figure 1.21, se trouve du côté intérieur (intrados) du coude.

Rappelons que l'échelle de gris de cette figure 1.22 représente la distribution des paramètres de métrique sur le domaine, avec des régions claires et sombres correspondant respectivement à la métrique élevée et faible. Dans les parties isométriques correspondant aux parties du tube droit, les trajets d'ondes sont des segments droits. En revanche, sur la partie coudée du tube, les rayons sont courbés. La zone de faible métrique du domaine acoustique du côté intérieur du coude (intrados) courbe les trajets, qui sont initialement forcés de se propager dans une zone confinée sur le côté intérieur du coude.

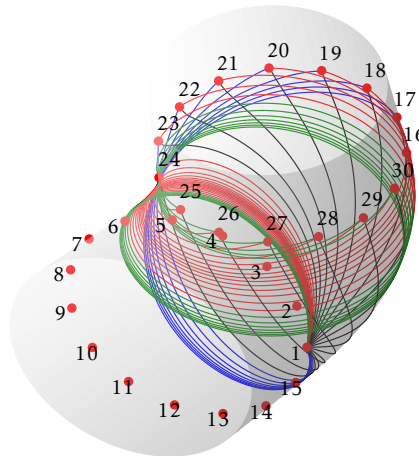
La figure 1.23 montre les trajectoires d'ondes calculées avec la méthode géodésique lors de la transmission avec Tx 1 dans domaine physique.

Des tendances similaires sont observées sur la figure 1.24, qui montre dans le domaine 2D étendu les trajectoires des rayons correspondants émanant du Tx 1 qui, comme montré dans la figure 1.23, se trouve au côté extérieur du coude (extrados).

La figure 1.24 montre clairement que la zone de grande métrique du domaine acoustique du côté extérieur du coude (extrados) a tendance à dévier les rayons vers l'intérieur du coude (intrados). Cela implique que les trajets d'ondes de première arrivée contiennent moins d'informations sur les défauts potentiels situés sur le côté extérieur du coude qui a une ouverture angulaire assez grande. Par contre, les rayons qui s'enroulent autour du coude assurent une bonne couverture de la même région. Ces résultats suggèrent qu'une tentative de tomographie à ondes guidées du coude sans inclure les trajets d'ondes qui



**FIGURE 1.22** – Représentation des rayons de 3 premiers modes sur le coude à  $34^\circ$  lors de la transmission avec Tx 8 et réception avec Rx de 16 à 30 par le modèle de géodésie dans le domaine 2D étendu.



**FIGURE 1.23** – Représentation les rayons des 4 premiers modes sur le coude à  $34^\circ$  lors de la transmission avec Tx 1 et la réception avec Rx de 16 à 30 par le modèle géodésique dans le domaine physique 3D.

s'enroulent plusieurs fois autour du coude entraînerait des défauts sur la partie extérieure du coude qui seraient sous-représentés ou même non détectés.

Nous montrons sur la figure 1.25, (coude à  $45^\circ$ ) que les rayons sont plus courbés vers l'intrados que sur le coude à  $34^\circ$ . Cela illustre un phénomène de focalisation naturelle sur le coude quand l'ouverture angulaire est trop grande. De ce phénomène va découler des limites pour développer les algorithmes d'inversion sur les coudes d'ouverture angulaire grande. Néanmoins, ce phénomène nous a dans un

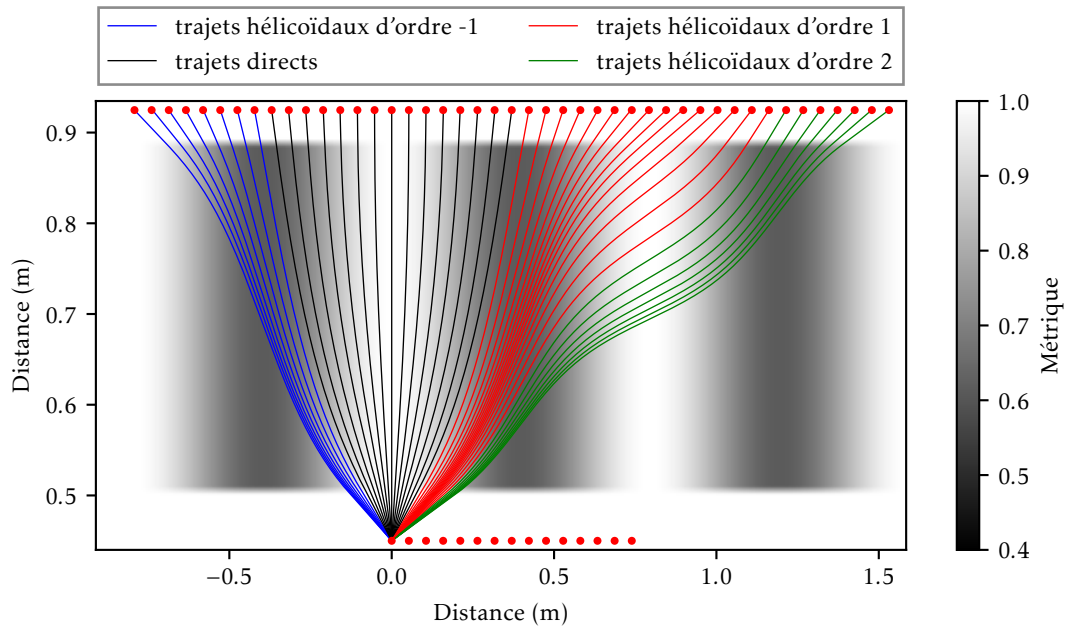


FIGURE 1.24 – Représentation des rayons de 4 premiers modes sur le coude à  $34^\circ$  lors de la transmission avec Tx 1 et la réception avec Rx de 16 à 30 par le modèle géodésique dans le domaine 2D étendu.

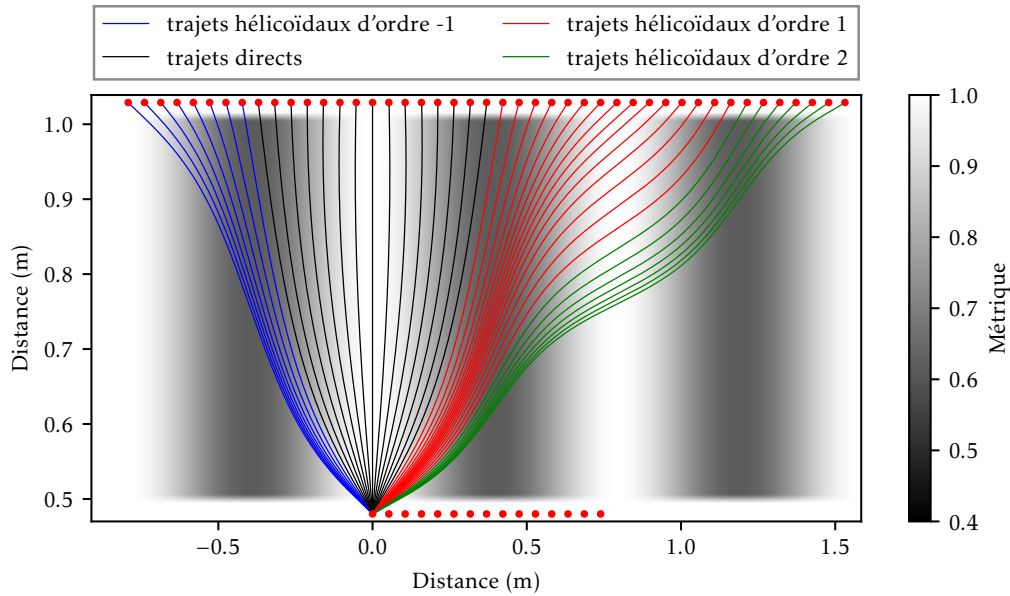
premier temps permis de valider intuitivement le modèle de géodésie pour étudier la propagation des ondes guidées sur le tube contenant un coude. Nous continuons par la suite la validation plus qualitative de cette méthode sur des données simulées par éléments finis.

### 1.3.3 Validation par simulation par éléments finis

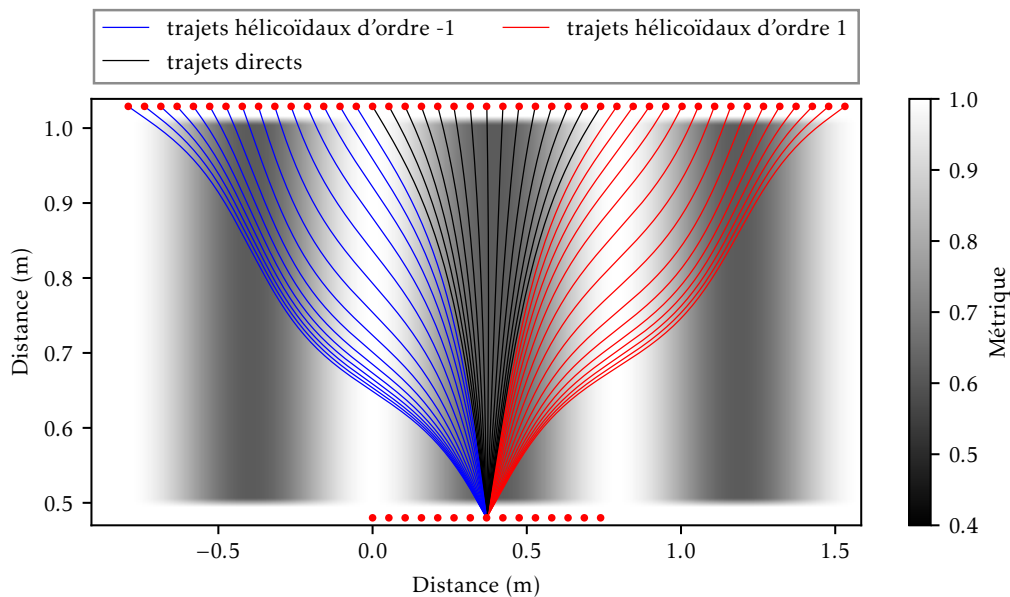
Le but de cette section est de valider le modèle géodésique par la simulation. Un solveur par éléments finis (CIVA-SHM, développé au sein du CEA/DISC) a été utilisé pour simuler la propagation d'ondes guidées dans un tube coudé. Le modèle implémenté dans ce solveur se base sur le schéma explicite de différences finies dans le domaine temporel couplé avec les éléments finis spectraux d'ordre élevé en espace [149, 150]. Pour mesurer les signaux, 2 couronnes composées de 15 capteurs sont utilisées. Les transducteurs ont été excités par un toneburst de 5 cycles fenêtré par une fenêtre gaussienne centrée à 40 kHz, ce qui correspond à une longueur d'onde de 22 mm. La figure 1.26 montre un ensemble typique de signaux reçus par les 15 récepteurs pour différents émetteurs. La figure 1.26a montre un ensemble typique de signaux reçus lors d'une transmission avec le transducteur le plus proche de l'extrados, et la figure 1.26b montre celui lors d'une transmission avec le transducteur le plus proche de l'intrados. Les temps de vol théoriques prédits par le modèle géodésique sont aussi montrés sur ces figures à l'aide des barres rouges verticales. Pour chaque forme d'onde, le modèle prédit plusieurs temps de vol correspondant chacun à un trajet d'onde avec un nombre différent de tours autour du tube, i.e., à une paire d'émission-réception particulière des couronnes virtuelles dans le domaine 2D. Nous voyons sur les deux figures que ces temps de vol se situent à la position des paquets d'ondes qui nous intéressent. Cela démontre la cohérence entre le modèle géodésique et le modèle éléments finis.

Nous montrons aussi un autre exemple de signaux typiques reçus sur le tube contenant un coude d'ouverture angulaire plus grande ( $45^\circ$ ). Les temps de vol théoriques prédits par la géodésie positionnent bien les bons paquets d'onde qui nous intéressent comme le montre la figure 1.27.

L'analyse de la figure 1.27a nous montre que les paquets d'ondes de première arrivée lors de la transmission avec Tx 1 (sur extrados du coude) sont ralentis vers les paquets des modes élevés. Cela crée plus d'interférences dans les formes d'ondes et nous donnera par la suite des difficultés dans la procédure d'extraction des informations utiles pour l'inversion. Cette problématique n'a pas été spécifiquement étudiée durant cette thèse et devra faire l'objet de travaux ultérieurs. En conséquence, nous montrerons par la suite essentiellement des résultats sur tubes d'ouverture angulaire limitée.



(a) Lors de la transmission avec Tx 1 ;



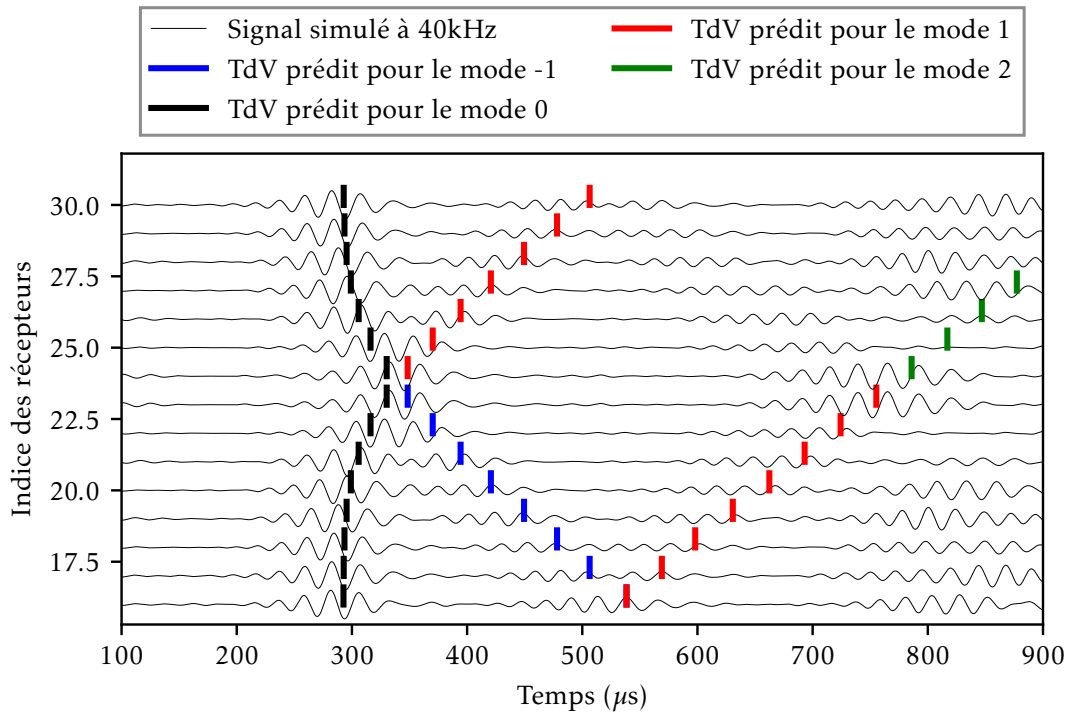
(b) Lors de la transmission avec Tx 8.

FIGURE 1.25 – Représentation des rayons des premiers modes sur le coude à  $45^\circ$  dans le domaine 2D étendu avec Rx de 16 à 30 par le modèle géodésique.

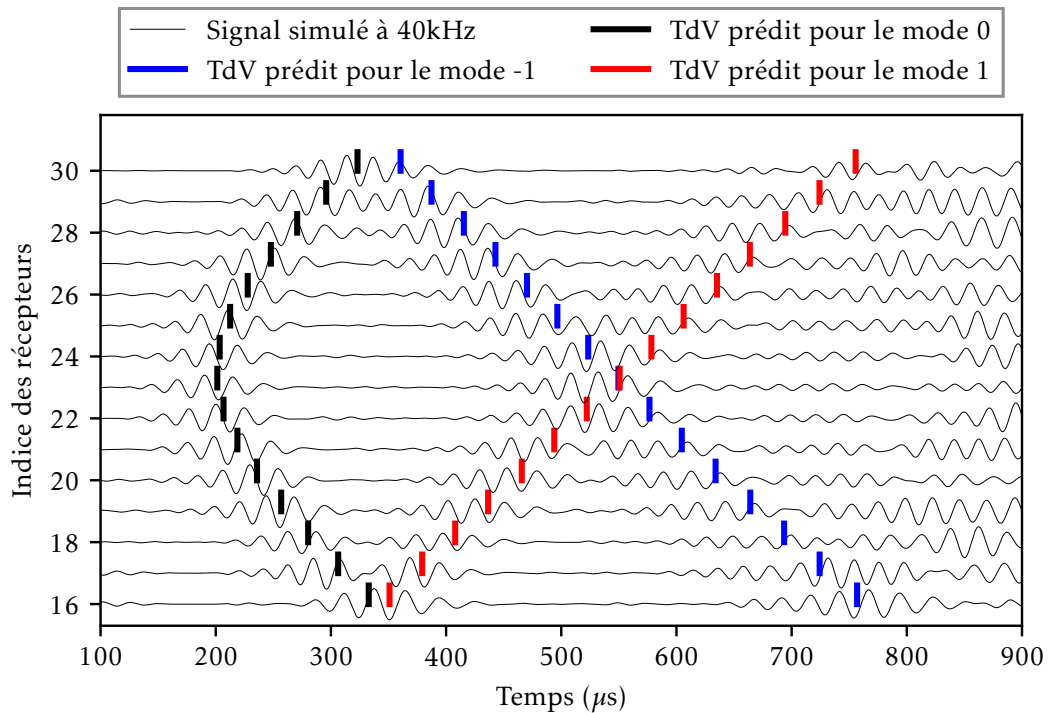
## 1.4 Conclusion sur la propagation des ondes guidées dans les tubes

Nous avons présenté dans ce chapitre une compréhension approfondie de la manière dont les ondes peuvent se propager dans le milieu à imager, notamment pour le cas des tubes. La famille des modes de flexions dont les courbes de dispersion tendent vers la courbe du mode longitudinal antisymétrique fondamental  $L(0,1)$  à des fréquences plus élevées ( $F(n,1)$ ) a été étudiée de manière approfondie parce que cette famille de modes représente en effet les modes qui seront utilisés dans la suite de ce manuscrit pour réaliser une imagerie quantitative de l'épaisseur du tube par [OG](#).

Ensuite, nous avons rappelé dans la section précédente la formulation qui a été faite pour décrire la propagation et notamment la diffusion d'ondes guidées dans les structures de type plaque ou de type



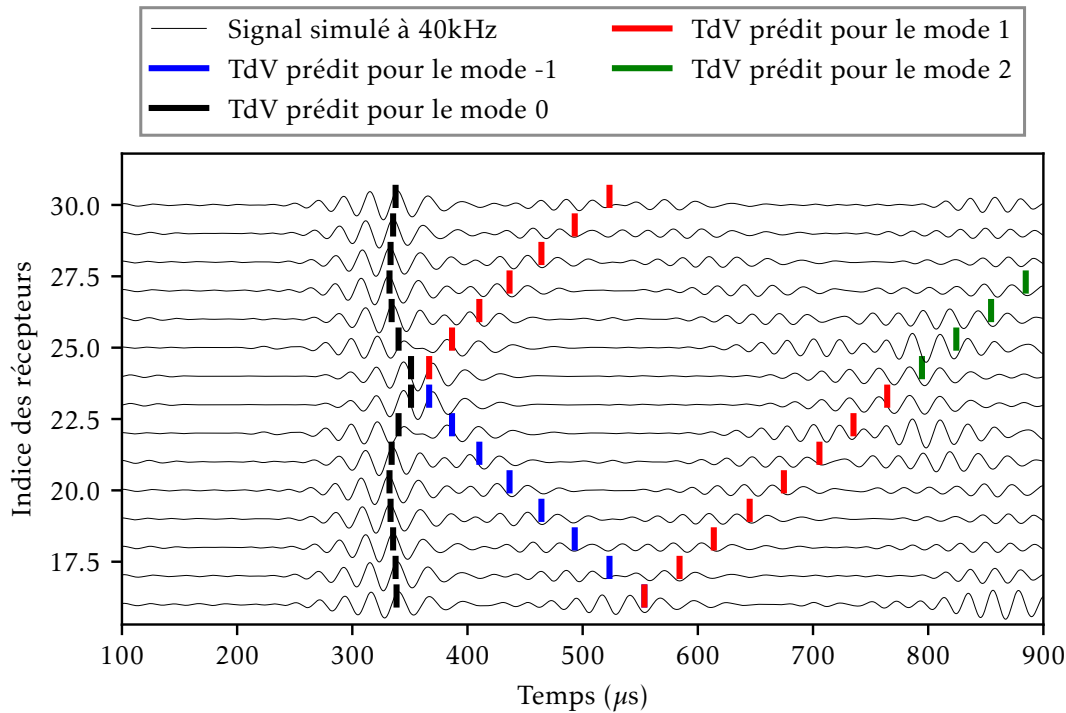
(a) Lors de la transmission avec Tx 1 ;



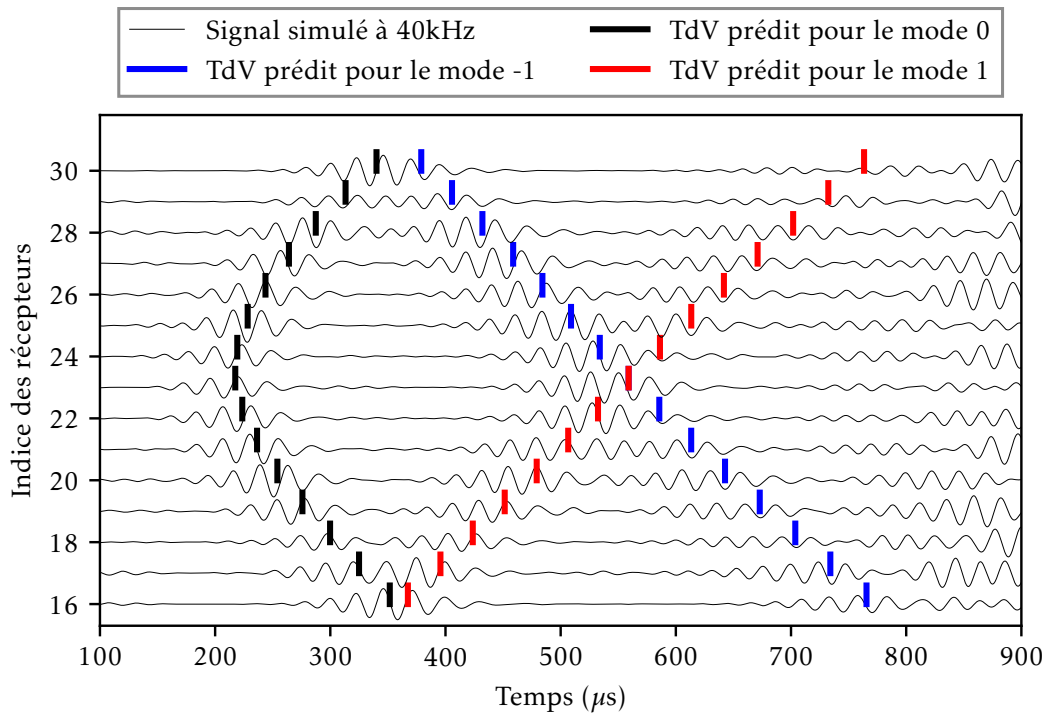
(b) Lors de la transmission avec Tx 8.

**FIGURE 1.26** – Signaux ultrasonores simulés sur le coude à  $34^\circ$  avec les temps de vol théoriques prédits par le modèle géodésique.

tube droit. Nous retrouvons cette formulation dans le cas de tube droit via un calcul direct des opérateurs de Laplacien ou de gradient avec des coordonnées curvilignes. Cela nous permet de facilement adapter



(a) Lors de la transmission avec Tx 1 ;



(b) Lors de la transmission avec Tx 8.

**FIGURE 1.27** – Signaux ultrasonores simulés sur le coude à  $45^\circ$  avec les temps de vol théoriques prédits par le modèle géodésique.

et développer les algorithmes de tomographie par **OG** sur tube droit et nous pouvons nous appuyer sur les algorithmes qui ont été notamment utilisés dans le cadre de la thèse [42] sur les plaques.



Le calcul direct des opérateurs de Laplacien ou de gradient avec des coordonnées curvilignes nous a permis de dériver aussi la formulation acoustique sur une structure plus complexe, tel que le tube coudé. Nous obtenons l'équation de Helmholtz et l'équation eikonale respectivement pour développer les algorithmes d'imagerie par OG sur tube coudé. L'étude des algorithmes de tomographie basés sur l'équation de Helmholtz sur tube coudé n'est pas été menée à terme dans le cadre de cette thèse à cause de la forme complexe de l'équation de Helmholtz qui a besoin d'un solveur numérique pour obtenir les fonctions de Green. De plus, sa validation n'est pas faite. L'équation de Helmholtz obtenue dans le cadre de cette thèse n'est pas la même que dans la littérature par exemple [47]. En revanche, nous nous sommes basés dans cette thèse sur le modèle de rayons décrit par l'équation eikonale. Notamment, ce modèle a été obtenu aussi dans [47]. La validation obtenue de ce modèle nous permet par la suite de développer l'algorithme de tomographie en temps de vol sur tube coudé qui consiste à inverser les temps de vol pour détecter des défauts. Nous allons présenter des exemples dans les prochains chapitres.

# La méthode passive et son application pour le contrôle santé passif de structure

## Sommaire du présent chapitre

<b>2.1 Méthode passive pour le contrôle santé des structures</b>	<b>36</b>
2.1.1 Méthode passive par Corrélation de Bruit Ambiant (CBA) . . . . .	37
2.1.2 Signaux passifs pour le Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM) par ondes élastiques guidées dans les tubes . . . . .	40
<b>2.2 Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs</b>	<b>42</b>
<b>2.3 Convergence de la reconstruction passive</b>	<b>45</b>
<b>2.4 Vers le SHM passif par Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais) (FBG)</b>	<b>48</b>
2.4.1 Le capteur FBG . . . . .	49
2.4.2 Comparaison de mesures actives par Titano-Zirconate de Plomb (PZT) et FBG	50
2.4.3 Reconstruction passive par FBG . . . . .	52
<b>2.5 Conclusion sur la méthode passive</b>	<b>55</b>

Le SHM par ondes élastiques guidées peut être effectué de manière passive ou active. Cela dépend du fait que des actionneurs sont utilisés ou non pour injecter de l'énergie dans la structure inspectée. Dans le cadre du SHM actif, les structures sont d'abord excitées avec des actionneurs (ou transducteurs en émission). Elles sont ensuite interrogées en analysant les réponses structurelles reçues par des capteurs (ou transducteur en réception). Dans le SHM passif, au contraire, on exploite une source d'excitation externe<sup>1</sup> qui génère des ondes élastiques dans les structures. Divers paramètres de fonctionnement tels que les vibrations ; les contraintes ; les émissions acoustiques, peuvent ensuite être utilisés pour déduire les états de la structure. Dans le contexte de détection de corrosion dans les tubes, par exemple, la présence de corrosion dans la structure, la charge externe subie va changer les paramètres de vibration, comme les modes de vibration ou les fréquences de résonance. Par contre, une telle méthode passive conventionnelle ne nous permet pas d'avoir une connaissance fine et quantitative du défaut. Le phénomène de corrosion est potentiellement aussi à l'origine d'émissions acoustiques qu'il est possible de capter par un réseau de capteur. Toutefois, dans un environnement industriel il est très difficile de capter ces émissions noyées dans le bruit de la structure en fonctionnement.

Une nouvelle approche a émergé récemment permettant d'envisager le développement d'un système SHM passif d'une structure en fonctionnement. Les bruits ambiants générés par exemple par l'interaction entre les fluides et les structures, souvent incohérents, dans les structures en fonctionnement sont généralement considérés comme du "bruit" et l'enjeu est surtout de s'en affranchir en SHM actif.

1. Dans le contexte d'un système SHM, une source d'excitation externe est une source qui n'est pas contrôlée par ce système, autrement dit les ondes élastiques exploitées par le système ne sont pas excitées par les transducteurs du système SHM.

Cependant, des études théoriques [52, 53] et expérimentales [54, 55, 56] dans un large domaine d'applications ont démontré que les fonctions de Green (réponses impulsionnelles) peuvent être extraites de la corrélation croisée de bruits ambiants diffus. Par conséquent, dans le contexte de cette thèse, la méthode de corrélation croisée pour le SHM passif est fondée sur l'exploitation des champs acoustiques et vibratoires ambiants, en lieu et place de l'émission d'ondes ultrasonores classiquement utilisée dans le SHM actif.

Nous présentons dans ce chapitre le potentiel d'une méthode du SHM pour les applications nucléaires et pétrolières (dans une structure en forme de tube). Dans un premier temps, nous présentons la méthode passive par la corrélation croisée, qui, à terme, permettra de réaliser de la tomographie passive. Ensuite, des signaux obtenus à l'aide de cette méthode sont comparés à des signaux usuels issus d'acquisitions actives. Cela permet de valider la performance de cette méthode. Le développement de telle méthode passive pour SHM passif nous permet d'utiliser les nouveaux capteurs FBG, qui sont plus résistants, plus légers, moins intrusifs que les capteurs PZT utilisés classiquement dans le Contrôle Non Destructif (CND), ou dans la phase d'études et développements d'un système de SHM. Les principes de fonctionnement de ce capteur FBG sont introduits brièvement dans ce chapitre. Quelques résultats sur la mesure d'ondes guidées en mode actif, qui nécessite d'un PZT pour générer d'ondes guidées dans structures, tout d'abord présentés. Les reconstructions passives par ce capteur FBG sont ensuite présentées dans une configuration qui contient un système de tuyauterie sur une boucle d'essai. Les bruits ambiants sont générés par la circulation d'eau à l'intérieur de ce système.

## 2.1 Méthode passive pour le contrôle santé des structures

En SHM, nous pouvons distinguer deux classes de méthodes :

- Les méthodes actives;
- Les méthodes passives;

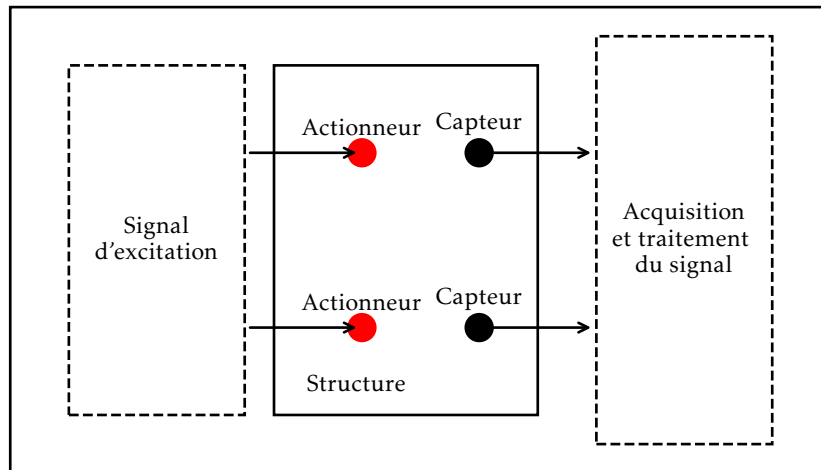
L'approche active (figure 2.1a) est généralement axée sur diverses techniques utilisant des actionneurs et des capteurs. En revanche, l'approche passive (figure 2.1b) n'implique aucun actionneur. Seuls des capteurs sont utilisés pour détecter et/ou "écouter" toute perturbation causée par des défauts éventuellement présents dans la structure.

Cette approche passive présente plusieurs avantages :

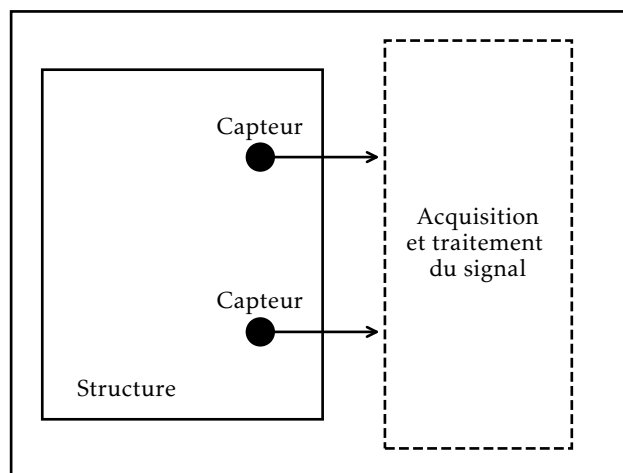
- Elle présente une faible consommation d'énergie puisque le système n'a pas besoin d'émettre d'onde;
- L'électronique embarquée est simplifiée (circuits de réception uniquement, et non émission-réception);
- L'acquisition est très rapide puisqu'elle est réalisée de manière simultanée pour tous les capteurs de la distribution. Notons qu'avec une méthode active, il serait obligatoire de procéder émetteur après émetteur pour pouvoir obtenir l'information de propagation d'onde entre tous les couples de capteurs 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;
- Le contrôle peut être réalisé en ligne (quand la structure est en opération).

Nous présenterons dans un premier temps une méthode passive se basant sur la corrélation de champs élastiques diffus qui nécessite seulement deux capteurs pour fonctionner mais qui en contrepartie est sujette à des hypothèses d'équipartition [57] du champs de bruit<sup>2</sup>. On considère généralement que l'équipartition est respectée bien qu'en pratique ce ne soit pas forcément le cas. Dans les applications industrielles, les bruits exploitables sont en général générés par une circulation de fluide à l'intérieur ou à l'extérieur de la structure ou des frottements d'un corps solide sur la structure d'intérêt. Une autre méthode passive dite de **Filtre Inverse Passif (FIP)** a été étudiée dans la thèse de Tom Druet [42] qui a montré des améliorations sur la reconstruction passive ou sur les cartographies reconstruites dans le cas où l'hypothèse d'équipartition n'est pas respectée. La méthode passive par **FIP** est considérée comme une version régularisée de la **CBA**.

2. L'hypothèse du champ diffus suppose que le champ du bruit élastique est homogène et isotrope avec des ondes réparties dans toutes les directions de manière équiprobable.



(a) Approche SHM active (dans certains cas, notamment pour les systèmes à base de transducteurs piézoélectriques, les actionneurs et capteurs peuvent toutefois être confondus).



(b) Approche SHM passive.

FIGURE 2.1 – Schéma du SHM actif et passif.

### 2.1.1 Méthode passive par CBA

Un exemple d'acquisition passive sur une structure de type tube est montré sur le schéma de la figure 2.2. Quand la structure est en fonctionnement, la circulation du fluide va générer du bruit en raison de l'interaction entre les particules de fluide et la paroi du tube. Ce bruit est généralement inutile voire gênant en contrôle conventionnel (autrement dit en contrôle actif). Le principe de la méthode passive est basée sur l'exploitation de ce bruit ambiant (des champs acoustiques et vibratoires ambiants), en lieu et place de l'émission d'ondes classiquement utilisée dans le SHM actif. Les capteurs sont utilisés pour mesurer le bruit ambiant de manière simultanée. La figure 2.3a montre un exemple de deux signaux de bruits enregistrés simultanément par les capteurs A et B de la figure 2.2. La méthode passive, par CBA, est exploitée pour remonter à l'information de propagation d'onde entre ces deux capteurs A et B comme montré sur la figure 2.3b.

La méthode de CBA pour la récupération des fonctions de Green suscite un intérêt croissant dans divers domaines [58], notamment les ultrasons [59, 60, 61], l'acoustique des océans [62, 63], la sismologie

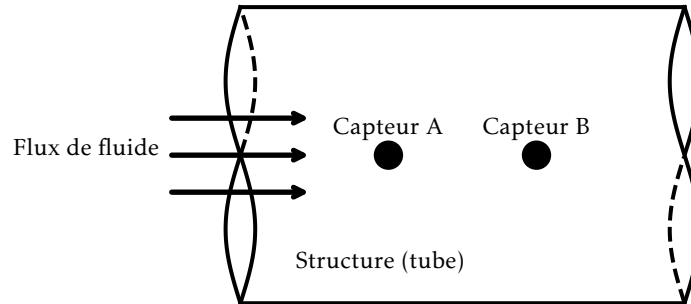
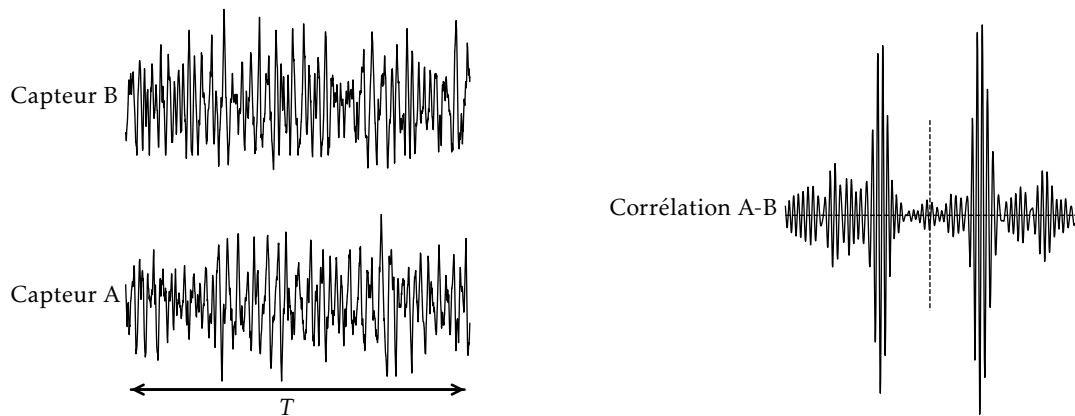


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'acquisition passive.



(a) Portions de signal temporel de bruit mesurées par les capteurs A et B

(b) Une reconstruction issue de CBA filtrée

FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la méthode de reconstruction passive par CBA.

crustale [64, 65], la sismologie d'exploration [66, 67] et même le diagnostic médical [68]. Pour les ondes élastiques guidées, [56, 55, 54] démontrent la reconstruction passive des ondes cohérentes de *Lamb* dans une plaque. La faisabilité d'utilisation de cette technique de CBA pour des applications de détection de défauts dans les structures de type plaques minces a été validée dans des travaux récents [55, 69, 54, 70]. Ces travaux montrent le potentiel d'une méthode de contrôle santé intégré pour les tubes (pour applications nucléaires et pétrolières notamment) basée sur l'imagerie passive reconstruite à partir de champs diffus.

Soient deux capteurs positionnés en  $\mathbf{r}_A$  et  $\mathbf{r}_B$ . Il est montré par plusieurs recherches [57, 64, 53] que la fonction de Green entre ces deux capteurs (le signal que nous obtiendrions au capteur en  $\mathbf{r}_B$  si une impulsion était appliquée au capteur en  $\mathbf{r}_A$ ) est proportionnelle à la dérivée de la corrélation entre des signaux du bruit ambiant enregistrés simultanément aux capteurs en  $\mathbf{r}_A$  et  $\mathbf{r}_B$ . Par exemple, comme il est montré dans la référence [53] sous une hypothèse d'équipartition énergétique entre les modes, la dérivée de la corrélation est liée aux parties causale et anticausale de la fonction de Green  $G_a(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)$  :

$$\frac{d}{d\tau} C(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = \frac{-\sigma^2}{4a} (G_a(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) - G_a(-\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)) \quad (2.1)$$

où  $a$  est l'atténuation du milieu et  $\sigma$  est la variance du champ de bruit.  $C(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)$  est la corrélation dans le domaine temporel entre des signaux du bruit ambiant  $\phi(t, \mathbf{r}_A)$  et  $\phi(t, \mathbf{r}_B)$  enregistrés simultanément en  $\mathbf{r}_A$  et  $\mathbf{r}_B$ . Cette corrélation du champ scalaire de bruit diffus est définie par :

$$C(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(t, \mathbf{r}_A) \phi(t + \tau, \mathbf{r}_B) dt \quad (2.2)$$

où  $T$  correspond à la durée de la mesure. Notons que dans le domaine fréquentiel la corrélation  $C(\omega, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)$  peut être évaluée par :

$$C(\omega, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) = \frac{1}{T} \varphi^*(\omega, \mathbf{r}_A; T) \varphi(\omega, \mathbf{r}_B; T) \quad (2.3)$$

où  $\varphi(\omega, \mathbf{r}_i; T)$  est la transformée de Fourier du bruit ambiant  $\phi(t, \mathbf{r}_i; T)$  et  $*$  représente le nombre complexe conjugué.

L'expression 2.1 précédente a été obtenue sous une hypothèse d'équipartition énergétique en utilisant le fait que des sources de bruits  $s(t_i, \mathbf{r}_i)$  se comportent comme un bruit blanc et sont spatialement et temporellement non corrélés, c'est à dire satisfont la relation suivante [71, 72] :

$$\langle s(t_1, \mathbf{r}_1) s(t_2, \mathbf{r}_2) \rangle = Q^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(t_1 - t_2) \quad (2.4)$$

où la notation  $\langle X \rangle$  est la moyenne d'ensemble de  $X$  et  $Q^2$  représente la puissance des sources de bruits.

Il s'agit d'une hypothèse très forte qui n'est pas toujours valable dans les cas pratiques. Une autre expression similaire à 2.1 qui montre le lien entre les corrélations et les fonctions de Green peut être obtenue en remplaçant la dérivé de la corrélation par la corrélation [73, 74]. En effet, dans la pratique, la bande passante du bruit ambiant enregistré est relativement petite. La corrélation et sa dérivée dans le domaine temporel vont avoir des formes d'onde similaires mais avec un déphasage de  $\pi/2$  [75]. C'est cette propriété que nous utiliserons dans cette thèse. Cela sera expliqué et vérifié expérimentalement pour un tube dans la suite des travaux (cf 2.1.2).

Nous montrons ici l'expression que nous utilisons par la suite pour la méthode passive. Cette expression est inspirée par la référence [76]. Nous remarquons que l'expression 2.1 montre les effets de l'amplitude du champ qui ne sont pas connus en pratique. Une autre approche plus subtile est d'essayer de corriger les signaux de bruits avant de faire la corrélation. En pratique, le bruit ambiant n'est pas le bruit blanc, donc une normalisation fréquentielle est nécessaire [77]. De plus, bien que défini dans l'expression 2.3 à partir d'une seule multiplication, la corrélation d'un champ peut également être évaluée à partir d'une moyenne de l'ensemble des corrélations (et qui sont normalisées dans le domaine fréquentiel) de plus courtes durées [76, 78]. L'expression finale est la suivante :

$$\tilde{C}(\omega, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) \approx \tilde{C}(\omega, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; N, \Delta T) = \begin{cases} \left\langle \frac{\varphi^*(\omega, \mathbf{r}_A; \Delta T) \varphi(\omega, \mathbf{r}_B; \Delta T)}{|\varphi(\omega, \mathbf{r}_A; \Delta T)| |\varphi(\omega, \mathbf{r}_B; \Delta T)|} \right\rangle_{(N)} & \text{si } \omega \in \Omega_B \\ 0 & \text{si autrement} \end{cases}, \quad (2.5)$$

où  $\tilde{C}(\omega, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)$  est appelée la corrélation croisée normalisée en fréquence moyennée,  $\langle \rangle_{(N)}$  est la moyenne temporelle d'ensemble des  $N$  corrélations normalisées en fréquence (pour chaque portion  $\Delta T$  du bruit ambiant),  $\|$  est la valeur absolue du spectre de bruit ambiant et  $\Omega_B \subset \mathbb{R}$  est la bande passante du bruit ambiant sur laquelle nous pouvons appliquer une normalisation fréquentielle. Notons que l'utilisation de cette technique nous permet aussi de travailler avec les signaux du bruit ambiant avec la limite de la durée d'enregistrement. Cela a un intérêt pratique pour éviter de sauvegarder beaucoup de données d'un coup.

Nous retrouvons la corrélation croisée normalisée en fréquence moyennée dans le domaine temporel par la transformée de Fourier inverse  $\mathcal{F}^{-1}$  :

$$\tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{C}(\omega, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)] \quad (2.6)$$

Et nous retrouverons la relation dans le domaine temporel entre cette corrélation et la fonction de Green comme suit :

$$\tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) \propto -\left(G_a(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) + G_a(-\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)\right) \quad (2.7)$$

Notons que nous pouvons maintenant appeler, par convention, la corrélation croisée normalisée

en fréquence moyennée par la corrélation pour simplifier le nom et la méthode passive basée sur la corrélation croisée normalisée en fréquence moyennée est ainsi appelée simplement **CBA** (que l'on abrégera par abus de langage dans la suite du document).

### 2.1.2 Signaux passifs pour le **SHM** par ondes élastiques guidées dans les tubes

Jusqu'à présent, la méthode passive par **CBA** a été présentée. Nous présentons ici des reconstructions passives obtenues à l'aide de cette méthode pour remonter à l'information de propagation d'ondes que l'on peut obtenir par les signaux actifs conventionnels. Les reconstructions passives obtenues à l'aide de la méthode **CBA** seront appelées par la suite "signaux passifs" afin de pouvoir les différencier avec les signaux actifs.

Dans un premier temps, le signal passif obtenu à l'aide de la méthode **CBA** appliquée sur deux signaux de bruit ambiant enregistrés simultanément sur un couple de capteur, est présenté. Le tube étudié a les propriétés résumées dans le tableau 2.1. Notons que ce tube sera utilisé pour étudier expérimentalement la tomographie active et passive dans le chapitre 4.

Diamètre interne ( $D$ )	Épaisseur nominale $e_0$	Longueur $L$	Matériau
250 mm	2,145 mm	3000 mm	Acier inoxydable

TABLEAU 2.1 – Configuration du tube droit de grand diamètre utilisé pour étudier la méthode passive.

Sur cette configuration, 2 transducteurs **PZT** de 8 mm de diamètre sont collés alignés axialement à une distance de 400 mm entre eux. Ces deux capteurs enregistrent le bruit ambiant généré par l'interaction du flux de fluide avec la paroi du tube. Notons nous que dans la réalité, ce type de bruit est généré par exemple par la circulation de fluide (eau, gaz, pétrole) à l'intérieur de tubes. Ce dernier est simulé dans le contexte du laboratoire par un jet d'air comprimé. Il est utilisé et balayé aléatoirement à l'intérieur du tube pour générer le bruit ambiant. Cette source n'est pas directement représentative du bruit que l'on rencontre sur site industriel, mais elle était facilement utilisable en laboratoire et nous a permis de réaliser un certain nombre d'études mettant en évidence les phénomènes physiques qui nous intéressent. Nous avons toutefois eu l'opportunité au cours de la thèse de faire quelques expériences sur une boucle avec une vraie circulation fluide, ces résultats seront présentés au 2.4.3.

Le signal passif obtenu à l'aide de la méthode passive par **CBA** appliquée sur 10 s de bruit enregistré simultanément par deux capteurs est montré sur la figure 2.4. À première vue, nous remarquons que des

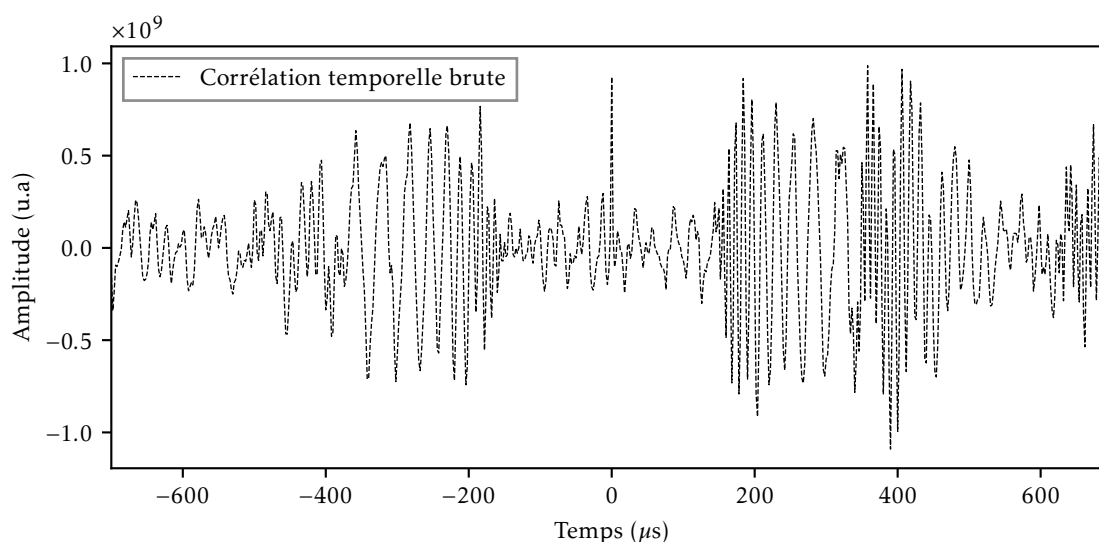


FIGURE 2.4 – Signal passif issu de la **CBA** pour une distance entre capteurs de 400 mm.

paquets d'ondes sont reconstruits. Sur chaque paquet d'onde aux alentours de 250  $\mu s$  et -250  $\mu s$ , nous voyons que la partie haute fréquence arrive plus tôt que la partie basse fréquence. Le temps de vol est cohérent avec la propagation du mode  $L(0, 1)$  à basse fréquence. Nous allons présenter dans la suite la

représentation dans le plan temps-fréquence de ce signal passif pour voir plus de détails sur la qualité de reconstruction et afin de bien confirmer les modes d'ondes reconstruits que nous avons identifiés intuitivement.

Il existe plusieurs méthodes pour la représentation en temps-fréquence. Nous utiliserons ici le spectrogramme réalloué [42] (pour plus de détails, voir le chapitre 2 et 3). La réallocation en temps-fréquence [79, 80] peut être considérée comme une technique de post-traitement visant à surmonter le compromis entre localisation et résolution qui est généralement observé dans les représentations temps-fréquence classiques. Nous montrons sur la figure 2.5 le spectrogramme ré-alloué du signal passif issu de la CBA de la figure 2.4. Les modes  $L(0,1)$  sont clairement reconstruits, l'accord entre la répartition

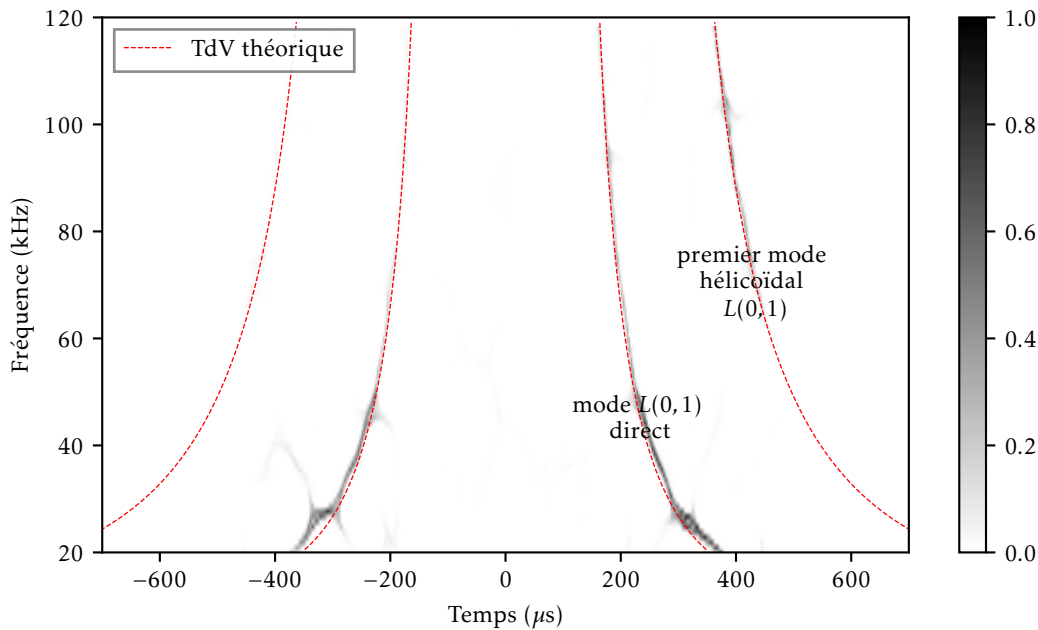


FIGURE 2.5 – Spectrogramme ré-alloué du signal passif issu de la CBA pour une distance entre capteurs de 400 mm.

de l'énergie du signal dans le plan temps-fréquence et les courbes de dispersion théoriques est très bon. Sur ce spectrogramme, nous voyons non seulement le mode  $L(0,1)$  direct (l'onde qui se propage selon le chemin le plus direct entre les capteurs) mais aussi le mode  $L(0,1)$  hélicoïdal (l'onde qui se propage autour du tube avant d'arriver au récepteur) est reconstruit pour la partie causale.

Notons que le spectre du signal issu de la méthode passive ne peut inclure des fréquences qui ne sont pas présentes dans le spectre du bruit ambiant. Ce n'est donc qu'une version filtrée de la fonction de Green qui peut être reconstruite par la méthode passive. La bande de fréquence à considérer est celle du bruit ambiant acquis (elle dépend donc à la fois du champ d'onde et du matériel d'acquisition). Un bon moyen de valider les performances de la méthode passive est de comparer les signaux passifs avec les signaux actifs équivalents.

Pour obtenir les signaux actifs, des tonebursts de 5 cycles de fréquence centrale 40 kHz, sont générés au niveau des émetteurs (A ou B). La figure 2.6 compare les signaux actifs et signaux passifs issus de la dérivée de la CBA ou simplement issu de la CBA (sans dérivée). Ces signaux sont filtrés par une fenêtre de Hann de fréquence centrale 40 kHz et de bande passante 40 kHz. Comme mentionné dans la section précédente, la méthode passive par CBA est utilisée pour reconstruire la réponse entre les capteurs comme nous pouvons les obtenir en actif. Nous montrons que la CBA filtrée est très similaire à la réponse impulsionnelle obtenue dans l'expérience de pitch-catch, là où un signal est reçu par un capteur quand un autre capteur est en émission. Pour notre expérience, avec des ondes guidées par un tube, la dérivée de la CBA nous fournit un résultat déphasé par rapport au signal actif.

En pratique, les formes d'onde détectées à partir de la CBA sont similaires au signal actif directement obtenu entre les transducteurs. Les différences sont attribuées aux propriétés (statistiques spatio-temporelles) de la source de bruit, et à une dissipation imparfaitement compensée. Comme montré dans



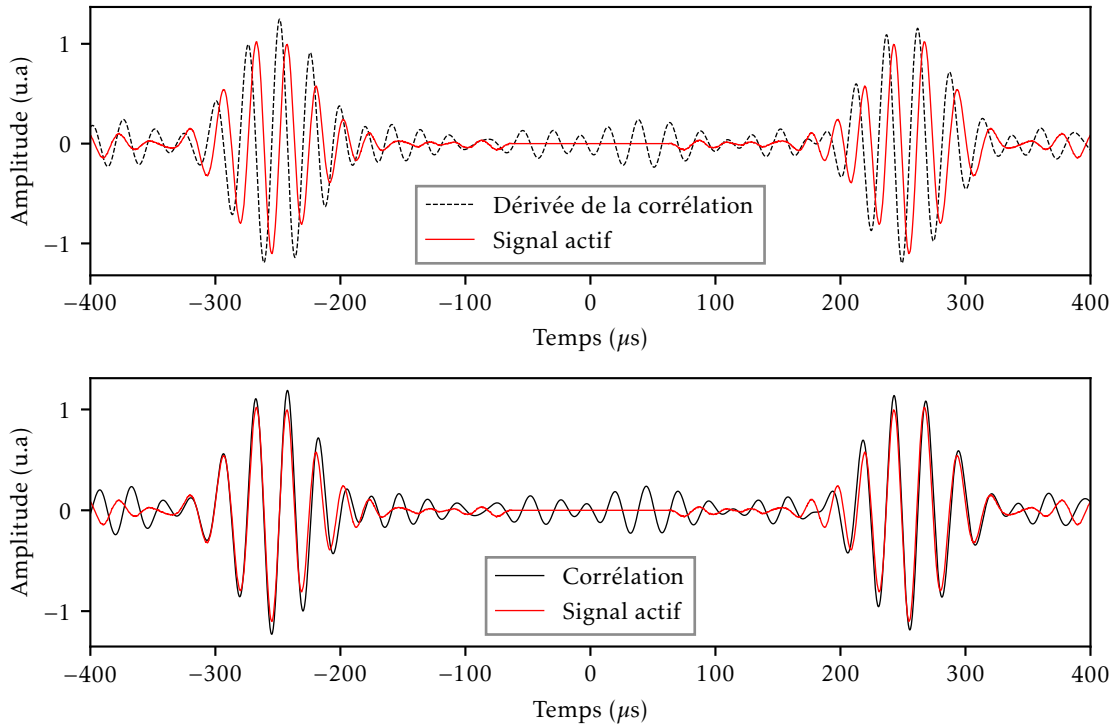


FIGURE 2.6 – Comparaison signaux actifs et passifs issus de la dérivée de la CBA/ou la CBA, filtrés pour la même fréquence centrale.

[69], la détection passive des défauts semble faisable même dans les cas où la corrélation ne converge pas parfaitement vers la fonction de Green, à condition que des reconstructions passives de l'état sain correspondantes aient été obtenues.

Enfin, quand on parle de méthode passive par CBA pour le contrôle santé intégré, les corrélations ne sont qu'une première étape permettant la reconstruction des fonctions de Green (ou une version filtrée des fonctions de Green ou des réponses impulsionnelles) entre les capteurs. Des techniques d'imagerie sont ensuite appliquées à ces fonctions de Green pour retrouver les caractéristiques de la structure. Cette deuxième étape peut être réalisée en utilisant des techniques d'imagerie comme la tomographie par ondes élastiques guidées. Cette dernière est une des techniques étudiées dans cette thèse. La combinaison de la méthode passive et la tomographie par ondes élastiques guidées est appelée "Tomographie passive par ondes élastiques guidées" [42]. Son adaptation aux structures tubulaires est présentée dans les prochains chapitres.

## 2.2 Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs

L'objectif de cette section est de valider les performances de la méthode passive par CBA appliquée aux ondes guidées dans les tubes. Pour ce faire, des signaux passifs issus de la méthode passive seront comparés à des signaux actifs équivalents. La comparaison est réalisée pour différentes distances entre capteurs et pour différentes fréquences centrales.

La configuration expérimentale de laboratoire pour le contexte de l'imagerie est considérée ici. Notons que cette configuration sera retrouvée plusieurs fois au long de ce manuscrit, notamment dans le chapitre 4 qui présentera des résultats expérimentaux. Trente transducteurs PZT sont collés en deux couronnes parallèles sur un tube qui est schématisé sur la figure 2.2. Pour rappel, c'est un tube en acier inoxydable de dimension 3000 mm de longueur, 250 mm de diamètre interne et 2,145 mm d'épaisseur. La distance entre les deux couronnes de capteurs est de 400 mm. Le schéma de la figure 2.7 montre les positions de capteurs et les numérotations correspondantes.

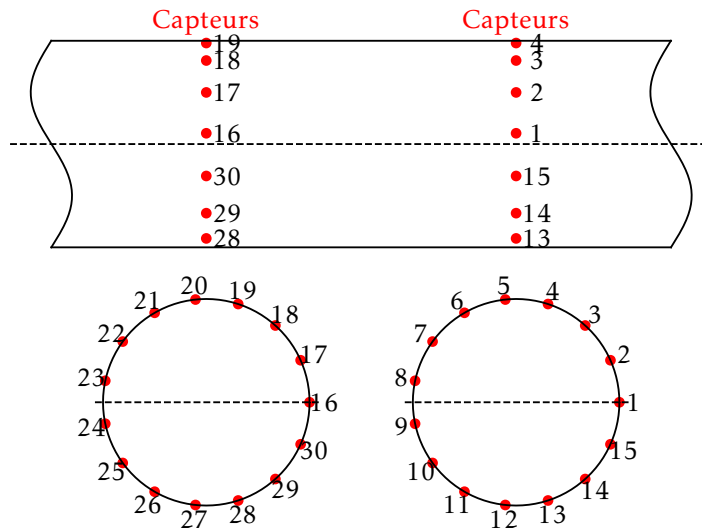


FIGURE 2.7 – Schéma des positions de capteurs et numérotations correspondantes pour la configuration pour étudier la tomographie passive par ondes guidées sur tube.

Un jet d'air comprimé est balayé aléatoirement à l'intérieur du tube afin de générer du bruit ambiant. Dix secondes de bruit sont enregistrées par l'ensemble des capteurs de manière simultanée. Le post-traitement est ensuite réalisé afin d'obtenir les signaux passifs entre capteurs. Un exemple de signal de bruit et son spectre sont présentés sur la figure 2.8. Nous identifions une densité spectrale très large

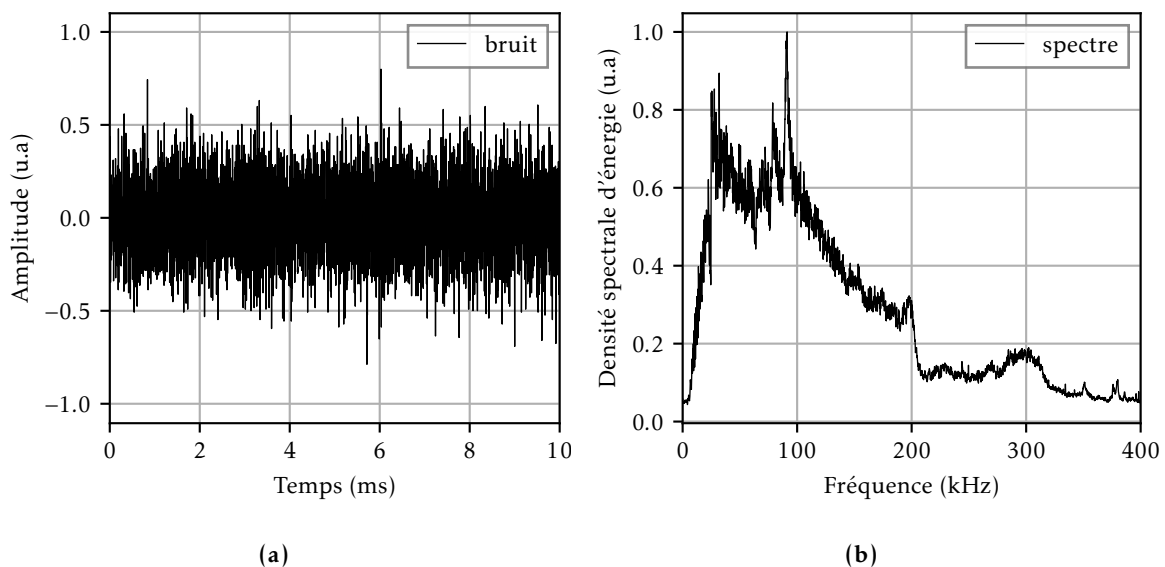
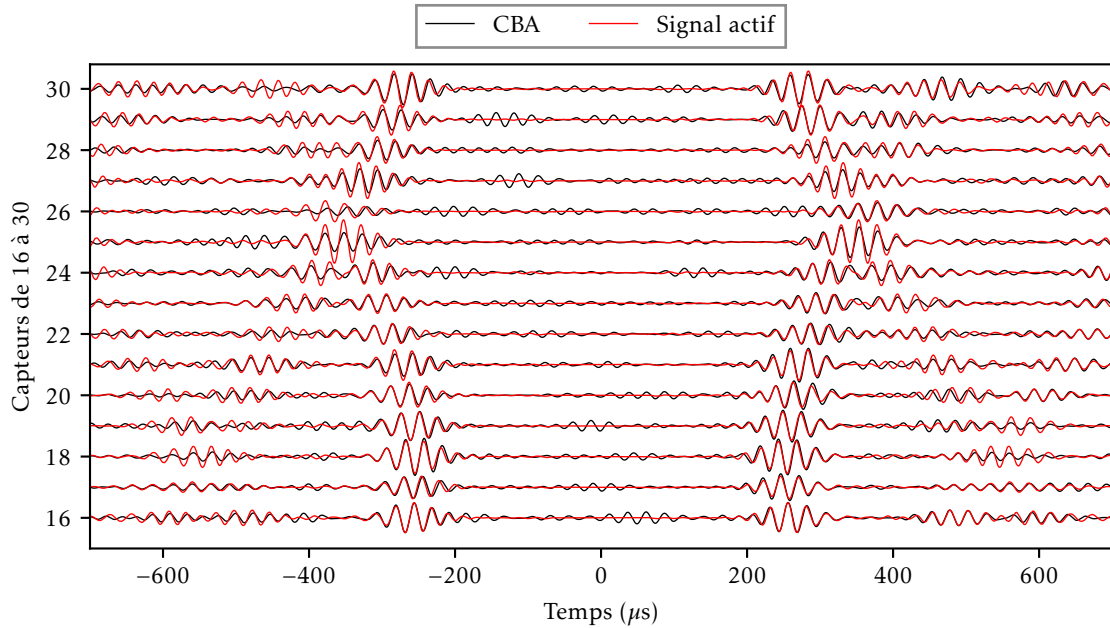


FIGURE 2.8 – Exemple d'une portion de bruit enregistré par un capteur PZT, le bruit est généré par un jet d'air comprimé. (a) Signal temporel du bruit; (b) Spectre du bruit.

pour un bruit généré par le jet d'air comprimé. Cela ne sera pas le cas avec un fluide différent : de l'eau s'écoulant à l'intérieur de la tuyauterie, configuration plus réaliste industriellement comme expliqué auparavant.

La figure 2.9 compare les signaux actifs et passifs issus de la CBA. Ces signaux sont filtrés par une fenêtre de *Hann* de fréquence centrale 40 kHz et de bande passante 40 kHz. La comparaison est faite pour différents couples de capteurs (entre le capteur numéro 3 de la première couronne et les 15 capteurs numérotés de 16 à 30 de la deuxième couronne). Sur cette figure 2.9, nous voyons que les signaux sont plus bruités que les signaux actifs. Cela vient des résidus de la reconstruction. Malgré tout, une bonne



**FIGURE 2.9** – Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs de différents couples de capteurs (entre le capteur de numéro 3 de la première couronne et les 15 capteurs de 16 à 30 de la deuxième couronne).

superposition se trouve au niveau des paquets d'onde entre les signaux passifs et actifs. Notamment, nous visualisons clairement la propagation des paquets d'ondes quand la distance entre les capteurs augmente.

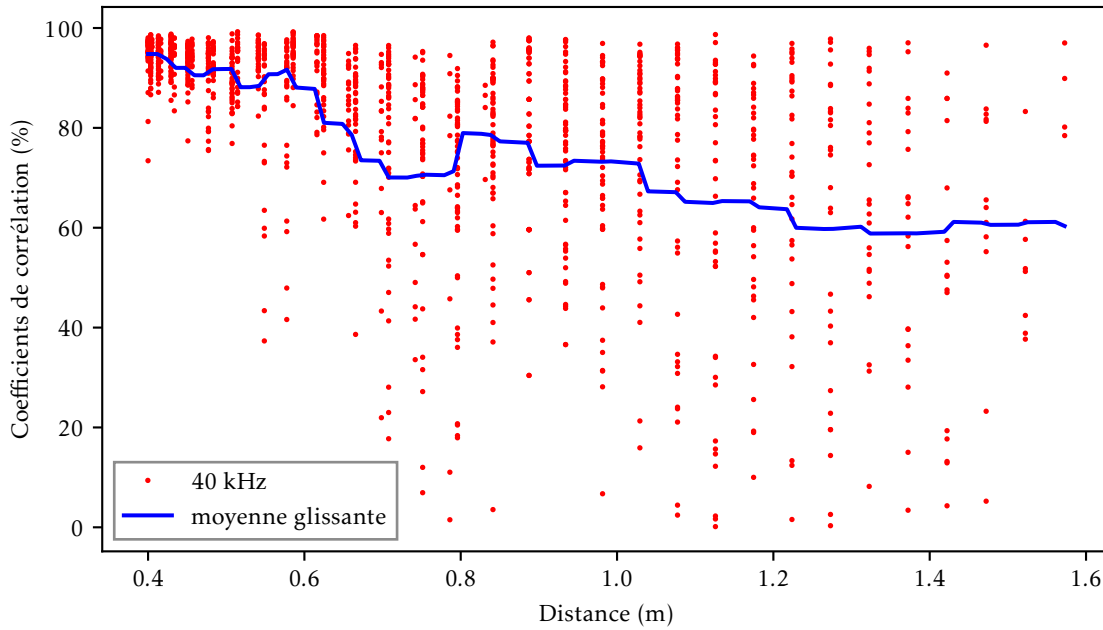
Afin d'obtenir une évaluation plus quantitative de la reconstruction, nous utilisons les coefficients de corrélation, notés  $R_{ap}$ , qui montrent le niveau de similarité entre un signal actif (noté  $a$ ) et un signal passif (noté  $p$ ). Les coefficients de corrélation s'expriment comme suit :

$$R_{ap} = \frac{C_{ap}}{\sqrt{C_{aa}C_{pp}}} \quad (2.8)$$

où  $C$  est la matrice de covariance entre un signal actif  $a$  et un signal passif  $p$ . Notons que les coefficients de corrélation auront toujours des valeurs qui se situent dans l'intervalle  $[-1, 1]$ . Dans cette étude de comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs, nous allons utiliser les valeurs absolues et les représenter sous forme %. La figure 2.10 montre les coefficients de corrélation en fonction de la distance de propagation. Notons que ces coefficients de corrélation sont calculés sur chaque paquets d'onde qui sont correspondants aux différents modes de propagation entre un couple de capteur (modes directs et modes hélicoïdaux). Malgré une diminution du niveau de similarité entre actif et passif quand la distance de propagation augmente, nous voyons clairement que les reconstructions passives pour les premiers modes (distance de propagation  $\leq 1$  m) sont bonnes avec une similarité  $\geq 70\%$ . Cela nous permet de confirmer une nouvelle fois une bonne reconstruction des signaux passifs par CBA.

Les signaux passifs issus de la CBA dans cette configuration sont très large bande comme nous l'avons montré à l'aide de la figure 2.5 et 2.8. Afin d'avoir une comparaison fréquentielle entre les signaux passifs et actifs, nous proposons d'utiliser une méthode qui consiste à filtrer le signal passif par une banque de filtres passe-bande de fréquences centrales croissantes et les comparer avec les signaux de référence actifs. La comparaison entre les signaux passifs et actifs selon différentes fréquence centrale de la bande passante est montrée sur la figure 2.11. Sur cette figure, les temps de vol théoriques du mode  $L(0,1)$  pour différentes fréquences centrales sont également représentés par des segments en vert verticaux. Nous observons un bon accord entre les signaux actifs et passifs pour toutes les fréquences centrales qui sont dans la bande de 20 kHz à 80 kHz (cette bande est liée à la bande passante du bruit enregistré).

Pour chaque fréquence centrale, les coefficients de corrélation en fonction de la distance de propagation sont moyennés afin d'obtenir une valeur moyenne du niveau de similarité sur tous les couples de



**FIGURE 2.10** – Exemple des coefficients de corrélation obtenus en fonction de la distance de propagation à fréquence centrale 40 kHz. Ces coefficients de corrélation calculés sur les signaux actifs et passifs de différents couples de capteurs dans la configuration expérimentale de laboratoire décrite précédemment.

capteurs et tous les premiers modes de propagation. Ces valeurs moyennes en fonction de la fréquence sont présentées sur la figure 2.12. Les signaux passifs sont donc bien reconstruits par la CBA dans la bande 30 kHz - 80 kHz avec le niveau moyen de similarité est  $\geq 75\%$ . Nous remarquons également que dans cette configuration expérimentale, les meilleures reconstructions sont autour de la bande 40 kHz à 50 kHz. Cela nous permettra notamment de choisir la bonne fréquence de travail pour étudier la tomographie passive qui sera présentée dans le chapitre 4.

## 2.3 Convergence de la reconstruction passive

Dans cette section nous étudions la convergence de la CBA en fonction de la durée de corrélation et de la fréquence de travail.

La convergence des corrélations a été théoriquement étudiée par [81] et [82]. Les travaux théoriques s'appliquent à un champ d'ondes parfaitement diffus. Il a été aussi montré dans [56] que la vitesse de convergence des corrélations vers la réponse impulsionnelle, qui est obtenue dans ce cas avec des ondes élastiques guidées sur une plaque, est en accord avec les études précédentes [81] et [82]. Nous proposons ici de vérifier la validité de ces prédictions à l'aide de nos données expérimentales des ondes élastiques guidées sur tube.

Rappelons que nous estimons la CBA par la moyenne d'ensemble des corrélations. Les fluctuations de la corrélation existent quand la moyenne des corrélations du bruit ambiant plus courte durée n'est pas parfaite. Pour évaluer le degré de convergence de la corrélation,  $N$  différents sous-enregistrements du bruit ambiant sont utilisés. Chaque sous-enregistrement dure  $\Delta T=1$  s. Nous calculons ensuite l'amplitude des fluctuations résiduelles :

$$\sigma(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) = \sqrt{\frac{\langle \tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; \Delta T)^2 \rangle_{(N)} - \langle \tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; \Delta T) \rangle_{(N)}^2}{N-1}} \quad (2.9)$$

où  $\langle \cdot \rangle_{(N)}$  représente une moyenne sur  $N$  sous-enregistrements,  $T = N\Delta T$  correspond à la durée totale de la corrélation.

Pour calculer le Rapport Signal sur Bruit (RSB), nous estimons le valeur maximale du rapport entre

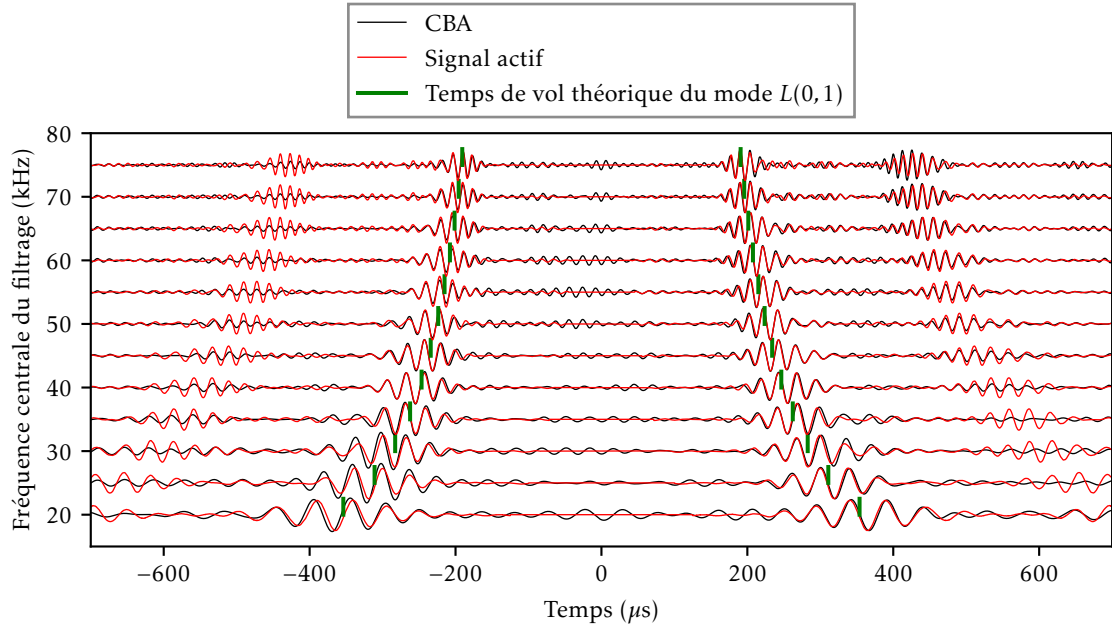


FIGURE 2.11 – Comparaison entre les reconstructions passives issues de la CBA filtrée à différentes fréquences centrales et les signaux de référence actifs correspondants.

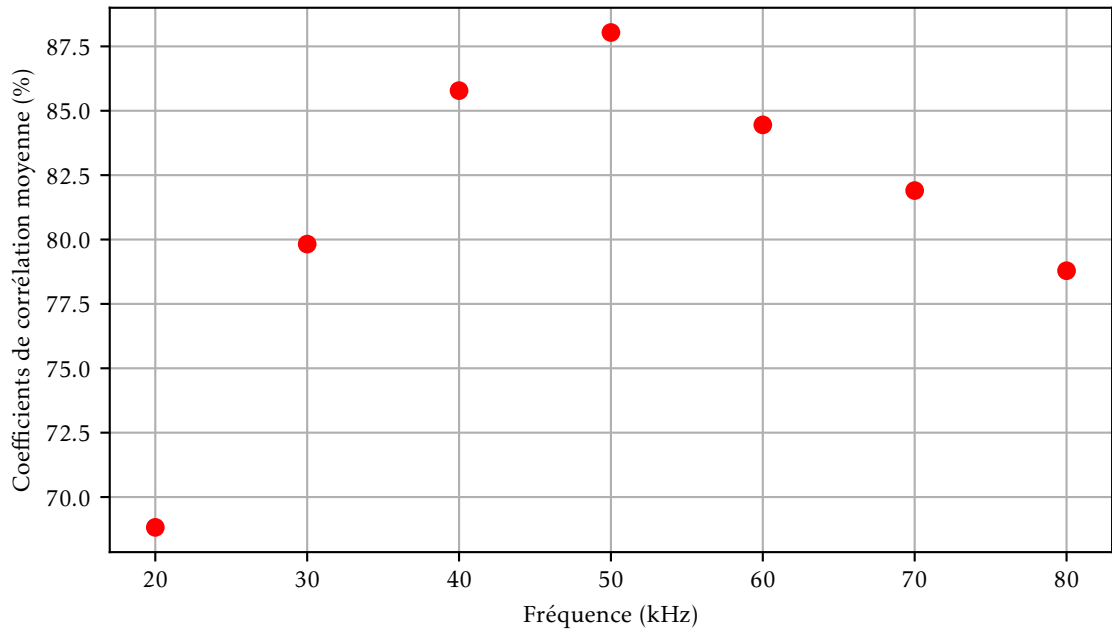


FIGURE 2.12 – Valeur moyenne des coefficients de corrélation qui est présentée en fonction de la fréquence. Pour une fréquence centrale donnée, la valeur moyennes est estimée à partir des coefficients de corrélation qui sont calculés sur les signaux actifs et passifs de différentes distances de propagation.

l'amplitude de la corrélation et la moyenne temporelle des fluctuations résiduelles comme suit :

$$RSB(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) = \max \frac{\langle \tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; \Delta T) \rangle_{(N)}}{\langle \sigma(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T) \rangle} = \max \frac{\tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)}{\bar{\sigma}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)} \quad (2.10)$$

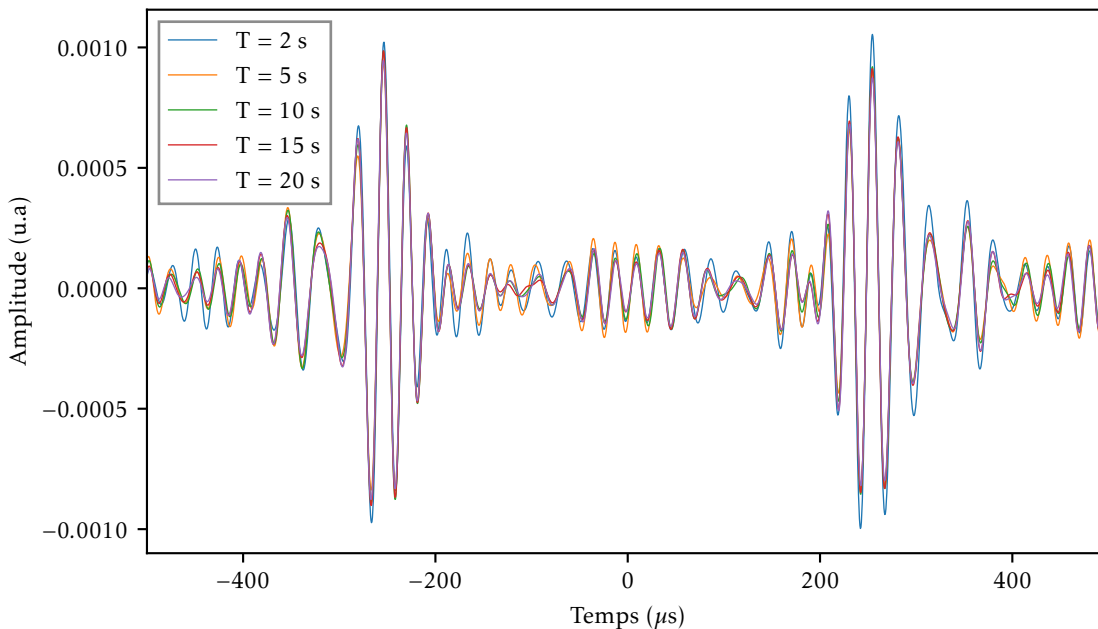
où  $\bar{\sigma}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)$  est la moyenne temporelle des fluctuations résiduelles de la corrélation.

Avec cette définition du **RSB**, nous pouvons approcher une relation théorique [83] pour évaluer la convergence de la corrélation comme suit :

$$\text{RSB} \propto \sqrt{\frac{T \Delta F c}{df}}, \quad (2.11)$$

avec  $T$  le temps de corrélation,  $\Delta F$  la bande passante,  $c$  la vitesse de propagation dans le milieu,  $d$  la distance entre les récepteurs et  $f$  la fréquence centrale de travail.

Basé sur cette relation 2.11, nous examinons ici sa validité à l'aide de nos données expérimentales des ondes élastiques guidées sur tube. Nous nous intéressons ici plus particulièrement à la dépendance de la vitesse de convergence de la corrélation avec la durée de corrélation  $T$  et la fréquence de travail  $f$ . La configuration utilisée ici est la configuration de laboratoire présentée dans la section précédente. Pour rappel, le bruit est généré par un jet d'air comprimé balayé à l'intérieur du tube. Parmi la distribution de capteurs disposés dans la configuration de laboratoire, un seule couple de capteurs est étudié ici. Il s'agit du capteur 3 (situé sur la première couronne) et du capteur 18 (situé sur la deuxième couronne). La figure 2.13 montre la corrélation, filtrée à la fréquence centrale de 40 kHz, entre les deux capteurs en fonction de la durée de la portion de bruit utilisée pour la corrélation. Comme mentionné précédemment,



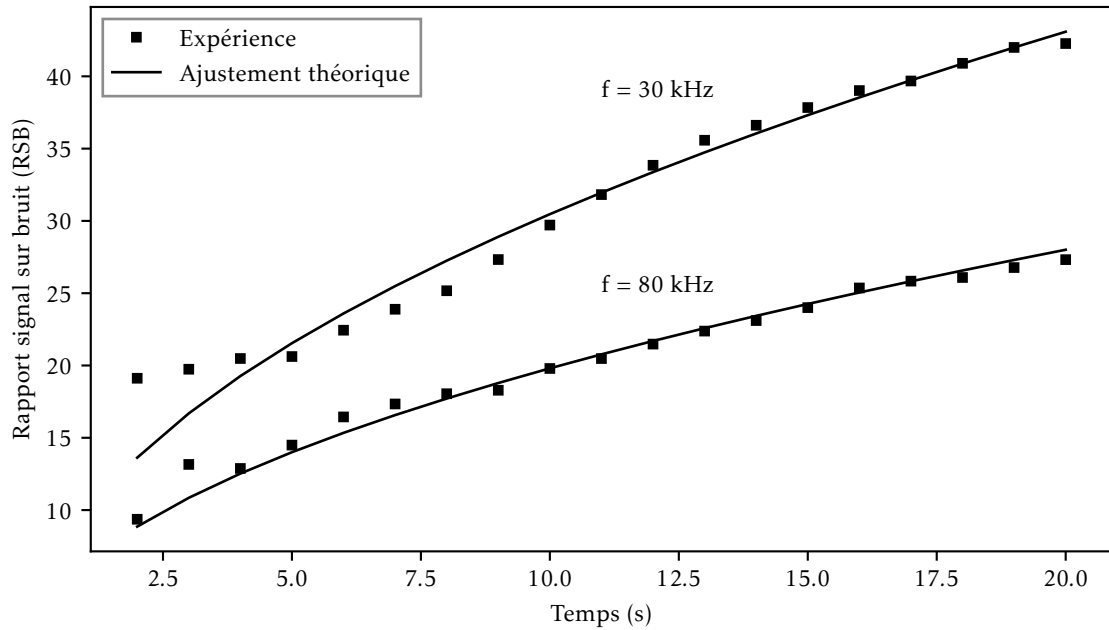
**FIGURE 2.13** – Corrélation filtrée à la fréquence centrale de 40 kHz entre deux capteurs en fonction de la durée de la portion de bruit utilisée pour la corrélation.

il est remarqué expérimentalement ici que les corrélations  $\tilde{C}(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)$  ne contiennent pas seulement la fonction de Green reconstruite entre les récepteurs mais aussi des fluctuations résiduelles. Dès que les fluctuations sont négligeables par rapport à la partie utile du signal, nous considérons que les corrélations ont convergé. Nous voyons intuitivement que les corrélations varient faiblement quand la durée de corrélation augmente parce que les corrélations ont convergé.

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 2.14. Les valeurs du rapport signal sur bruit  $\text{RSB}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B; T)$  sont tracées en fonction de la durée de corrélation. Le résultat est obtenu sur un même couple de capteurs (3 et 18) de distance de 400 mm, à différentes fréquences centrales de 30 kHz et 80 kHz (la bande passante est 40 kHz pour les deux cas). Comme l'ont remarqué théoriquement et expérimentalement plusieurs auteurs, on constate que le **RSB** augmente selon la relation suivante :

$$\text{RSB} = \alpha \sqrt{T} \quad (2.12)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'ajustement. Cela signifie que plus la corrélation est longue, meilleure est la



**FIGURE 2.14** – Rapport signal sur bruit de la corrélation par rapport à la durée  $T$  des enregistrements pour différents fréquences centrales  $f$  de 30 kHz et 80 kHz (la bande passante est 40 kHz pour tous les deux cas). L'ajustement théorique pour chaque fréquence est de la forme  $\alpha\sqrt{T}$  avec  $\alpha$  le paramètre d'ajustement.

reconstruction. Dans notre expérience, quelques secondes ont suffi pour obtenir l'arrivée directe du mode  $L(0,1)$ .

De plus, il est généralement reconnu que les hautes fréquences sont plus difficiles à reconstruire par corrélation croisée que les basses fréquences [56]. Nous voyons clairement sur cette figure que le RSB pour la fréquence centrale 30 kHz est plus grand que celui de la fréquence centrale 80 kHz.

Nous avons jusqu'à maintenant étudié les fluctuations des corrélations. Ces fluctuations sont liées au taux de convergence des corrélations vers la réponse impulsionnelle. Le RSB obtenu dans nos expériences est en accord qualitativement avec les études précédentes. Avec cette étude, nous pouvons choisir les bons paramètres pour appliquer la méthode passive pour la suite. Par exemple, avec le bruit ambiant généré dans la configuration de laboratoire à l'aide d'un jet d'air comprimé, environ 10 s à 20 s du bruit sont suffisantes pour la reconstruction de la fonction de Green.

Nous verrons dans la section suivante l'utilisation de la méthode passive à l'aide d'un nouveau type de capteur : les réseaux de Bragg sur fibre optique (FBG). Ces capteurs sont très prometteurs pour une utilisation dans un contexte de contrôle santé des structures, et leur emploi combiné avec les méthodes passives est une nouveauté, évoquée pour la première dans les travaux de thèse de Tom Druet qui ont précédé cette thèse. Nous allons aller plus loin dans la compréhension de leur fonctionnement et leur adéquation au système purement passif pour le contrôle de tube que l'on souhaite développer à terme.

## 2.4 Vers le SHM passif par FBG

En SHM par ondes ultrasonores, le transducteur PZT est le plus couramment utilisé à la fois pour la génération et pour la détection des ultrasons [84]. Rappelons que les résultats obtenus présentés à la section précédente sur la méthode passive nous permettent d'utiliser des capteurs dits passifs tel que les FBG. Cela nous permet de remplacer les transducteurs PZT qui ne résistent pas aussi bien en environnements difficiles (haute température, radioactif, ...). Nous allons brièvement rappeler le principe de mesure des ondes guidées à l'aide des FBG, puis nous comparerons les signaux obtenus par PZT et FBG. Enfin, nous montrerons des exemples des signaux passifs obtenus par FBG sur des tubes dans lesquels circule de l'eau, configuration donc très proche de celle visée à terme.

### 2.4.1 Le capteur FBG

Suite à la proposition de Kao et Hockham dans [85] qui utilisent les fibres optiques pour les systèmes de communication, les techniques de modulation de la lumière à l'intérieur d'une fibre optique ont été étudiées intensivement [86]. Ce sont des techniques de modulation qui permettent de développer les capteurs sur fibre optique. Pour l'instrumentation et la métrologie, les principales grandeurs physiques modulant l'indice optique des fibres sont les perturbations mécaniques, thermiques, électriques, magnétiques,... La détection des déformations dynamiques comme des ondes ultrasonores est donc basée sur la modulation mécanique [87, 88]. Wild et Hinckley ont présenté dans [89] les méthodes de détection par fibre optique des signaux des ondes acoustiques ultrasonores, et aussi d'autres signaux tels que les émissions acoustiques, et la déformation dynamique induite par un impact. De manière générale, il existe trois sortes de capteurs à fibre optique :

- Capteur basé sur l'intensité [90];
- Capteur interférométrique [91];
- Réseau de Bragg ou capteurs FBG (pour Fiber Bragg Gratings) [92, 93].

Parmi ces techniques, le capteur FBG, développé au cours des dernières décennies, a été largement utilisé pour mesurer les mesurandes statiques et dynamiques dans diverse applications [94, 95, 96, 97]. Les capteurs FBG offrent plusieurs avantages par rapport aux capteurs PZT :

- Possibilité de multiplexage de plusieurs capteurs sur la même fibre optique;
- Immunité aux interférences électromagnétiques (EMI);
- De petite taille et léger, le capteur peut donc être intégré dans la structure avec un minimum d'intrusivité;
- Possibilité de les embarquer dans des structures en matériaux composites le long des fibres de renfort.

La détection des ondes acoustiques ultrasonores, notamment les ondes élastiques guidées par FBG a été utilisée dans plusieurs études [98, 99, 100, 101]. L'inspection par capteurs FBG pour détecter des défauts a attiré beaucoup d'attentions sur des structures de type plaque [102, 103] et sur des structures de type tube [104, 105]. Dans ces dernières études, des transducteurs PZT sont utilisés pour générer les ondes et les capteurs FBG sont en réception pour enregistrer les ondes qui se propagent dans la structure. L'inspection est réalisée en comparant les signaux de défaut avec ceux de référence. Cette thèse introduit une nouveauté très prometteuse : la possibilité de se passer des transducteurs PZT (jugés trop intrusifs) pour n'avoir qu'un système basé sur des FBG, facile à déployer, très robuste et disposant d'un grand nombre de points de mesure (donc fiable).

Le principe de détection des ondes acoustiques par un capteur FBG est revue dans [97]. Ce principe est introduit brièvement ici.

Les dimensions principales d'un capteur FBG sont montrées sur la figure 2.15. Un capteur FBG

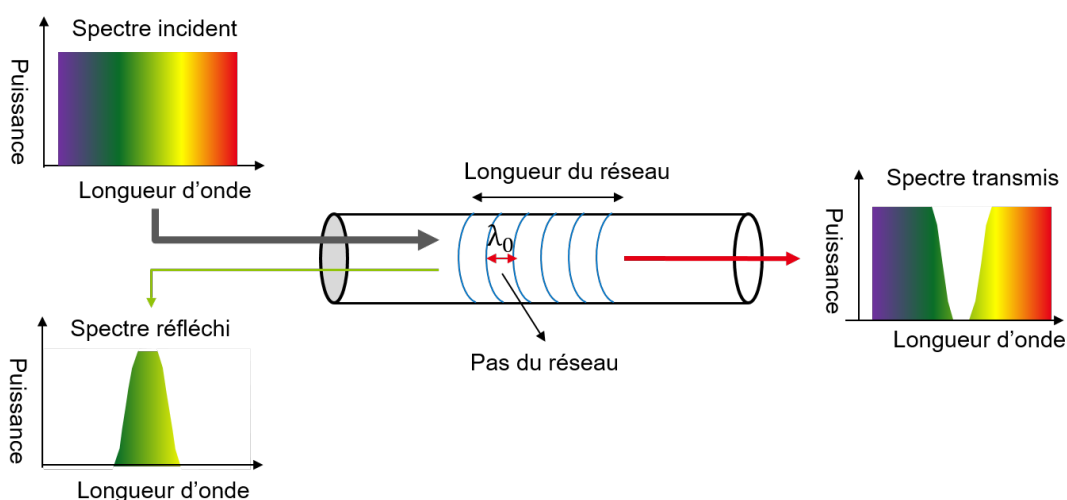


FIGURE 2.15 – Schéma qui montre les dimensions principales d'un capteur FBG.

comporte une variation périodique de l'indice de réfraction du matériau constituant le cœur d'une fibre optique avec une période de variation nominale  $\Lambda_0$  appelée le pas du réseau du capteur FBG. La



longueur  $L$  sur laquelle varie l'indice de réfraction est appelée la longueur du réseau. Grâce à la variation périodique de l'indice de réfraction, quand une lumière large bande est injectée dans la fibre optique, le réseau de Bragg va réfléchir une seule bande étroite de longueurs d'onde, tandis que le reste des longueurs d'onde est transmis à travers la fibre optique. La longueur d'onde avec la réflectivité maximale est connue sous le nom de longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  reliée au pas du réseau par :

$$\lambda_B = 2\pi n_0 \Lambda_0 \quad (2.13)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction effective du réseau.

À partir de cette relation, nous voyons bien que toute modification du pas de réseau  $\Lambda_0$  du FBG due aux déformations locales de la fibre peut amener au décalage de longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ . Par conséquent, toute variation de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  réfléchi par le réseau permet de remonter à la variation locale de la déformation. La déformation peut aussi être une conséquence d'une dilatation due à la température, mais les échelles temporelles mises en jeu sont très différentes dans notre cas, l'effet de la température est un effet quasi-statique facile à filtrer.

La variation de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  peut être mesurée par différentes techniques de démodulation et si le lecteur est intéressé, plusieurs techniques de démodulation sont présentées dans [97]. Nous omettons ici des détails sur les différentes techniques de démodulation pour les capteurs FBG car elles dépassent la portée de ce manuscrit. Par contre, nous présentons ici la technique de démodulation appliquée dans l'instrumentation qui nous a permis de faire des acquisitions à l'aide des capteurs FBG durant cette thèse. Il s'agit de la technique de démodulation qui est basée sur une source de laser telle que le laser à semi-conducteur ajustée. Une photo-diode est utilisée dans le but de recevoir la puissance de la lumière réfléchi par le FBG. Ici, dans une courte portée du spectre réfléchi du FBG, la pente du spectre est linéaire. Si la température est considérée constante (ce qui est le cas pour nous aux échelles de temps de mesure, quelques secondes), les signaux des ondes ultrasonores peuvent donc être représentés par les fluctuations de la tension issue de la photo-diode [106, 107].

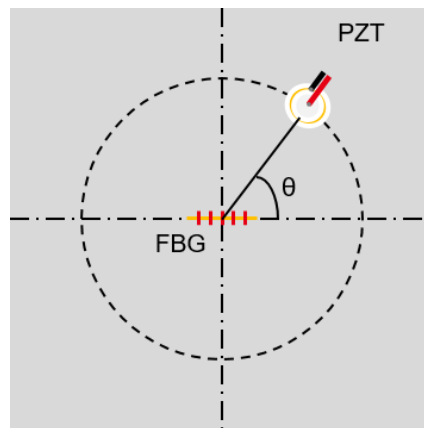
Contrairement au capteur PZT qui présente une sensibilité omnidirectionnelle, un FBG présente une direction privilégiée. Celle-ci vient de la géométrie linéaire des capteurs FBG. Notamment la sensibilité d'un FBG dépendra des orientations relatives de la direction de propagation de l'onde acoustique et de l'axe de la fibre [108, 109]. Par exemple, la direction de la contrainte maximale sera parallèle à la direction de propagation pour les modes de Lamb (on peut supposer que l'onde de Lamb est détectée en champ lointain, car la distance entre la source ultrasonore et le capteur est beaucoup plus grande que la longueur d'onde acoustique). Par contre, il a été démontré théoriquement et expérimentalement dans la référence [110] que la plus grande sensibilité pour le mode de SH0 est à 45°. Enfin, il faut également noter que les FBG collés sur la surface de la structure sont moins sensibles aux déplacements hors plan qu'aux déplacements dans le plan [111].

Dans l'expérience suivante, la directivité du capteur FBG a été testée expérimentalement. Le but est de mesurer l'amplitude des ondes guidées à l'aide d'un FBG en fonction de l'orientation d'une source ultrasonore. Le schéma de la figure 2.16 montre la configuration pour mesurer la directivité d'un FBG dans laquelle l'émission est réalisée par un PZT. Au cours de l'expérience, les angles d'incidence  $\theta$  des ondes ont été modifiés de 0° à 90° avec un pas d'environ 10°. La réponse du FBG a été mesurée à chaque position du transducteur PZT (à chaque angle d'incidence des ondes respectivement). La figure 2.17 montre la mesure de la directivité d'un FBG de longueur 18 mm. À une incidence de 0°, le capteur possède la plus grande sensibilité à l'onde  $A_0$  et une sensibilité presque nulle à cette onde à 90°, comme le montre la figure 2.17a. La dépendance de l'amplitude maximale normalisée  $A$  du signal par rapport à l'angle d'incidence  $\theta$  pour le mode Lamb  $A_0$  est illustrée dans la figure 2.17b, qui correspond bien au modèle géométrique sinusoïdal (c'est-à-dire  $A = \cos^2\theta$ ) introduit par [103] (variation de l'amplitude mesurée en  $\cos^2$  de l'angle d'incidence de l'onde sur le capteur).

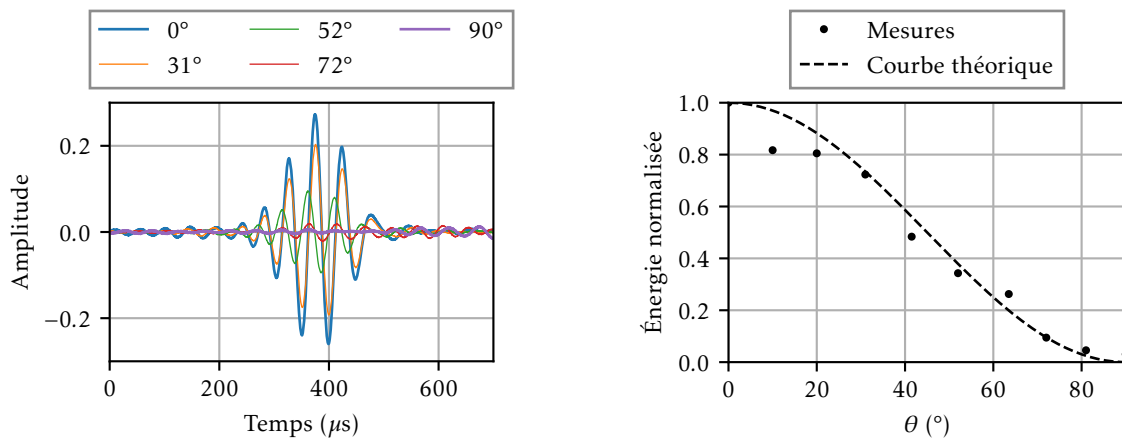
Dans la section suivante, nous montrerons des comparaisons de mesures actives à l'aide des transducteurs PZT et des capteurs FBG.

## 2.4.2 Comparaison de mesures actives par PZT et FBG

Des signaux actifs mesurés par des PZT sont comparés ici à des signaux actifs mesurés par des FBG. La configuration expérimentale considérée est celle que nous retrouverons dans le chapitre 4 lorsque nous nous attacherons à réaliser de la tomographie hybride PZT-FBG. Elle est schématisée sur la figure 2.18. Deux couronnes de capteurs sont utilisées. La configuration PZT est montrée dans la figure 2.18a. Elle correspond à la même configuration que celle étudiée dans la section précédente. La configuration



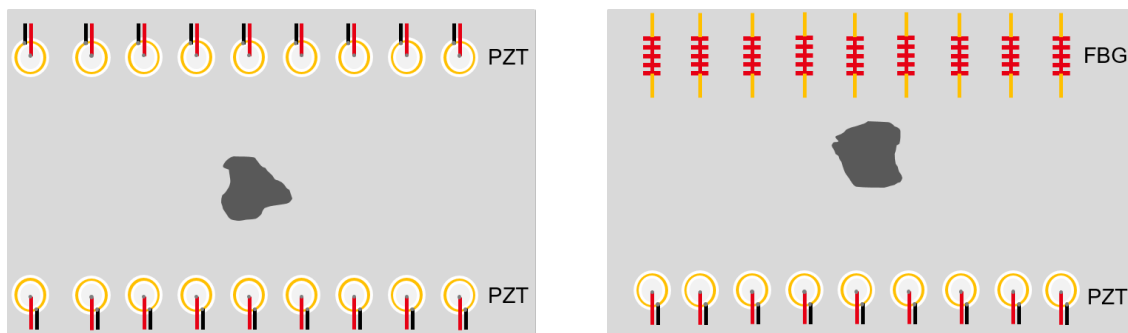
**FIGURE 2.16** – Schéma de configuration pour mesurer la directivité d'un FBG. L'émission est réalisée par un PZT. Le capteur FBG mesure des signaux ultrasonores pour différentes orientations  $\theta$  entre le PZT et le FBG.



(a) Signaux ultrasonores temporels mesurés pour différentes orientations entre la source et le récepteur.

(b) Amplitude maximale normalisée en fonction de l'angle d'incidence.

**FIGURE 2.17** – Directivité du FBG de 18 mm de longueur.



(a) Schéma de la configuration PZT - PZT pour les signaux actifs.

(b) Schéma de la configuration PZT - FBG pour les signaux actifs.

**FIGURE 2.18** – Schéma de comparaison active entre les PZT et les FBG.

FBG est montrée dans la figure 2.18b. Une première couronne de 16 transducteurs PZT sont collés sur un tube pour émettre les ondes. Une deuxième couronne de 16 FBG est collée sur ce tube pour recevoir les ondes. Les deux couronnes sont espacées de 400 mm. Notons que les deux configurations sont montrées

dans une représentation 2D (ou tube déroulé).

La figure 2.19 montre les signaux mesurés par les capteurs PZT et FBG quand le capteur numéro 8 émet. Les signaux reçus par les FBG sont grossièrement semblables à ceux reçus par les PZT pour les

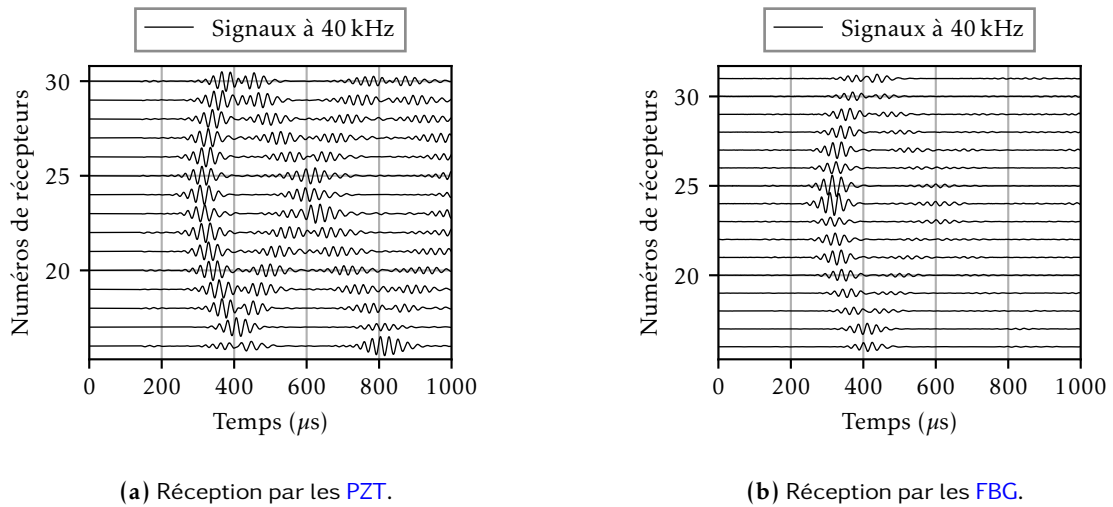


FIGURE 2.19 – Comparaison des signaux temporels.

premiers paquets d'onde. Nous voyons toutefois l'effet de la directivité car les paquets d'ondes sont de moins en moins énergétiques quand l'angle entre la direction de propagation et l'axe du FBG augmente. Cet effet est encore plus visible sur les modes hélicoïdaux. Le schéma de la figure 2.20 explique ce phénomène. Les modes hélicoïdaux correspondent aux ondes qui font au moins un tour autour du tube

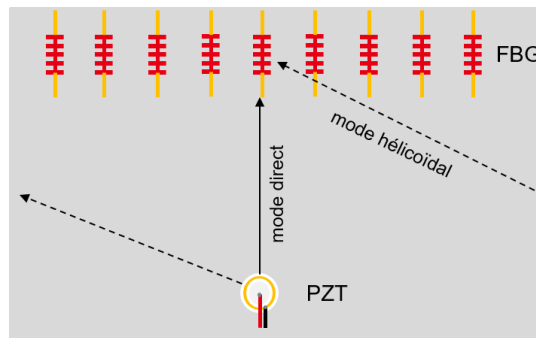


FIGURE 2.20 – Schéma de démonstration la diminution de sensibilité de FBG sur les modes hélicoïdaux.

avant d'arriver au point de mesure. Dans une représentation 2D, un premier mode hélicoïdal est montré comme sur la figure 2.20. L'angle entre la direction d'arrivée de l'onde et l'axe du capteur FBG est plus grand pour les modes hélicoïdaux que pour les modes directs. Cela explique pourquoi la mesure des modes hélicoïdaux est moins énergétique sur la figure 2.19b que sur la figure 2.19a.

En tomographie, la question des effets de directivité des FBG se posera dans le chapitre 4. Nous montrerons la faisabilité de la tomographie passive par FBG à l'aide d'un premier résultat de tomographie hybride pour détecter un défaut de corrosion dans un tube.

Dans la section suivante, nous présentons tout d'abord un résultat prometteur sur la reconstruction passive par FBG.

### 2.4.3 Reconstruction passive par FBG

Nous montrons dans cette section un résultat de reconstruction passive par FBG sur une boucle d'essai fluide de la Direction de l'Énergie Nucléaire (DEN) du CEA. L'eau circule à l'intérieur du tube, et son débit peut être réglé. Le tube étudié a les propriétés résumées dans le tableau 2.2. Notons que ce n'est pas le même tube que nous avons étudié précédemment et ce tube ne sera pas utilisé pour étudier

Diamètre externe ( $D$ )	Épaisseur nominale $e_0$	Longueur $L$	Matériau
273 mm	2 mm	1500 mm	Acier inoxydable

TABLEAU 2.2 – Configuration du tube droit de grand diamètre utilisé pour étudier la reconstruction passive par FBG sur une boucle d’essai fluide de la Direction de l’Énergie Nucléaire (DEN) du CEA.

expérimentalement la tomographie passive. Celle-ci avec la circulation de l’eau à l’intérieur du tube devront faire l’objet des études ultérieures.

La configuration pour la mesure du bruit généré par l’écoulement fluide est montrée sur la figure 2.21. Dans cette configuration, quatre FBG sont collés de manière alignée selon l’axe du tube. Les distances

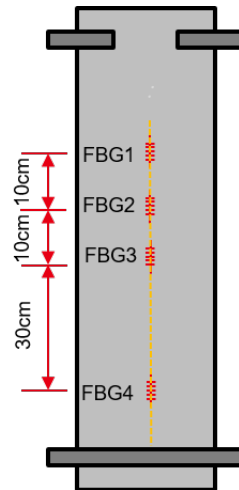


FIGURE 2.21 – Schéma de la configuration pour la reconstruction passive par FBG.

entre les FBG sont identifiées sur la figure 2.21. Pour obtenir les signaux passifs entre capteurs, une acquisition de 50 secondes de bruit ambiant est réalisée. Le bruit ambiant est généré par la circulation de l’eau à l’intérieur du tube ou d’autres sources de bruit non identifiées (pompe, ...). Les conditions matérielles et le temps disponible n’étaient pas suffisants pour investiguer cela en détail, mais ces premières expériences en conditions réalistes ont toutefois permis de mettre en évidence plusieurs résultats intéressants que nous détaillons ci-dessous. Un exemple du signal de bruit et de son spectre sont présentés sur la figure 2.22. Nous avons identifié dans la section précédente que la densité spectrale est très large pour les bruits qui sont générés par un jet d’air comprimé à l’intérieur d’un tube. Il semblerait que ce ne soit pas le cas pour cette configuration qui est basée sur un fluide qui est de l’eau. En effet, nous voyons bien sur la figure 2.22b que le spectre de bruit est relativement basse fréquence et que la bande passante est étroite.

Pour obtenir le signal passif issu de la CBA, la corrélation des 50 secondes de bruit est calculée. Nous montrons la reconstruction passive en fonction de la distance entre deux FBG sur les figures 2.23 et 2.24. Pour ce faire, la reconstruction est réalisée sur l’ensemble des couples de FBG possibles comme montré dans le tableau 2.3 :

Couple	Distance (mm)
FBG1 - FBG2	100
FBG1 - FBG3	200
FBG3 - FBG4	300
FBG2 - FBG4	400
FBG1 - FBG4	500

TABLEAU 2.3 – Ensemble des couples de FBGs possibles pour la reconstruction passive.

Nous montrons sur la figure 2.23 la reconstruction passive par FBG pour différentes distances entre les FBG au débit de  $10 \text{ L s}^{-1}$ . Comme mentionné précédemment, le spectre du signal est relativement basse fréquence, nous montrons ici le cas de la meilleure reconstruction obtenue pour le contexte de

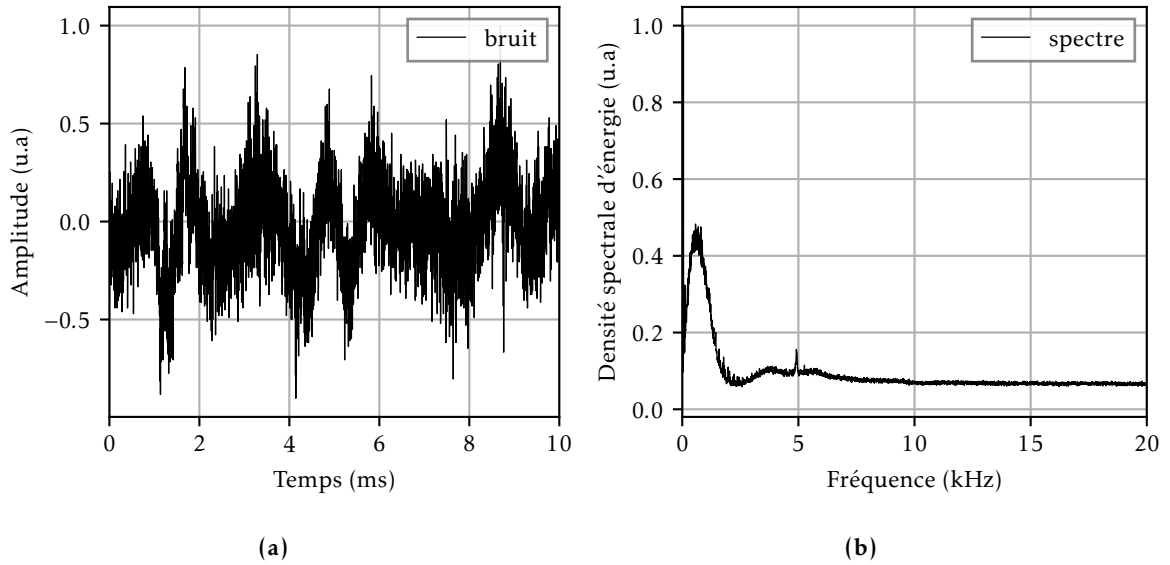


FIGURE 2.22 – Exemple d’une portion de bruit enregistré par un capteur FBG de 18 mm, le bruit est généré par la circulation de l’eau dans un système de tuyauterie au débit  $25 \text{ L s}^{-1}$ . (a) Signal temporel du bruit; (b) Spectre du bruit.

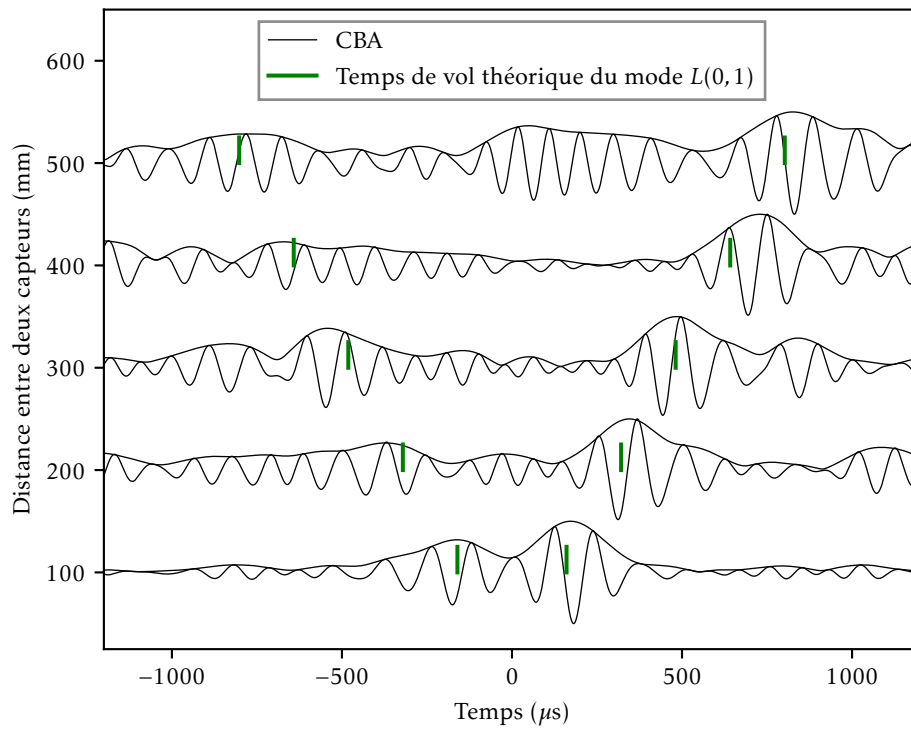
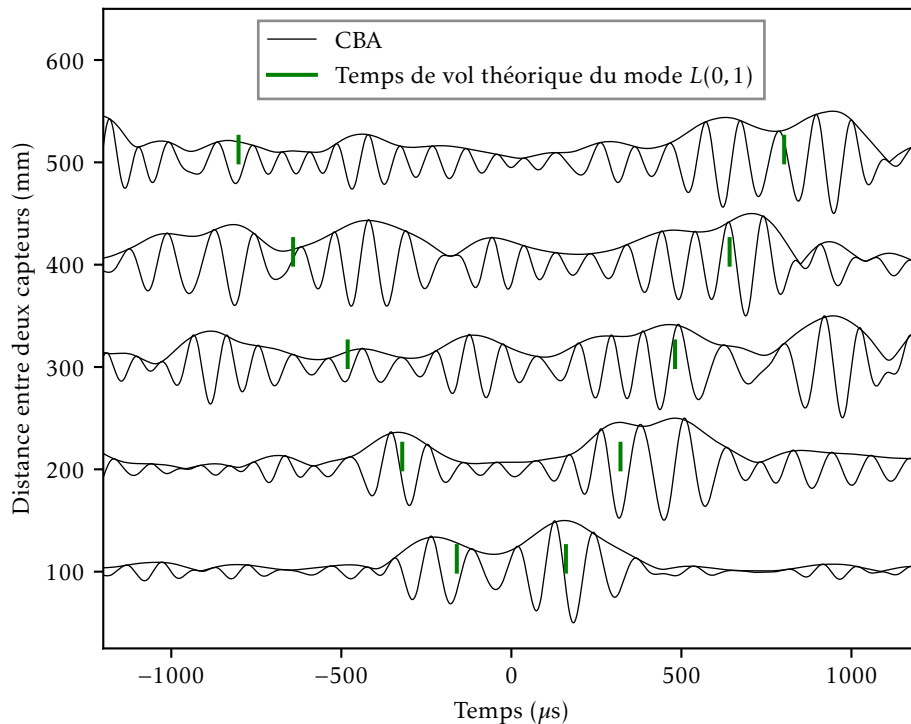


FIGURE 2.23 – Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs pour différents couples de capteurs avec des mesures par FBG et pour un débit valant  $10 \text{ L s}^{-1}$ .

tomographie. Les signaux passifs montrés sont issus de la CBA, filtrée avec une fréquence centrale de 10 kHz et une bande passante de 10 kHz. Sur la figure 2.23, au fur et à mesure que la distance augmente, les paquets correspondants au mode  $L(0,1)$  se propagent en accord avec les temps de vol théoriques. Ceci est une preuve qualitative d’une reconstruction passive par CBA à l’aide de capteurs FBG dans une configuration proche de celles visées industriellement.

Les reconstructions passives par **FBG** pour un débit plus élevé ( $25 \text{ L s}^{-1}$ ) sont montrées sur la figure 2.24. Les signaux passifs sont issus de la **CBA**, filtrée à la même fréquence centrale de 10 kHz et avec



**FIGURE 2.24** – Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs pour différents couples de capteurs avec des mesures par **FBG** et pour un débit valant  $25 \text{ L s}^{-1}$ .

la même bande passante de 10 kHz. Malgré une moins bonne qualité de reconstruction que dans le cas précédent, nous observons des paquets positionnés aux temps de vol théoriques du mode  $L(0,1)$ . Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que quand le débit de l'eau augmente, cela favorise des vibrations à très basse fréquence (par exemple dues à la pompe) pour la boucle d'essai étudiée. Ainsi, la qualité de reconstruction est diminuée à plus haute fréquence, à savoir 10 kHz. Ces premiers résultats de reconstruction passive par **FBG** sur une boucle sont extrêmement prometteurs. Même si la qualité de la reconstruction est loin d'être parfaite du fait du peu de temps disponible d'accès à la boucle d'essais, ils démontrent la faisabilité de l'emploi de ces capteurs novateurs dans une configuration proche de celle visée industriellement. D'autres travaux mériteraient de poursuivre cette piste afin d'investiguer plus en détail les possibilités d'améliorer ces premiers résultats.

## 2.5 Conclusion sur la méthode passive

Dans ce chapitre, la méthode passive par la **CBA** a été étudiée. Nous avons testé les performances de cette technique dans différents cas d'application. Nous avons montré aussi la faisabilité de l'utilisation des nouveaux capteurs **FBG** pour le contrôle passif de structure.

Pour la configuration de tomographie, les comparaisons entre les signaux passifs et les signaux actifs ont été présentées. On constate qu'il y a un bon accord se trouve entre eux. La tomographie par **Onde Élastique Guidée (OG)** sera introduit dans le chapitre suivant. Cette technique nous permettra de monter la cartographie d'épaisseur de la zone inspectée dans le but de détecter et caractériser un défaut de corrosion. Les données d'entrée pour la tomographie correspondront aux temps de vol ou aux module et phase des signaux. Ceci sera détaillé ultérieurement. Cela dépend du modèle utilisé pour développer la tomographie par **OG**. Dans les approches de tomographie classiques, ces données peuvent être estimées à partir des signaux actifs. Les données peuvent être aussi estimées à partir des signaux passifs grâce à un bon accord avec les signaux actifs. Par conséquent, la méthode passive présentée dans ce chapitre sera couplée avec la tomographie afin de détecter des défauts dans des tubes à l'aide uniquement des bruits

ambiants générés à l'intérieur des tubes. Cette technique nous offre une solution attractive pour le SHM dans des tubes dans le futur.

# Tomographie par ondes élastiques guidées pour l'inspection de tubes

## Sommaire du présent chapitre

<b>3.1 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées</b>	<b>58</b>
3.1.1 Tomographie en temps de vol . . . . .	59
3.1.2 Tomographie par diffraction . . . . .	62
<b>3.2 Données d'entrée des algorithmes de tomographie</b>	<b>71</b>
3.2.1 Données de simulation par éléments finis . . . . .	72
3.2.2 Détection de temps de vol . . . . .	75
3.2.3 Estimation de champ diffracté . . . . .	79
<b>3.3 Résultats sur données simulées</b>	<b>85</b>
3.3.1 Tomographie sur tube droit . . . . .	85
3.3.2 Tomographie sur tube coudé . . . . .	92
<b>3.4 Conclusion sur la tomographie par ondes élastiques guidées dans les tubes</b>	<b>98</b>

Nous avons vu dans le chapitre 1 la description approfondie de la manière dont les ondes peuvent se propager dans un tube. Le modèle élastodynamique permet de décrire de manière complète la propagation des ondes dans la structure. Néanmoins, la diffusion d'un défaut basée sur ce modèle est très compliquée. L'inversion de ce modèle pour obtenir les paramètres du modèle (et ainsi détecter des défauts potentiels) à partir des mesures ou données de la propagation d'ondes guidées dans la structure est très coûteuse. Par conséquent, un modèle acoustique plus simple est utilisé pour approximer la propagation d'ondes guidées puis dériver les méthodes de détection de défauts dans la structure. Le modèle acoustique est couramment utilisé dans la communauté pour développer des algorithmes de tomographie par **Onde Élastique Guidée (OG)**, notamment pour des structures comme des plaques [112, 113, 24, 44], des tubes [45, 46] ou encore, plus récemment pour des structures courbées comme des coudes [114, 25]. Nous présentons dans ce chapitre différents algorithmes de tomographie par **OG** basés sur le modèle acoustique présenté dans le chapitre 1. Pour les tubes de grands diamètres (et faible épaisseur) les algorithmes de tomographie sont relativement proches de ceux qui ont été développés pour les plaques et présentés par exemple dans [42]. Nous présenterons ici des adaptations pour pouvoir traiter les tubes. Des adaptations et corrections supplémentaires seront proposées pour mieux exploiter ces algorithmes dans le cas de tubes de petits diamètres mais aussi pour les coudes.

Après avoir présenté différents algorithmes de tomographie et les corrections nécessaires sur tubes de petits diamètres, nous allons montrer les résultats de tomographie sur des données issues de simulations (solveur éléments finis développé au *CEA List*).



### 3.1 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées

Nous abordons premièrement différents algorithmes de tomographie par OG basés sur un modèle acoustique simple dans cette section.

Des algorithmes de tomographie par ondes guidées sont développés et testés dans plusieurs travaux de recherche, notamment la tomographie en temps de vol [115, 116], la tomographie par diffraction [24, 23], et des algorithmes hybrides combinant les deux méthodes précédentes [117]. Nous allons brièvement décrire ces trois approches.

La tomographie en temps de vol, qui est basée sur un modèle de rayon représenté généralement par l'équation eikonale, utilise le temps d'arrivée des paquets d'ondes guidées (temps de vol) pour reconstruire la distribution de la lenteur (inverse de la vitesse). Il y a deux approches pour aborder ce modèle de rayon. Premièrement, une approche basée sur des rayons droits [112] a été étudiée dans la tomographie par ondes guidées en considérant que la perturbation du milieu ne modifie pas le trajet d'onde. Autrement dit, on fait l'hypothèse que l'onde se propage dans un milieu homogène. Notons que le terme de *rayon droit* est géométriquement logique pour décrire une propagation rectiligne d'ondes guidées dans une plaque plane. Pour un tube droit, ce sont physiquement des rayons courbés mais ce seront des rayons droits dans le domaine de coordonnées curvilignes. Néanmoins, pour un tube coudé, comme nous avons montré dans le chapitre 1, les rayons qui sont tracés dans un milieu homogène (par la géodésie) sont physiquement des rayons courbés sur la surface du coude et ils sont aussi courbés dans le domaine de coordonnées curvilignes. Deuxièmement, une approche basée sur des rayons courbés [113] a aussi été étudiée pour la tomographie par ondes guidées en résolvant soit l'équation eikonale, soit les équations des rayons qui sont dérivées de l'équation eikonale ou le principe de Fermat. Cette approche nous permet de prendre en compte la réfraction des ondes guidées à cause des défauts. Cependant, en ignorant la diffraction, ce modèle de rayon n'est valable que lorsque les défauts sont beaucoup plus grands que la longueur d'onde et assez réguliers. La résolution de la tomographie en temps de vol est limitée par la largeur de la première zone de Fresnel  $\sqrt{L\lambda}$ , où  $L$  est la distance entre la source et le récepteur, et  $\lambda$  est la longueur d'onde [118].

La tomographie par diffraction est basée sur l'équation de Helmholtz et prend en compte la diffraction des ondes guidées par les défauts. Le modèle de diffusion est linéarisé par les approximations de Born ou de Rytov. Belanger et ses collaborateurs [24] ont étudié la tomographie par diffraction pour détecter des défauts de faibles diffusions dans le cadre de l'approximation de Born. L'approximation de Rytov, par contre, exige que les phases du champ total et du champ incident soient déroulées [119]. Elle n'est donc adaptée qu'aux diffusions de faibles contrastes avec des mesures peu bruitées. De plus, l'opération de déroulement de la phase du champ est généralement difficile et coûteuse. Enfin, la tomographie par diffraction peut théoriquement améliorer la résolution par rapport à la tomographie en temps de vol, jusqu'à une limite théorique maximale de  $\lambda/2$ . Cependant, elle nous permet seulement de caractériser des défauts de petites tailles ou de faibles contrastes pour lesquels le déphasage dû au défaut est faible (déphasage inférieur à  $\pi$  [120]).

Plus récemment, Huthwaite et ses collaborateurs [117] ont combiné tomographie en temps de vol et tomographie par diffraction et ont proposé un nouvel algorithme hybride nommé **Hybrid Algorithm for Robust Breast Ultrasound Tomography (HARBUT)**. Celui-ci a été initialement développé pour des applications médicales, puis appliqué à la tomographie par ondes guidées grâce à une version itérative [44]. En général, cette approche a pour but de surmonter les limites liées à l'approximation de Born. La tomographie en temps de vol fournit une première image qui est ensuite utilisée pour mettre à jour les fonctions de Green que nécessite la tomographie par diffraction. En tomographie par diffraction classique, ce sont des fonctions de Green homogènes qui sont utilisées. En revanche, ces fonctions de Green sont mises à jours de manière itérative dans **HARBUT** pour obtenir des fonctions de Green perturbées qui font que le modèle respecte mieux l'approximation de Born et donc peut converger dans des configurations pour lesquelles la tomographie par diffraction échoue (défauts présentant une forte diffusion par exemple).

Récemment, des travaux ont été menés pour étudier la méthode dite d'inversion complète de la forme d'onde (sous le nom en anglais **Full Waveform Inversion (FWI)**) pour la tomographie par ondes guidées [121, 122]. Le problème de tomographie est posé sous la forme d'un problème d'optimisation où les paramètres d'un modèle sont changés itérativement afin d'ajuster les données modélisées par rapport aux données observées. C'est un problème non-linéaire donc les techniques d'optimisation comme la descente de gradient sont utilisées pour trouver une solution. À chaque itération, une modélisation numérique est effectuée dans le but de minimiser une fonction coût entre les données modélisées et les données

observées. Par rapport aux autres méthodes de tomographie qui sont limitées par la diffusion linéaire, la **FWI** permet de prendre en compte la diffraction et la diffusion d'ordre supérieur dans son solveur numérique. Ainsi, il est possible de capturer une plus grande partie de la physique de la diffusion des ondes guidées, ce qui pourrait conduire à des résultats d'inversion plus précis. Cependant, cette méthode **FWI** est généralement extrêmement coûteuse en temps de calcul car le modèle utilisé plus complet et donc complexe.

Afin de rester dans des temps de calculs raisonnables, nous nous intéressons dans le cadre de cette thèse aux algorithmes de tomographie en temps de vol et de tomographie par diffraction qui sont basés sur un modèle acoustique plus simple. Nous présentons maintenant plus en détail les algorithmes mis en œuvre dans la thèse.

### 3.1.1 Tomographie en temps de vol

Concernant l'approche par rayon droit, Jansen et Hutchins [123] ont été les premiers à publier sur la tomographie basée sur l'utilisation des ondes de Lamb. Dans cet article, la variation d'amplitude et le délai de propagation ont été utilisés pour obtenir des images tomographiques en atténuation et en vitesse, basées sur une technique de rétroprojection filtrée [124]. Cette technique nécessite 2 lignes de capteurs parallèles tournant autour de l'objet à reconstruire. La tomographie par rayon droit a été aussi étudiée dans les articles [115, 116]. Dans [116] notamment, une méthode de tomographie basée sur une reconstruction algébrique est présentée. Cette méthode de reconstruction est plus appropriée pour les applications de **Contrôle Non Destructif (CND)** ou **Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM)** que la technique de rétroprojection filtrée. Cette dernière nécessite en effet une continuité de projections parallèles, pour obtenir une bonne qualité de reconstruction, ce qui n'est pas le cas dans plusieurs expériences et configurations réelles. Dans le contexte du **SHM**, cette technique de rétroprojection filtrée ne peut pas être réalisée avec un réseau fixe de transducteurs. Nous nous intéressons donc dans cette thèse à la tomographie en temps de vol par reconstruction algébrique.

À partir de l'équation éikonale générale sur une surface  $S$  avec des coordonnées curvilignes  $X, Y$  :

$$|\nabla_S T(X, Y)|^2 = \frac{1}{v(X, Y)^2}, \quad (3.1)$$

basée sur le principe d'Huygens, le vecteur  $\nabla_S T$  est perpendiculaire au front d'ondes qui est défini par la courbe fermée des temps de vol  $T$  constants. Les rayons sont aussi définis comme des courbes qui sont perpendiculaires au front d'ondes. Cela veut dire que le vecteur  $\nabla_S T$  est tangent au rayons. Nous pouvons donc réécrire l'équation éikonale en termes de la longueur  $a$  de l'arc le long du rayon, ce qui est représenté par le vecteur  $\mathbf{r}(a)$ , comme :

$$\nabla_S T = \frac{1}{v} \frac{\partial \mathbf{r}(a)}{\partial a}. \quad (3.2)$$

Cette expression nous permet d'estimer le temps de vol  $T(\mathbf{r}_c; \mathbf{r}_s)$  entre un émetteur  $\mathbf{r}_s$  et un récepteur  $\mathbf{r}_c$  par l'intégrale :

$$T(\mathbf{r}_c; \mathbf{r}_s) = \int_{\mathbf{r}_s}^{\mathbf{r}_c} \frac{1}{v} \frac{\partial \mathbf{r}(a)}{\partial a} \partial \mathbf{r} = \int_{\mathbf{r}_s}^{\mathbf{r}_c} \frac{1}{v} da, \quad \text{car} \quad \left| \frac{\partial \mathbf{r}(a)}{\partial a} \right|^2 = 1. \quad (3.3)$$

L'approche de reconstruction algébrique consiste à discrétiser le domaine pour obtenir des équations algébriques pour des paramètres discrets inconnus sur ce domaine discret à partir des données, par exemple des temps de vol, qui sont mesurées de manière discrète. Dans le contexte de tomographie en temps de vol, la lenteur  $s = 1/v$  est inconnue. Une approximation  $\tilde{s}$  de  $s$  est obtenue en utilisant un nombre  $N$  d'éléments d'une base  $b_n(X, Y)$  comme :

$$\tilde{s}(X, Y) = \sum_{n=1}^N s_n b_n(X, Y). \quad (3.4)$$

où  $s_n$  sont des coefficients.

Par exemple, la base la plus simple est la base des pixels<sup>1</sup>. L'image est alors approximée par  $N$

1. Dans cette thèse nous utilisons la base des splines pour la tomographie en temps de vol. Cette base nous donne une meilleure représentation des cartographies de lenteur. De plus, la base des splines d'ordre infini converge vers la fonction gaussienne, ce qui

sous-carrés identiques :

$$b_n(X, Y) = \begin{cases} 1 & \text{à l'intérieur de pixel } n \\ 0 & \text{à l'extérieur de pixel } n \end{cases} \quad (3.5)$$

Nous pouvons donc écrire les temps de vol  $T(\mathbf{r}_c; \mathbf{r}_s)$  modélisés par l'équation 3.3 sur la base  $b_n(X, Y)$  entre les couples de capteurs  $s$  et  $c$  de la manière suivante :

$$T(\mathbf{r}_c; \mathbf{r}_s) = \int_{\mathbf{r}_s}^{\mathbf{r}_c} \left( \sum_{n=1}^N s_n b_n(X, Y) \right) da = \sum_{n=1}^N s_n \int_{\mathbf{r}_s}^{\mathbf{r}_c} b_n(X, Y) da. \quad (3.6)$$

En traçant les rayons entre  $M$  couples de capteurs possibles, nous pouvons alors obtenir un système d'équations pour  $M$  couples de capteurs (ou  $M$  rayons) :

$$\sum_{n=1}^N w_{mn} s_n = p_m \quad \text{pour } m=1, 2, \dots, M, \quad (3.7)$$

où  $w_{mn} = \int_{\mathbf{r}_{s(m)}}^{\mathbf{r}_{c(m)}} b_n(X, Y) da_m$  est l'intégrale curviligne de  $b_n(X, Y)$  le long du rayon  $m$ , avec  $s(m)$  et  $c(m)$  sont respectivement l'émetteur et le récepteur du rayon.  $w_{mn}$  représente la contribution du coefficient  $n$  au rayon  $m$  et  $p_m$  est la valeur de la projection du rayon  $m$  (une projection est considérée comme un temps de vol mesuré sur un couple de capteurs). Dans le domaine de coordonnées curvilignes  $X, Y$ , notons qu'avec la base de pixels et dans le cas de tubes droits, ce terme est égal à la longueur de l'intersection entre le rayon  $m$  et le pixel  $n$ . Notons également que ce n'est pas le cas pour le coude parce que la métrique est un facteur  $\leq 1$ .

Nous pouvons aussi réécrire ce système 3.7 sous forme d'un système matriciel comme suit :

$$W \times S = P, \quad (3.8)$$

où  $W \in \mathbb{R}^{M \times N}$  est la matrice de pondération de  $w_{mn}$ ,  $S \in \mathbb{R}^{N \times 1}$  est le vecteur colonne qui représente les valeurs des coefficients  $s_n$  à trouver dans le domaine et  $P \in \mathbb{R}^{M \times 1}$  est aussi un vecteur colonne qui représente les valeurs  $p_m$  de toutes les projections.

L'équation 3.8 (ou le système d'équation 3.7) peut être résolue par plusieurs méthodes. En général, et particulièrement pour le SHM, le nombre de capteurs utilisés est souvent optimisé pour répondre aux contraintes d'intrusivité, de temps de calculs, de consommation énergétique, etc. Cela rend le système d'équation 3.7 souvent sous-déterminé. Ainsi, la solution est souvent obtenue sous une forme de solution de norme minimale.

La méthode de Kaczmarz [125] est une méthode itérative qui est capable de résoudre tout type de système d'équations linéaire comme 3.8, que ce soit un système sur-déterminé ou sous-déterminé. Pour cette méthode, une valeur initiale<sup>2</sup> est nécessaire pour ensuite estimer la séquence des valeurs itératives  $S^k$  qui va converger vers la solution  $S^n$  après  $n$  itérations. Le choix de la valeur initiale est important, non seulement pour que la solution représente au mieux le défaut à imager, mais aussi pour que la convergence soit atteinte rapidement. Nous présenterons plus tard dans cette section deux choix différents pour les valeurs initiales qui correspondent à deux problèmes différents de reconstruction, que sont la reconstruction absolue et la reconstruction relative.

Avec une valeur initiale choisie, la valeur  $S^k$  est estimée à partir de  $S^{k-1}$  comme la solution au problème :

$$S^k = \arg \min_S \|S - S^{k-1}\| \quad \text{sous contrainte de} \quad \sum_{n=1}^N w_{kn} s_n = p_k \quad \text{pour } k=1, 2, \dots, M. \quad (3.9)$$

nous permet d'obtenir une formule analytique pour les bases. L'implémentation des algorithmes est alors plus simple.

2. pour obtenir une meilleure convergence vers la solution finale, cette valeur initiale est souvent obtenue à partir d'une connaissance préalable, par exemple la vitesse ou la lenteur dans la structure quand elle est à l'état initial ou à un état connu sans défaut.

À partir de cette équation, le passage de l'état  $k - 1$  à l'état  $k$  peut être obtenu comme suit :

$$s_i^k = s_i^{k-1} + \frac{p_k - \sum_{n=1}^N w_{kn} s_n^k}{\sum_{n=1}^N w_{kn}^2} w_{ki} \quad \text{pour } k=1,2,\dots,M \text{ et } i=1,2,\dots,N. \quad (3.10)$$

Notons que dans cette expression, les valeurs itératives de  $S$  sont mises à jour au travers de chaque équation du système d'équations 3.7.

Étant donné la simplicité d'implémentation de la méthode de Karzmarz, elle est utilisée dans plusieurs domaines d'application. Dans le domaine de la tomographie pour la reconstruction des images, Gabon et ses collaborateurs [126] ont montré l'application de cette méthode pour dériver la méthode dite de **Algebraic Reconstruction Technique (ART)**. C'est une méthode fréquemment utilisée dans le domaine de tomographie. La stratégie de cette méthode est que les paramètres du modèle sont mis à jours pour chaque rayon. En général, la méthode **ART** présente souvent les erreurs de reconstruction connues sous le terme de bruits '*salt and pepper*' à cause du fait que ce soit mis à jour pour chaque rayon. Des améliorations sont ensuite proposées pour améliorer la qualité de reconstruction. Par exemple, Gilbert a proposé une méthode itérative alternative **Simultaneous Iterative Reconstructive Technique (SIRT)** [127]. Contrairement à **ART**, les paramètres sont mis à jours après le calcul de toutes les projections. Malgré une meilleure qualité de reconstruction, cette méthode présente un désavantage concernant le temps de calcul assez long pour obtenir la convergence. Pour surmonter les deux problèmes explicités ci-dessus, la méthode dite de **Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART)** proposée par Andersen et Kak [128] permet de mettre à jours les paramètres de manière simultanée illumination par illumination (est appelé "illumination", l'ensemble des couples de capteurs pour un seul émetteur). Il a été aussi montré dans [128], [120] que la reconstruction **SART** permet d'obtenir de meilleurs résultats que les approches **ART** ou **SIRT** avec un temps de calcul plus rapide.

Ces trois différents algorithmes de reconstruction algébrique applicables à la tomographie en temps de vol sont présentés de manière détaillée par Kak et Slaney dans [120]. Nous nous intéressons donc par la suite à la reconstruction **SART**.

Comme expliqué précédemment, on appelle illumination un ensemble de rayons entre un émetteur donné et l'ensemble des récepteurs. Un exemple de deux illuminations différentes est montré sur la Figure 3.1. Sur cette figure, les capteurs sont représentés par les petits cercles rouges, le grand cercle gris

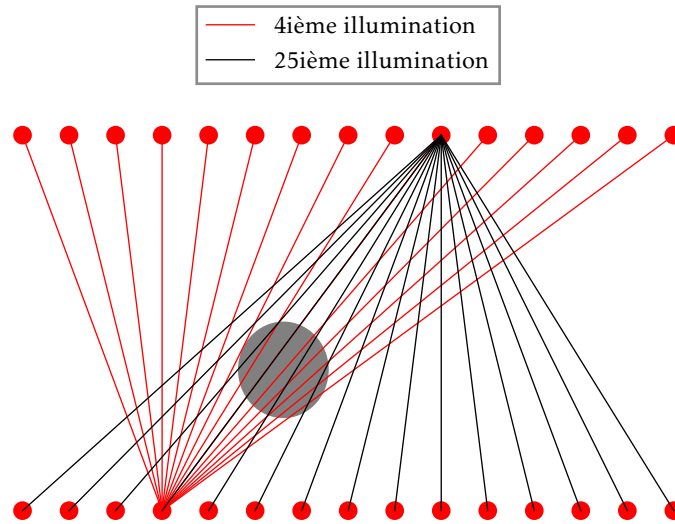


FIGURE 3.1 – Exemple de deux illuminations pour la tomographie en temps de vol par **SART**.

représente un défaut.

L'expression permettant de mettre à jour les paramètres par l'algorithme **SART** est alors donnée par :

$$s_i^k = s_i^{k-1} + \frac{\sum_{p_m \in P_k} \lambda_{mi} \frac{p_m - \sum_{n=1}^N w_{mn} s_n^k}{\sum_{n=1}^N w_{mn}} w_{mi}}{\sum_{p_m \in P_k} w_{mi}} \quad \text{pour chaque illumination } P_k \text{ pour } k=1,2,\dots,N_c \quad (3.11)$$

où  $N_c$  représente le nombre de capteurs utilisés.

Notons que dans cette expression 3.11, il y a 3 termes à détailler :

- Le terme de normalisation  $\sum_{n=1}^N w_{mn}$  est là pour compenser le nombre de pixels (coefficients) qui sont intersectés par chaque rayon ;
- Le terme de normalisation  $\sum_{p_m \in P_k} w_{mi}$  est là afin de compenser le nombre de rayons qui intersectent chaque pixel (coefficient) pour chaque illumination ;
- Le terme  $\lambda$  est une variable de relaxation optionnelle qui est basée sur une connaissance heuristique des défauts permettant d'obtenir une meilleure reconstruction. Nous le laissons égal à 1 dans nos études parce qu'en général, la position du défaut est inconnue.

Notons que la reconstruction par l'expression 3.11 est basée sur les projections  $P$  qui sont obtenues à un instant donné. Celle-ci est dite souvent de **reconstruction absolue** qui résout le système matriciel  $W \times S = P$  pour obtenir la cartographie de la lenteur  $S$ . Pour ce problème, la valeur initiale  $S^0$  est choisie comme la lenteur de structure à l'état sain.

En considérant une propagation selon les rayons droits, cela nous permet d'obtenir une reconstruction relative. En effet, quand les rayons ne sont pas déviés par la présence du défaut, les données, dites de références  $P_0$  qui sont obtenues à partir des mesures réalisées quand la structure est à l'état initial avec la lenteur  $S_0$ <sup>3</sup>, sont reliées par le modèle :

$$W \times S_0 = P_0. \quad (3.12)$$

La soustraction de l'équation 3.8 à l'équation 3.12 nous donne :

$$W \times (S - S_0) = P - P_0 \Leftrightarrow W \times \Delta S = \Delta P. \quad (3.13)$$

Nous obtenons cette fois-ci l'expression pour la reconstruction par l'algorithme SART suivante :

$$\Delta s_i^k = \Delta s_i^{k-1} + \frac{\sum_{p_m \in P_k} \frac{\Delta p_m - \sum_{n=1}^N w_{mn} \Delta s_n^k}{\sum_{n=1}^N w_{mn}} w_{mi}}{\sum_{p_m \in P_k} w_{mi}} \quad \text{pour chaque illumination } P_k \text{ pour } k=1,2,\dots,N_c. \quad (3.14)$$

Notons que cette reconstruction est basée sur la différence entre les projections  $P$  et les projections  $P_0$  qui sont réalisées quand la structure est saine. Celle-ci est dite souvent de **reconstruction relative**. Pour ce problème, la valeur initiale  $\Delta S^0$  est égale à 0. La lenteur finale (après  $n$  itérations) dans ce cas de reconstruction relative est obtenue par :

$$S = \Delta S^n + S_0. \quad (3.15)$$

En pratique, la **reconstruction relative** nous permet de réduire les erreurs systématiques qui pourraient s'être introduites lors de la mesure des temps de vol ou les erreurs qui viennent du fait qu'un modèle de rayon est utilisé pour approximer la propagation des ondes élastiques guidées. Les résultats de tomographie en temps de vol par l'algorithme SART sont notamment présentés pour des défauts simulés sur un tube coudé à la section 3.3.2 afin de valider la tomographie par OG sur cette structure complexe.

Notons que la tomographie en temps de vol peut évidemment être appliquée pour une structure plus simple telle qu'un tube droit pour détecter des défauts. Nous allons voir dans la suite une autre approche pour réaliser de la tomographie par diffraction, basée sur l'équation de Helmholtz. Cette approche prend en compte les phénomènes de diffraction et de diffusion d'ondes guidées.

### 3.1.2 Tomographie par diffraction

La tomographie en temps de vol est basée sur la propagation de rayons droits ou courbés, ignorant ainsi les effets de diffraction, qui limitent la résolution de cette approche à la largeur de la première zone de Fresnel  $\sqrt{\lambda L}$ . Une autre approche est nécessaire pour obtenir une meilleure résolution. Cette approche dite de tomographie par diffraction est étudiée plus spécifiquement dans cette thèse, notamment pour les tubes droits.

Rappelons que le modèle élastodynamique peut décrire complètement la propagation d'OG dans la structure. En revanche, comme mentionné précédemment, ce modèle ne décrit pas la diffusion d'OG par des défauts. Dériver la tomographie par diffraction à partir de ce modèle est compliqué. Dans le cas simplifié de la théorie de Mindlin [129], la tomographie par diffraction est dérivée pour la première fois dans [130]. Sur la base de ces travaux théoriques, la tomographie par diffraction d'OG selon la théorie de

3. généralement considéré comme état sain (sans défaut)

plaques (Mindlin) est implémentée et étudiée par Rhode dans [131, 132]. Néanmoins, cette approche est limitée à la propagation à basse fréquence, et appliquée pour la diffusion du mode fondamental  $A_0$  dans les plaques, ou le mode équivalent  $L(0, 1)$  dans les tubes [47]. Pour aller plus loin, le modèle acoustique représenté par l'équation de Helmholtz peut être utilisé pour décrire la diffusion des modes d'ordres plus élevés et à plus haute fréquence. À partir de la théorie dérivée dans [133] qui a montré la relation entre l'imagerie en champ lointain et la tomographie par diffraction, Belanger et al. [24] ont implémenté une approche alternative pour la tomographie par diffraction d'OG basée sur le modèle acoustique. Ils ont démontré les résultats sur des données issues de simulations et expérimentales. Ce modèle acoustique a également été utilisé pour la tomographie en temps de vol. C'est ce modèle acoustique qui sera utilisé dans cette thèse pour dériver la tomographie par diffraction d'OG.

En pratique, pour dériver la tomographie par diffraction, le modèle acoustique de diffusion est linéarisé par les approximations de Born ou de Rytov [134]. Belanger et ses collaborateurs [24] ont étudié la tomographie par diffraction pour détecter des défauts de faibles diffusions dans le cadre de l'approximation de Born. L'approximation de Rytov exige que la phase du champ total et du champ incident soient déroulées [119]. Elle n'est donc adaptée qu'aux diffusions de faibles contrastes avec des mesures peu bruitées. De plus, l'opération de déroulement de la phase des champs est généralement difficile et coûteuse.

L'approximation de Born sera appliquée par la suite pour dériver la tomographie par diffraction. Elle nous permet de caractériser des défauts de petites tailles ou de faibles contrastes où le déphasage de l'onde dû au passage dans un défaut est faible (ce déphasage est inférieur à  $\pi$  selon [120]).

En général, la tomographie par diffraction peut théoriquement atteindre une résolution de  $\lambda/2$ . Par contre, à cause de la déviation entre les deux modèles, acoustique versus élastodynamique, la résolution optimale serait en réalité d'environ  $1,5 - 2\lambda$ , d'après [119].

Dans la suite de cette section nous présentons plus en détail la tomographie par diffraction d'OG.

### 3.1.2.1 Formulation du modèle pour la tomographie par diffraction d'ondes élastiques guidées

Pour la tomographie par diffraction, le modèle acoustique simple caractérise un défaut de corrosion (perte d'épaisseur) par une variation locale de la vitesse de propagation de phase (notons que le défaut est caractérisé par une variation locale de vitesse de groupe dans le modèle utilisé pour la tomographie en temps de vol qui est présentée précédemment)  $v(\mathbf{r})$  à la position  $\mathbf{r}$ . Rappelons que l'équation de Helmholtz inhomogène que nous allons utiliser pour approximer la propagation d'OG sur un tube droit s'exprime dans le domaine de représentation 2D (ou autrement dit le tube droit déroulé) par :

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + k^2(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0), \quad (3.16)$$

où  $\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est le potentiel scalaire quand le défaut est présent, autrement dit le champ total,  $k(\mathbf{r}) = \omega/v(\mathbf{r}) = 2\pi f/v(\mathbf{r})$  est le nombre d'onde du milieu, et  $s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est la source à la position  $\mathbf{r}_0$ . L'équation de Helmholtz homogène s'exprime par :

$$\Delta\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + k_0^2\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0), \quad (3.17)$$

où  $\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est le potentiel scalaire quand le milieu est à l'état sain, autrement dit de champ incident et  $k_0 = \omega/v_0 = 2\pi f/v_0$  est le nombre d'onde du milieu quand il est à l'état sain. Notons que la dépendance de la fréquence du champ  $\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ ,  $\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  et la source  $s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  dans les expressions précédentes n'est pas montrée explicitement ici afin de simplifier la notation.

Nous considérons maintenant que le champ total s'exprime par une relation linéaire  $\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + \varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ , où  $\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est le champ diffracté qui est la contribution de la partie inhomogène dans le champ total.

Les deux équations précédentes sont linéaires, alors la soustraction de l'équation 3.16 par l'équation 3.17 nous donne :

$$\Delta(\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - \varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)) + k^2(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - k_0^2\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = 0, \quad (3.18)$$

et en remplaçant  $\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - \varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ ,  $k^2(\mathbf{r}) = k^2(\mathbf{r}) - k_0^2 + k_0^2$ , nous obtenons :

$$\Delta\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + (k^2(\mathbf{r}) - k_0^2)\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + k_0^2\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - k_0^2\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = 0 \quad (3.19)$$

$$\Leftrightarrow \Delta\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + k_0^2\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = -\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)(k^2(\mathbf{r}) - k_0^2). \quad (3.20)$$

La fonction d'objet  $O(\mathbf{r})$  est alors définie par :

$$O(\mathbf{r}) = k^2(\mathbf{r}) - k_0^2, \quad (3.21)$$

nous pouvons réécrire l'équation 3.20 comme suit :

$$[\Delta + k_0^2]\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = -\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)O(\mathbf{r}). \quad (3.22)$$

Nous obtenons l'équation de Helmholtz homogène avec une source  $-\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)O(\mathbf{r})$  pour décrire le champ diffracté  $\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ . Notons que nous ne pouvons pas obtenir la solution de cette équation directement parce que le terme de source  $-\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)O(\mathbf{r})$  dépend lui même du champ diffracté  $\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ , où le champ total comme mentionné précédemment s'écrit  $\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + \varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ . Néanmoins, la solution de cette équation peut être obtenue sous forme d'une intégration à l'aide des fonctions de Green. La fonction de Green homogène  $G_0$  est la solution de l'équation :

$$[\Delta + k_0^2]G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (3.23)$$

où  $\delta$  est la fonction Dirac.

La surface d'un tube droit est représentée dans le domaine de coordonnées  $X, Y$  comme une surface à 2 dimensions. Alors, la solution 2D [135] de l'équation 3.23 est obtenue à l'aide de la fonction de Hankel d'ordre zéro de première type  $H_0^{(1)}$  :

$$G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') = -\frac{i}{4}H_0^{(1)}(k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|). \quad (3.24)$$

Notons que cette solution  $G_0$  ne dépend que de la distance  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ , alors que celle-ci est aussi la solution quand la source est  $\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$ . Par conséquent, en considérant que l'équation 3.22 est linéaire, nous pouvons obtenir l'expression pour le champ diffracté suivant :

$$\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \int_{\Omega_d} -\varphi(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0)O(\mathbf{r}')G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}')d\mathbf{r}'. \quad (3.25)$$

où  $\Omega_d = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2 | O(\mathbf{r}) \neq 0\}$  est la surface d'intégration représentant le domaine du défaut.

L'expression 3.25 montre le champ diffracté  $\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  obtenu quand une source est active à la position  $\mathbf{r}_0$ . Cette équation est bien l'équation très connue Lippmann-Schwinger [136] et la tomographie par diffraction d'OG, ce qui est ainsi dit le problème inverse, consiste donc à trouver la solution de cette équation non-linéaire. Considérons un réseau de  $N$  transducteurs à des positions discrètes  $\mathbf{X}^i$ , avec  $i = 1, 2, \dots, N$ . La tomographie par diffraction a pour but d'inverser l'ensemble des champs diffractés  $\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)$  avec  $i, j = 1, 2, \dots, N$  afin d'obtenir la fonction d'objet  $O(\mathbf{r})$ . Une fois cette fonction d'objet  $O(\mathbf{r})$  estimée, le champ de nombre d'onde inhomogène  $k(\mathbf{r})$  est retrouvé à l'aide de 3.21. L'épaisseur de la structure est enfin obtenue par la relation de dispersion  $F$  de la vitesse de phase  $v(\mathbf{r}) = F(f_0, e(\mathbf{r})) = F(f_0 e(\mathbf{r}))$  d'un mode spécifié à une fréquence donnée :

$$e(\mathbf{r}) = \frac{1}{f_0}F^{-1}(v(\mathbf{r})) = \frac{1}{f_0}F^{-1}\left(\frac{2\pi f_0}{k(\mathbf{r})}\right), \quad (3.26)$$

où  $F^{-1}$  est l'opérateur inverse de  $F$ .

Notons que l'équation 3.25 est encore compliquée pour dériver les algorithmes de tomographie par diffraction parce que cette équation intégrale pour le champ diffracté  $\varphi_s$  contient encore le champ total  $\varphi$  qui s'exprime par la relation  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_s$ . Nous devons encore résoudre cette équation 3.25 pour le champ dispersé  $\varphi_s$ . Nous présentons par la suite l'approximation de Born permettant de résoudre cette équation 3.25 et dériver la tomographie par diffraction sur un tube droit, puis une version itérative qui a été un travail réalisé dans cette thèse et qui permet de résoudre les problèmes que pose cette approximation de Born.

### 3.1.2.2 Tomographie par diffraction - approche classique

Rappelons que le champ total  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_s$ . L'équation intégrale 3.25 est exprimée maintenant comme suit :

$$\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \int_{\Omega_d} -\varphi_0(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) O(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \int_{\Omega_d} -\varphi_s(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) O(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (3.27)$$

Néanmoins, si le champ diffracté  $\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est petit par rapport au champ incident  $\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ , les effets de la deuxième intégrale peuvent être négligeables. Cela nous donne une approximation du champ diffracté :

$$\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) \approx \varphi_B^{(1)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \int_{\Omega_d} -\varphi_0(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) O(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (3.28)$$

où  $\varphi_B^{(1)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est l'approximation de Born de premier ordre du champ diffracté. En général, une meilleure approximation peut être obtenue en remplaçant  $\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  par  $\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) + \varphi_B^{(1)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  dans 3.25. En répétant cela, nous obtenons une série de Born pour l'approximation de Born de l'ordre plus élevé. Dans la suite, nous présentons les algorithmes de tomographie par diffraction basés sur l'approximation de Born de premier ordre. Cette approximation nous permet de rendre le modèle explicite et linéaire comme montré dans l'équation 3.28. La tomographie par diffraction basée sur l'approximation de Born de l'ordre plus élevé est discutée dans la section suivante.

La condition pour que l'approximation de Born de premier ordre soit valide est que le champ diffracté  $\|\varphi_s\| = \|\varphi - \varphi_0\| \ll \|\varphi_0\|$ . Cela veut dire que le défaut à imager est faiblement diffusant. De manière plus quantitative, on peut dire que le déphasage du champ total en traversant le défaut doit rester inférieur à  $\pi$  [120] pour que l'approximation soit valide. Nous présentons tout d'abord l'algorithme de tomographie par diffraction basé sur cette approximation, puis sa variante itérative qui permet de surmonter les limites de cette approximation.

Nous considérons dans un premier temps que la source  $s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  dans l'équation de Helmholtz homogène 3.17 vaut  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ . Nous pouvons donc approximer le champ incident  $\varphi_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  par la fonction de Green homogène  $G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ . Pour une émission en  $\mathbf{X}^i$  et un réception en  $\mathbf{X}^j$ , l'expression pour le champ diffracté obtenue en  $\mathbf{X}^j$  devient :

$$\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i) = \int_{\Omega_d} -G_0(\mathbf{r}'; \mathbf{X}^i) O(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \text{avec } i, j = 1, 2, \dots, N \quad (3.29)$$

où  $i, j = 1, 2, \dots, N$  sont des indices des capteurs et  $N$  est le nombre de capteurs du réseau. Nous verrons par la suite que cette approximation sur la source impose de réaliser une calibration des données.

Les méthodes d'imagerie quantitatives basées sur 3.29 permettant d'inverser le champ diffracté  $\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)$  avec  $i, j = 1, 2, \dots, N$  pour obtenir la fonction d'objet  $O(\mathbf{r})$  sont décrites dans plusieurs documents, par exemple [137, 120, 133, 24]. Pour le champ lointain [120] ou pour le champ proche [138], la fonction d'objet peut être obtenue par la transformée de Fourier standard. [139] a développé une méthode de tomographie par diffraction en champ proche en introduisant une transformation nommée transformée de Fourier elliptique. Cette transformée diffère de la transformée de Fourier 2D standard par le fait qu'au lieu de faire une décomposition sur la base des ondes planes, on obtient une décomposition sur la base des ondes ellipsoïdales harmoniques. Cet algorithme d'inversion s'avère être assez similaire à la rétroprojection classique [140]. Notamment [141] présente une méthode pour l'imagerie en champ lointain puis une extension pour l'imagerie en champ proche. Cette méthode nous intéresse pour réaliser de la tomographie par OG dans un contexte SHM. Nous présentons par la suite les éléments principaux pour conduire au concept de tomographie par diffraction d'OG étudiée dans cette thèse.

Le schéma de configuration pour étudier la tomographie par diffraction est montré sur la figure 3.2. La surface du tube est représentée dans le domaine 2D. Les capteurs sont représentés par des points rouges. Le grand cercle gris représente un défaut à imager.

Pour une dérivation de la tomographie par diffraction en champ lointain, deux conditions sont nécessaires. Considérons le champ à un point arbitraire  $\mathbf{r}$  avec une émission en  $\mathbf{X}^i$ , pour rappel ce champ est égal à :

$$G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{X}^i|). \quad (3.30)$$

Dans un premier temps, l'expression asymptotique de la fonction de Hankel [142] nous permet d'écrire



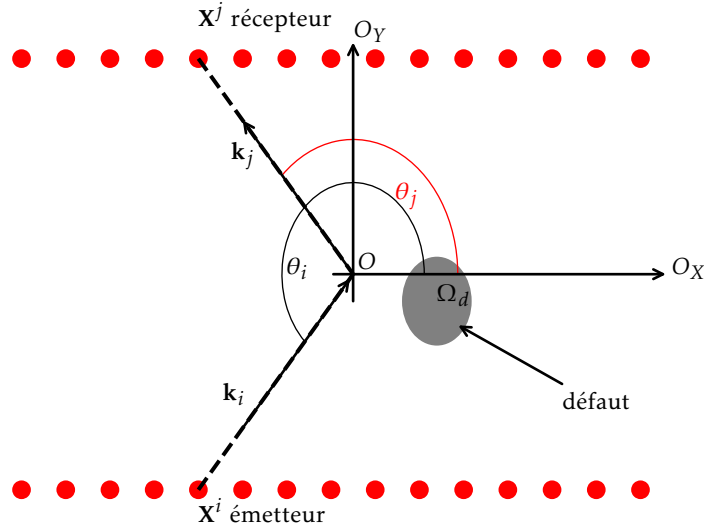


FIGURE 3.2 – Schéma de configuration qui montre les positions des capteurs, le défaut et les vecteurs d'onde sous l'hypothèse de champ lointain.

la fonction de Green sous la forme :

$$G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) \approx -\sqrt{\frac{i}{8\pi k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{X}^i|}} e^{ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{X}^i|}. \quad (3.31)$$

En pratique, cette expression nous donne une bonne approximation de la fonction de Green même pour  $|\mathbf{r} - \mathbf{X}^i| \geq 2\lambda$ . Nous avons :

$$|\mathbf{r} - \mathbf{X}^i| = \sqrt{(\mathbf{r} - \mathbf{X}^i)^2} = |\mathbf{X}^i| \sqrt{1 - \frac{2\mathbf{X}^i \mathbf{r}}{X^{i2}} + \frac{\mathbf{r}^2}{X^{i2}}} \quad (3.32)$$

Nous considérons que le défaut s'éloigne des capteurs  $|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{X}^i|$ , les termes d'ordres plus élevés sont négligeables. Pour une approximation en amplitude, nous pouvons approximer  $|\mathbf{r} - \mathbf{X}^i| \approx |\mathbf{X}^i|$ . Pour la phase, une approximation de  $|\mathbf{r} - \mathbf{X}^i|$  plus précise est nécessaire. En utilisant l'approximation par la série de Taylor du premier ordre, nous pouvons obtenir l'approximation suivante :

$$|\mathbf{r} - \mathbf{X}^i| \approx |\mathbf{X}^i| \sqrt{1 - \frac{2\mathbf{X}^i \mathbf{r}}{X^{i2}}} \approx |\mathbf{X}^i| \left(1 - \frac{2\mathbf{X}^i \mathbf{r}}{X^{i2}} \frac{1}{2}\right) = |\mathbf{X}^i| - \frac{\mathbf{X}^i}{|\mathbf{X}^i|} \mathbf{r} \quad (3.33)$$

Avec les approximations ci-dessous, par rapport à l'origine  $O$ , nous obtenons l'expression pour approximer  $G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i)$  en ondes planes par :

$$G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) \approx -\sqrt{\frac{i}{8\pi k_0 |\mathbf{X}^i|}} e^{ik_0 \left(|\mathbf{X}^i| - \frac{\mathbf{X}^i}{|\mathbf{X}^i|} \mathbf{r}\right)} = G_0(\mathbf{0}; \mathbf{X}^i) e^{i\mathbf{k}_i \mathbf{r}}, \quad (3.34)$$

où  $\mathbf{k}_i = -k_0 \frac{\mathbf{X}^i}{|\mathbf{X}^i|}$ . L'interprétation physique de cette approximation est que, dans le champ lointain, le champ à un point arbitraire  $\mathbf{r}$  avec une émission en  $\mathbf{X}^i$  peut être considéré comme une onde plane incidente avec le vecteur de propagation  $\mathbf{k}_i = -k_0 \frac{\mathbf{X}^i}{|\mathbf{X}^i|}$ , et l'amplitude complexe  $G_0(\mathbf{0}; \mathbf{X}^i)$  qui correspond à la valeur du champ incident à l'origine. Nous appliquons la même procédure pour obtenir respectivement l'expression pour l'approximation de  $G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})$  en ondes planes :

$$G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r}) \approx G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{0}) e^{-i\mathbf{k}_j \mathbf{r}}, \quad (3.35)$$

où  $\mathbf{k}_j = k_0 \frac{\mathbf{X}^j}{|\mathbf{X}^j|}$ . Avec les coordonnées définies sur la figure 3.2, les vecteurs d'onde  $\mathbf{k}_i$  et  $\mathbf{k}_j$  sont :

$$\begin{cases} \mathbf{k}_i = (-k_0 \cos \theta_i, -k_0 \sin \theta_i) \\ \mathbf{k}_j = (k_0 \cos \theta_j, k_0 \sin \theta_j) \end{cases} \quad (3.36)$$

Le champ diffracté  $\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)$  reçu par un récepteur en  $\mathbf{X}^j$  avec une émission en  $\mathbf{X}^i$  est alors approximé par :

$$\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i) = \int_{\Omega_d} G_0(\mathbf{0}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{0}) O(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} e^{-i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (3.37)$$

ce qui peut se réécrire comme suit :

$$\frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{0}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{0})} = \int_{\Omega_d} O(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} = \tilde{O}(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i), \quad (3.38)$$

où  $\tilde{O}$  est la transformée de Fourier de la fonction d'objet  $O$ .

Nous pouvons donc obtenir la fonction objet à l'aide de la transformée de Fourier inverse :

$$O(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{|\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i| \leq 2k_0} \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{0}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{0})} e^{i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{r}} d(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i). \quad (3.39)$$

Pour que le calcul de la transformée de Fourier (discrète) soit efficace, il faut que les données soient échantillonnées de manière régulière dans le domaine de fréquence spatiale  $\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i$ . Une interpolation est nécessaire pour arriver à ce but ce qui complexifie l'algorithme. En changeant la variable d'intégration de  $\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i$  en  $\theta_i$  et  $\theta_j$ , nous obtenons une nouvelle intégration qui est plus adaptée à la nature de l'acquisition des données. La fonction d'objet est donc obtenue sous une forme d'intégration angulaire directement liée à la position des émetteurs et récepteurs :

$$O(\mathbf{r}) = \frac{1}{2(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{0}; \mathbf{X}^i) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{0}) e^{-i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}}} w(\theta_i, \theta_j) d\theta_i d\theta_j. \quad (3.40)$$

Notons que le facteur  $(1/2)$  est nécessaire parce que les coordonnées  $\theta_i, \theta_j$  peuvent nous donner une double couverture de l'espace de  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i$ . Le terme  $w(\theta_i, \theta_j)$  est un facteur de pondération donné par le Jacobien du changement de variables d'intégration de  $\mathbf{K}$  vers  $(\theta_i, \theta_j)$  :

$$w = \left| \frac{\partial \mathbf{K}}{\partial \theta_i} \frac{\partial \theta_i}{\partial \mathbf{K}} \right| = k_0^2 |\sin(\theta_i - \theta_j)|. \quad (3.41)$$

En réappliquant les deux expressions d'approximation de la fonction de Green en ondes planes 3.34 et 3.35, cela nous permet de réécrire l'équation 3.40 par :

$$O(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})} w(\theta_i, \theta_j) d\theta_i d\theta_j. \quad (3.42)$$

Notons que le facteur de pondération  $w$  et les contributions angulaires  $d\theta$  sont les termes principaux qui différencient la tomographie par diffraction de l'algorithme dit de "Beamforming" (également connu sous le nom de méthode de focalisation totale [143, 144]).

L'expression 3.42 montre que l'image reconstruite en  $\mathbf{r}$  est simplement la double intégrale (par rapport aux angles de source et récepteur) de la rétropropagation du champ diffracté  $\frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})}$  par rapport à ce point  $\mathbf{r}$ , pondérée par le terme  $w$ . Par conséquent, une généralisation en champ proche de l'algorithme en champ lointain dans l'équation 3.42 peut être obtenue en utilisant les coordonnées locales  $(r_x, r_y)$  centrées au point d'imagerie  $\mathbf{r}$  [141], comme indiqué sur la figure 3.3, ce qui nous donne l'algorithme de tomographie par diffraction modifié suivant :

$$O(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})} w(\alpha_i(\mathbf{r}), \alpha_j(\mathbf{r})) d\alpha_i(\mathbf{r}) d\alpha_j(\mathbf{r}). \quad (3.43)$$

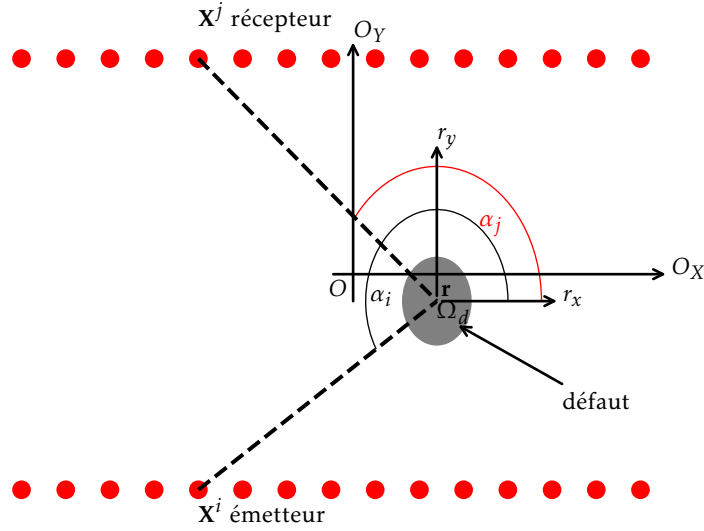


FIGURE 3.3 – Schéma de configuration qui montre les positions des capteurs, le défaut et les vecteurs d'onde sous l'hypothèse de champ proche.

Deux approches différentes peuvent être dérivées à partir de cette intégration. La première approche consiste à évaluer cette intégration de manière discrète. Nous obtenons finalement l'expression sous forme discrète pour réaliser la tomographie par diffraction comme :

$$O(\mathbf{r}) = -\frac{1}{8\pi^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})} w(\alpha_i(\mathbf{r}), \alpha_j(\mathbf{r})) \Delta\alpha_i(\mathbf{r}) \Delta\alpha_j(\mathbf{r}), \quad (3.44)$$

où  $\Delta\alpha_i(\mathbf{r}), \Delta\alpha_j(\mathbf{r})$  correspondent maintenant aux contributions angulaires locales (par rapport au point d'imagerie) de chaque capteur.

Simonetti a montré dans [133] pour la deuxième approche que la tomographie par diffraction dans le cas de plaques peut être réalisée en appliquant un filtrage fréquentiel en post-traitement de l'image issue du beamforming  $I_{bf}(\mathbf{r})$ , de sorte que cette image est obtenue par :

$$I_{bf}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})}. \quad (3.45)$$

Le filtre s'exprime dans le domaine des fréquences spatiales sous la forme :

$$W(\mathbf{K}) = \frac{|\mathbf{K}|k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{|\mathbf{K}|}{2k_0}\right)^2}}{8\pi^2 \Pi}, \quad \text{où } \Pi = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{8\pi k_0}}, \quad (3.46)$$

dans le but de convertir l'image de beamforming  $I_{bf}(\mathbf{r})$  vers l'image de tomographie par diffraction  $O(\mathbf{r})$ .

Notons que les deux approches sont équivalentes en champ lointain. Néanmoins, une approche hybride permet de combiner les avantages des deux méthodes (facteur de pondération  $w$  et un filtre  $W(\mathbf{K})$ ) et qui se montre plus adaptée aux mesures en champ proche [145]. L'image  $O_w(\mathbf{r})$  (issue de l'intégrale qui incorporant directement le facteur de pondération  $w$ ) est tout d'abord évaluée par l'expression montrée dans 3.44 :

$$O_w(\mathbf{r}) = -\frac{1}{8\pi^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\varphi_s(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G_0(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G_0(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})} w(\alpha_i(\mathbf{r}), \alpha_j(\mathbf{r})) \Delta\alpha_i(\mathbf{r}) \Delta\alpha_j(\mathbf{r}), \quad (3.47)$$

avec la pondération  $w$  cette fois-ci est appliquée à haute fréquence et s'exprime par :

$$w(\alpha_i, \alpha_j) = \begin{cases} k_0 |\sin(\alpha_i - \alpha_j)| & \text{si } \cos(\alpha_i - \alpha_j) > 0 \\ k_0 & \text{si non} \end{cases}. \quad (3.48)$$

Un filtrage fréquentiel en post-traitement de cette image  $O_w(\mathbf{r})$  est appliqué afin d'obtenir finalement l'image de tomographie par diffraction (avec l'approche hybride)  $O(\mathbf{r})$  de sorte que l'expression pour le filtre de fréquence spatiale à basse fréquence s'exprime comme suit :

$$W(\mathbf{K}) = \begin{cases} |\mathbf{K}| \sqrt{1 - \left(\frac{|\mathbf{K}|}{2k_0}\right)^2} & \text{si } |\mathbf{K}| < k_0 \sqrt{2} \\ k_0 & \text{si non} \end{cases}. \quad (3.49)$$

Cette approche hybride s'avère plus appropriée dans le cas de tomographie par diffraction dans les plaques et les tubes [145], à savoir que cette approche est plus robuste et rapide. Nous allons donc utiliser cette approche dans cette thèse pour réaliser la tomographie par diffraction.

### 3.1.2.3 Distorted Born Iterative Guided Wave Diffraction Tomography (DBGWDT) - Approche itérative

Comme mentionné précédemment, l'approximation de Born est utilisée pour approximer le champ total  $\varphi$  dans l'intégrale 3.25 par le champ incident  $\varphi_0$ . La condition pour que cette approximation soit valide est que le champ diffracté  $|\varphi_s| \ll |\varphi_0|$ . Cette condition est souvent violée par un défaut assez large et profond. Pour surmonter ce problème, l'inversion avec approximation d'ordre plus élevé est nécessaire. La méthode **Distorted Born Iterative Method (DBIM)** [146] est une méthode d'inversion d'ordre plus élevé. Cette méthode a été inspirée par l'expression du champ diffracté par un milieu qui est relatif par rapport à un fond inhomogène artificiel  $O_b(\mathbf{r})$  (qui correspond au fond in-homogène artificiel du nombre d'onde  $k_b(\mathbf{r})$ ) :

$$[\Delta + k_b^2(\mathbf{r})][\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - \varphi_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)] = -[k^2(\mathbf{r}) - k_b^2(\mathbf{r})]\varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) \quad (3.50)$$

où le champ  $\varphi_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  est le champ incident correspond au fond in-homogène artificiel  $k_b(\mathbf{r})$  et qui satisfait :

$$[\Delta + k_b^2(\mathbf{r})]\varphi_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) \quad (3.51)$$

Si la fonction  $G_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}')$  est la fonction de Green perturbée qui décrit le champ dû au point source à la position  $\mathbf{r}'$  avec un fond in-homogène artificiel  $k_b(\mathbf{r})$ , nous pouvons obtenir l'expression pour la différence en champ  $\delta\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  comme suit :

$$\delta\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \varphi(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - \varphi_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \int_{\delta\Omega_d} -\varphi(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) \delta O(\mathbf{r}') G_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (3.52)$$

où  $\delta O(\mathbf{r}') = k^2(\mathbf{r}') - k_b^2(\mathbf{r}') = k^2(\mathbf{r}') - k_0^2(\mathbf{r}') + k_b^2(\mathbf{r}') - k_0^2(\mathbf{r}') = O(\mathbf{r}') - O_b(\mathbf{r}')$  est la différence entre la fonction objet totale  $O(\mathbf{r}') = k^2(\mathbf{r}') - k_0^2(\mathbf{r}')$  et du fond  $O_b(\mathbf{r}') = k_b^2(\mathbf{r}') - k_0^2(\mathbf{r}')$ ,  $\delta\Omega_d = \{\mathbf{r}' \in \mathbb{R}^2 | O(\mathbf{r}') - O_b(\mathbf{r}') \neq 0\}$  est la surface d'intégration représentant le domaine de la différence entre la fonction d'objet totale et du fond.

La méthode d'inversion basée sur cette équation 3.52 est de trouver une correction  $\delta O(\mathbf{r})$  pour la fonction objet du fond supposée  $O_b(\mathbf{r})$ . Comme dans la procédure pour l'inversion par approximation du premier ordre de Born présentée précédemment, pour faciliter l'inversion, la correction  $\delta O(\mathbf{r})$  est considérée être faible diffusion. Sous approximation,  $\varphi \approx \varphi_b$ , et si nous considérons la source  $s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  dans l'équation de Helmholtz 3.51 vaut  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$  nous pouvons donc approximer le champ incident  $\varphi_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  par la fonction de Green perturbée  $G_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ . Nous pouvons obtenir l'expression approximée pour la différence en champ :

$$\delta\varphi_s(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) \approx \int_{\delta\Omega_d} -G_b(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) \delta O(\mathbf{r}') G_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (3.53)$$

Cette expression permet de fournir une estimation plus exacte du champ diffracté que celle de l'équation 3.28 car l'approximation de Born est mieux respectée pour une plus grande gamme de défauts. Par contre, la perturbation des fonctions de Green est souvent inconnue car elle dépend de la fonction d'objet. Celle-ci est en général estimée par une approche itérative qui est initialisée par une connaissance a priori. La méthode **DBIM** suppose initialement un fond connu  $k_b(\mathbf{r})$  (dans le cas avec l'absence de connaissance à

priori,  $k_b(\mathbf{r}) = k_0$  est une estimation initiale appropriée, la cartographie obtenue pour la première itération avec un fond constant est bien la cartographie obtenue par l'approximation du premier ordre de Born), et met à jours de manière itérative des fonctions objet du fond  $O_b(\mathbf{r})$  avec la correction estimée  $\delta O(\mathbf{r})$ . Pour chaque itération, les fonctions de Green  $G_b$  doivent être aussi mis à jours.

Notons que les algorithmes de tomographie par diffraction basés sur cette méthode **DBIM** sont différenciés par la fait que comment la correction  $\delta O(\mathbf{r})$  est obtenue à partir de l'équation 3.53 afin de mettre à jour la fonction objet par  $O(\mathbf{r}) = O_b(\mathbf{r}) + \delta O(\mathbf{r})$  et comment les fonctions de Green perturbées  $G_b$  sont mis à jour. Par exemple, basé sur cette technique, [147, 148] a développé une méthode de tomographie par diffraction nommée **Distorted Born Diffraction Tomography (DBDT)**. Par contre, cette méthode demande beaucoup de temps de calcul parce qu'elle consiste à inverser une grande matrice complète et complexe. Huthwaite [117] a développé une méthode nommée **HARBUT** qui utilise une cartographie en temps de vol comme un état initial. De plus, la correction  $\delta O(\mathbf{r})$  dans l'équation 3.53 est obtenue par l'approche de tomographie par diffraction que nous avons présentée précédemment qui s'avère plus appropriée pour le cas de tomographie sur des tubes dans le contexte du **SHM**. La variante itérative de **HARBUT** [44] basée sur l'équation 3.53 permet de converger vers une meilleure reconstruction des défauts.

Dans la suite de cette section nous présentons une nouvelle approche de tomographie par diffraction itérative qui diffère légèrement de la méthode **HARBUT** introduite par Huthwaite. En effet, les fonctions de Green perturbées sont calculées différemment, ce que nous verrons un peu plus loin.

D'après les articles [44, 42], en utilisant l'expression asymptotique de la fonction de Hankel comme nous l'avons fait pour dériver la tomographie par diffraction :

$$G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) \approx -\sqrt{\frac{i}{8\pi k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}} e^{ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}, \quad (3.54)$$

on peut approximer la fonction de Green perturbée par l'expression suivante :

$$G_b(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) \approx G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) e^{i\omega \Delta t}, \quad (3.55)$$

où  $\Delta t$  est le retard du front d'onde dû à la traversée du défaut. [117] s'appuie sur cette expression pour mettre à jour les fonctions de Green. Par contre, cette correction ne prend en compte que le déphasage dû au défaut. De plus, le retard est estimé à l'aide de l'équation eikonale, ce qui est une approximation haute fréquence et donc une approche rayon qui ne prend pas en compte par définition la diffusion due au défaut.

Nous présentons par la suite une autre approche développée dans cette thèse pour estimer la fonction de Green perturbée qui permet de corriger non seulement la perturbation de la phase mais aussi celle de l'amplitude.

Notons  $k^n(\mathbf{r})$  est le nombre d'onde obtenu après l'itération  $n$ . L'équation de Helmholtz inhomogène pour la fonction de Green  $G^{n+1}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$  à l'itération  $n + 1$  peut s'exprimer par :

$$[\Delta + (k^n(\mathbf{r}))^2] G^{n+1}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (3.56)$$

et l'équation de Helmholtz homogène s'exprime :

$$[\Delta + k_0^2] G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (3.57)$$

Nous pouvons, à partir de ces deux équations, obtenir l'expression pour la perturbation de la fonction de Green à l'itération  $n + 1$  :

$$\delta G^{n+1}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = G^{n+1}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = - \int_{\Omega_d^n} G^{n+1}(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) O^n(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (3.58)$$

où  $O^n(\mathbf{r}) = (k^n(\mathbf{r}))^2 - k_0^2$  est la fonction d'objet après l'itération  $n$  et  $\Omega_d^n = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2 | O^n(\mathbf{r}) \neq 0\}$  est la surface d'intégration représentant le domaine du défaut après l'itération  $n$ . La fonction de correction  $\delta O^n = (k^n(\mathbf{r}))^2 - (k^{n-1}(\mathbf{r}))^2$  est considérée comme faible diffusion, nous approximos  $G^{n+1}(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) \approx G^n(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0)$ . C'est équivalent à l'approximation de Born standard pour un fond inhomogène  $O^n(\mathbf{r})$ . Alors nous obtenons

l'expression pour mettre à jour de manière itérative la fonction de Green comme :

$$G^{n+1}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) = G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - \int_{\Omega_d^n} G^n(\mathbf{r}'; \mathbf{r}_0) O^n(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r}; \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (3.59)$$

Maintenant, avec l'analogie entre l'équation 3.53 et l'équation 3.28, la correction  $\delta O^n(\mathbf{r})$  est estimée (en utilisant l'approche hybride de tomographie par diffraction présentée dans la section 3.1.2.2 précédente) en passant par le biais de l'intégrale avec la pondération (3.48) puis en appliquant le filtre dans domaine spatial (3.49), avec cette-fois ci l'expression équivalent de 3.47 s'exprime sous la forme :

$$\delta O_w^n(\mathbf{r}) = -\frac{1}{8\pi^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\delta \varphi_s^n(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G^n(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G^n(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})} w(\alpha_i, \alpha_j) \Delta \alpha_i \Delta \alpha_j. \quad (3.60)$$

Notons que la donnée d'entrée pour la tomographie par diffraction dans ce cas itératif est le champ diffracté  $\delta \varphi_s^n$ , qui est la soustraction du champ total  $\varphi$  (qui est obtenu directement à partir des mesures) par le champ incident de fond  $\varphi_b^n$  (correspondant à un fond inhomogène  $O^{n-1}(\mathbf{r})$  après  $n-1$  itération), estimé numériquement. Rappelons que le champ diffracté  $|\delta \varphi_s^n| \ll |\varphi|, |\varphi_b^n|$ . Cela veut dire que même une petite erreur dans l'estimation numérique du champ  $\varphi_b^n$  peut donner une grande erreur pour  $\delta \varphi_s^n$ , ce qui fait généralement diverger l'algorithme. Il est possible de surmonter ce problème de soustraction en utilisant directement  $\varphi$  dans l'expression 3.60. Dans [145], Huthwaite a montré que les effets du champ incident dans la tomographie par diffraction sont les composantes de hautes et basses fréquences que nous pouvons filtrer. La tomographie par diffraction peut alors être réalisée sans la soustraction du champ incident. Nous pouvons donc obtenir la même image en utilisant directement le champ total  $\varphi$  au lieu du champ  $\delta \varphi_s^n$ , de sorte que :

$$\delta O_w^n(\mathbf{r}) \approx -\frac{1}{8\pi^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\varphi(\mathbf{X}^j; \mathbf{X}^i)}{G^n(\mathbf{r}; \mathbf{X}^i) G^n(\mathbf{X}^j; \mathbf{r})} w(\alpha_i, \alpha_j) \Delta \alpha_i \Delta \alpha_j. \quad (3.61)$$

Notons que chaque émission par un capteur est considérée comme une source de diffusion. Par conséquent, l'image obtenue à l'aide des champs totaux présente des fortes valeurs aux positions de capteurs. De plus, en pratique, des artefacts hautes fréquences et une faible composante constante sont légèrement présentés sur cette image obtenue. Il est cependant possible de résoudre ces trois phénomènes en utilisant la soustraction de l'image obtenue à l'aide des champs totaux par l'image de référence issue de la tomographie par diffraction calculée sur les champs incidents de l'état de référence (notons que les fonctions de Green  $G_0$  sont utilisées cette fois-ci) et en appliquant un filtre passe-bas ou un flou gaussien. Une fois la correction  $\delta O^n(\mathbf{r})$  est obtenue en passant par le filtre dans domaine spatial (3.49), la fonction objet est mise à jour finalement par :

$$O^{n+1}(\mathbf{r}) = O^n(\mathbf{r}) + \delta O^n(\mathbf{r}). \quad (3.62)$$

Nous avons montré la méthode pour réaliser la tomographie par diffraction sur tube droit. Notamment dans cette thèse, la tomographie par diffraction réalisée à l'aide de cette méthode (qui sera nommée **DBIGWDT**) sera étudiée afin de détecter des défauts sur un tube droit. Notons que sur une structure plus complexe comme un tube coudé, une expression analytique de la fonction de Green n'existe pas. Par contre, cette fonction peut être obtenue numériquement mais ce travail n'a pas été réalisé durant cette thèse. Par conséquent, pour les tubes coudés, nous appliquerons la tomographie en temps de vol. La tomographie par diffraction est donc évaluée uniquement sur un tube droit dans ce manuscrit.

## 3.2 Données d'entrée des algorithmes de tomographie

Dans cette section, nous présentons les traitements pour obtenir les données d'entrée pour la tomographie par **OG**. La tomographie en temps de vol nécessite les données de temps de vol pour reconstruire des cartographies de lenture. Par ailleurs, la donnée d'entrée d'un algorithme de tomographie par diffraction est le champ d'onde diffracté par les défauts à imager. Ces données d'entrée permettent de reconstruire des cartographies en nombre d'onde (lié à la vitesse de phase). Nous allons présenter dans cette section les traitements nécessaires pour que nous puissions obtenir les bonnes données d'entrée pour la tomographie.

Le modèle utilisé est un modèle acoustique simple, qui représente une approximation de la propagation d'OG, qui nous permet de dériver de manière plus simple les algorithmes de tomographie mais qui présente certaines limitations qui doivent être surmontées à l'aide d'étapes de calibrations. Ces étapes et corrections sont cruciales pour la tomographie par diffraction. Nous allons les présenter précisément dans la suite.

### 3.2.1 Données de simulation par éléments finis

Dans un premier temps, les paramètres pour décrire une configuration sont présentés. Nous illustrons cela à partir de données issues de la simulation. Rappelons que nous avons montré des signaux simulés sur un tube coudé dans le chapitre 1, nous allons donc donner ici uniquement l'exemple de la configuration pour un droit. La cas de tubes coudés sera rappelé avec plus de détail dans la partie 3.3.2.

Le cas étudié est un tube droit de longueur  $L$ , de diamètre médian  $D$  et d'épaisseur nominale  $e_0$ . Pour rappel, les simulations sont menées à l'aide du solveur éléments finis développé au sein du *CEA List* et intégré au sein de la plateforme CIVA [149, 150]. Un exemple du maillage issu de CIVA est montré sur la figure 3.4

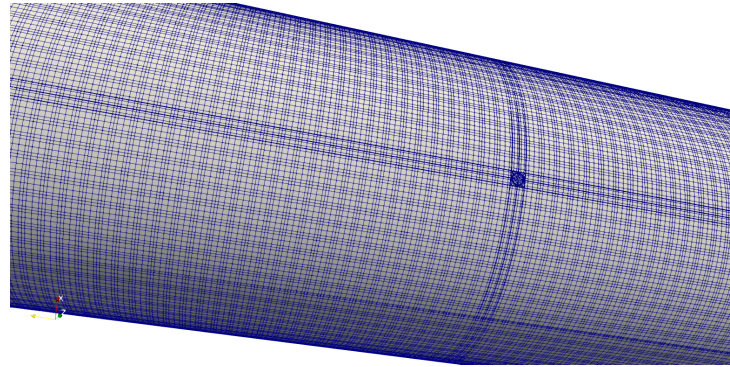


FIGURE 3.4 – Maillage éléments finis

Pour étudier la tomographie par OG, nous introduisons des défauts dans le modèle éléments finis. Les défauts de corrosion sont modélisés par certaines zones de perte d'épaisseur de forme circulaire dans la représentation 2D qui sont paramétrées par la perte d'épaisseur maximale  $\Delta e$  et le rayon  $w$  d'une zone de transition. La forme de cette zone de transition est donnée par l'équation suivante :

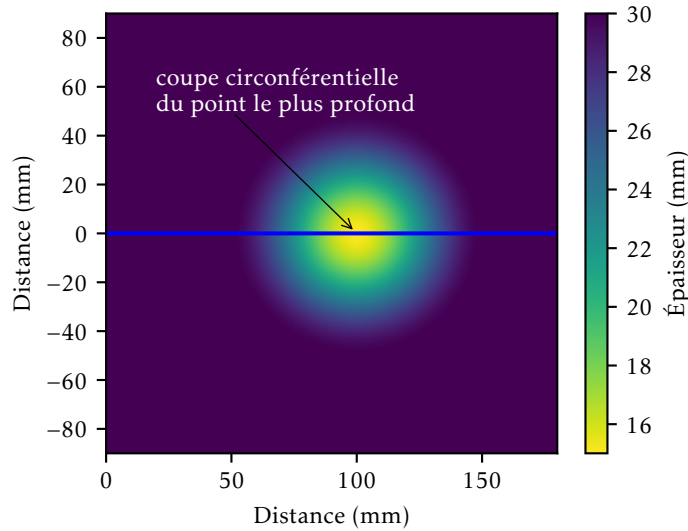
$$e(\mathbf{r}') = e_0 + \Delta e \left( -1 + \sum_{i=0}^3 p_i B_i^{(m)} \left( \frac{\|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_0\|}{w} \right) \right), \quad (3.63)$$

où  $p_i = 0, 0, 1, 1$  pour  $i = 0, 1, 2, 3$  respectivement et  $B_i^{(m)}$  sont des polynômes de Bernstein (ici,  $m=3$ ), qui sont représentés par :

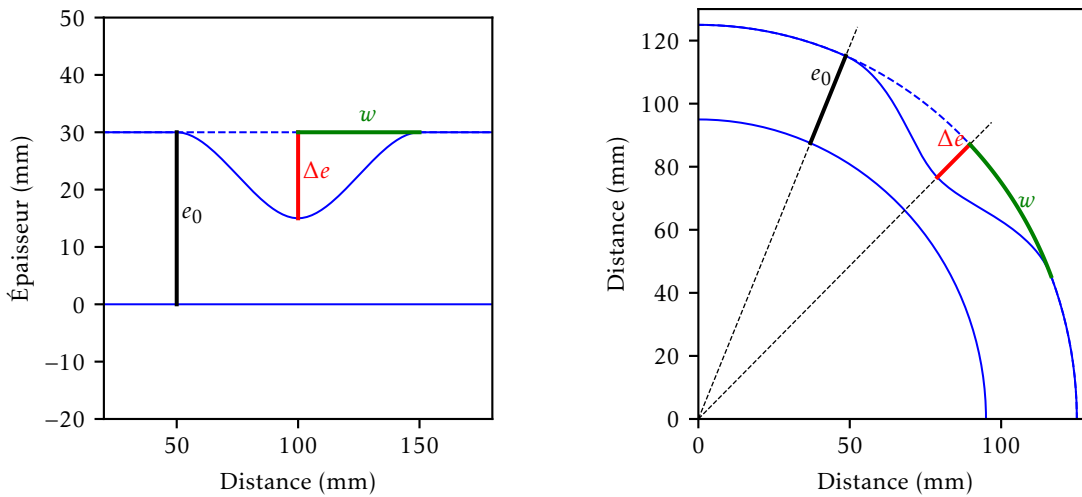
$$B_i^{(m)}(x) = \frac{m!}{i!(m-i)!} x^i (1-x)^{m-i}. \quad (3.64)$$

Dans l'équation 3.63,  $e(\mathbf{r}')$  représente l'épaisseur au point  $\mathbf{r}'$ , en supposant que le défaut est situé au point  $\mathbf{r}'_0$  (dans la représentation 2D). Un exemple de défaut paramétré de corrosion par 3.63 est illustré sur la figure 3.5, où la cartographie d'épaisseur d'un tube droit dans la représentation 2D (ou tube droit déroulé) est montrée sur la figure 3.5a. La figure 3.5b montre la coupe circonférentielle pour le point le plus profond dans la représentation 2D et la figure 3.5c montre cette coupe dans la représentation 3D correspondante.

La configuration de la simulation est schématisée sur la figure 3.6. Dans la plupart des configurations que nous allons étudier durant cette thèse, deux couronnes de  $N/2 = 15$  capteurs chacune sont utilisées pour obtenir les signaux de propagation d'ondes entre tous les couples de capteurs. Les capteurs sont numérotés comme indiqué sur cette figure. Notons que de ce choix de nombre de capteurs dépend la résolution optimale souhaitée (qui dépend aussi de la fréquence de travail et de la géométrie du tube). Dans le contexte SHM, le choix du nombre de capteurs doit répondre non seulement à la résolution



(a) Cartographie d'épaisseur du tube dans la représentation 2D;



(b) coupe circconférentielle traversant le point le plus profond dans la représentation 2D;

(c) coupe circconférentielle traversant le point le plus profond dans la représentation 3D;

**FIGURE 3.5** – Exemple d'un défaut paramétré de corrosion pour un tube droit.

souhaitée, mais aussi aux contraintes sur le temps de calcul, l'intrusivité du système (capteurs + câbles notamment) dans la structure.

Sur cette figure 3.6 nous présentons aussi un exemple de propagation d'ondes guidées dans le tube. Comme mentionné précédemment dans le chapitre 1, il y a plusieurs trajets d'ondes qui vont de l'émission à la réception. Sur cette figure, l'émetteur 4 est utilisé comme émetteur et l'onde est reçue sur le récepteur 18. Le trajet direct est l'onde qui se propage directement de l'émetteur 4 au récepteur 18. Les deux premiers modes hélicoïdaux sont par ailleurs représentés : ils font un tour autour de tube avant d'arriver au récepteur 18.

La représentation 2D équivalente (tube déroulé) est montrée sur la figure 3.7. Afin de décrire les modes hélicoïdaux, le domaine fondamental du tube est dupliqué vers la gauche et la droite  $n$  fois selon l'axe  $OX$  avec un décalage de  $D_X = n \times 2\pi R$ , où  $n = -N, \dots, -1, 0, 1, \dots, N$  représente l'ordre hélicoïdal correspondant. Dans la figure 3.7, nous ne présentons que les 3 premiers modes  $(-1, 0, 1)$ . Enfin, notons que les capteurs virtuels dans ce domaine 2D sont montrés pour la réception des modes hélicoïdaux. Les capteurs virtuels sont nommés avec un indice en exposant qui montre l'ordre hélicoïdal du capteur virtuel. Donc, par exemple, les 3 rayons de couleurs montrés sur la figure 3.6 sont représentés par les



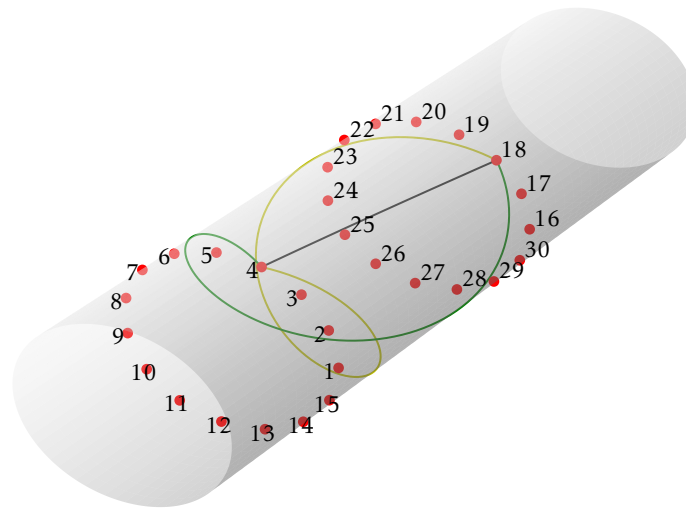


FIGURE 3.6 – Schéma de la configuration de simulation étudiée.

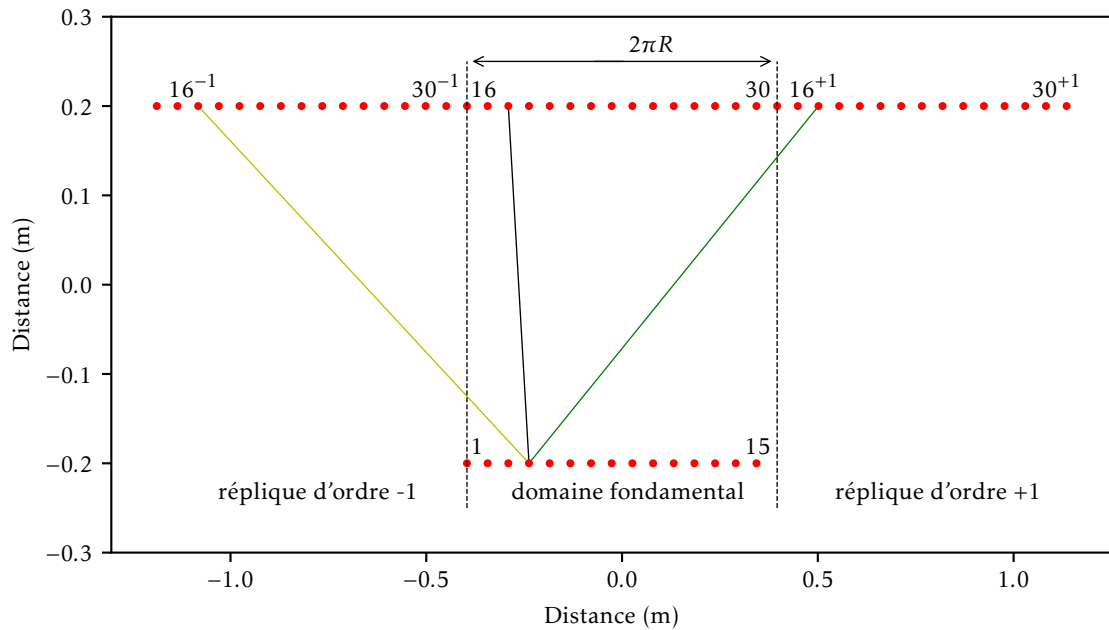
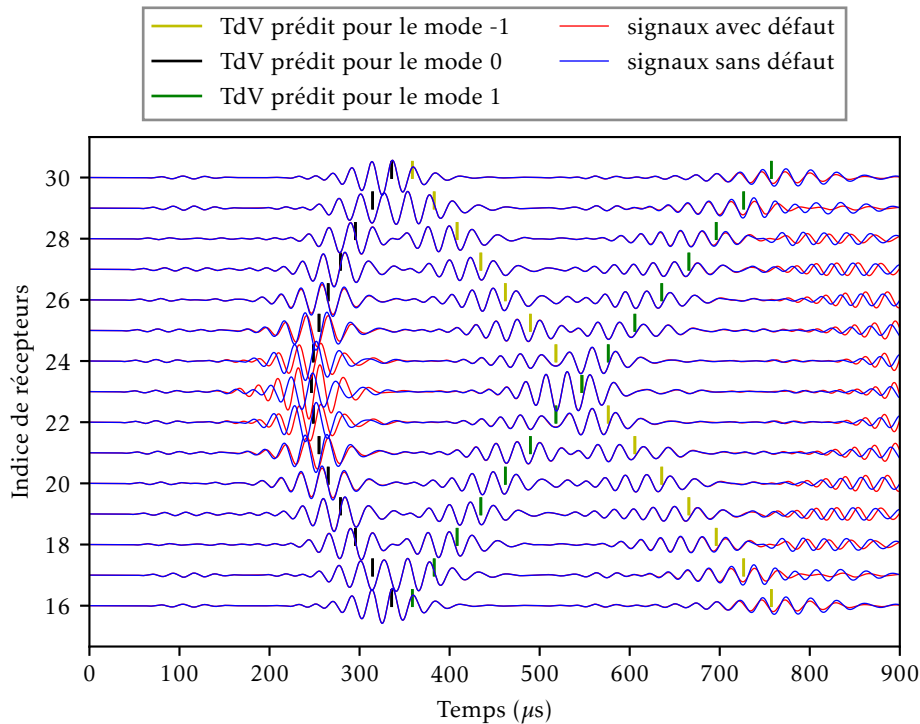


FIGURE 3.7 – Représentation 2D du schéma de la figure 3.6.

rayons de mêmes couleurs respectivement, entre les couples de capteurs  $(4, 16^{-1})$ ,  $(4, 16)$ ,  $(4, 16^{+1})$  dans le domaine 2D.

Un exemple typique de signaux obtenus par la simulation est montré sur la figure 3.8. Les signaux sont obtenus par une excitation 5 cycles de sinusoïde fenêtrée par une fenêtre de Hann, à la fréquence centrale de 40 kHz (ce qui nous donne une longueur d'onde d'environ 22 mm). Les temps de vols théoriques de la famille de modes  $L(0, 1)$  sont aussi montrés sur cette figure. Ces temps de vol coïncident bien avec les



**FIGURE 3.8** – Exemple typique de signaux simulés dans le cas sans défaut comparé au cas avec défaut. Les temps de vols théorique de la famille de mode  $L(0, 1)$  sont aussi montrés pour les modes directs et hélicoïdaux.

différents paquets des modes directs et hélicoïdaux.

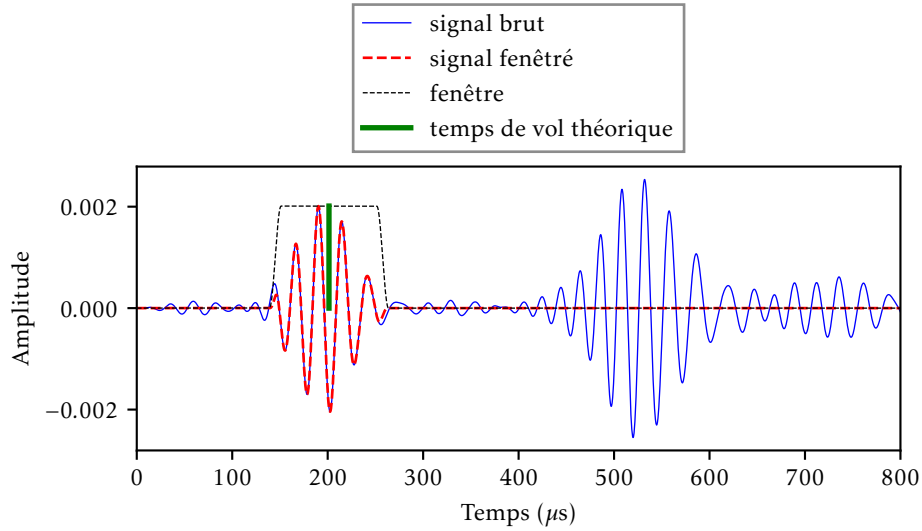
Les signaux de simulation dans le cas sans défaut et avec défaut sont montrés sur cette figure. Nous observons un déphasage dû au défaut. C'est cohérent avec la courbe de dispersion à basse fréquence de la famille de modes  $L(m, 1)$ . Cela nous donne aussi une intuition quant à la validité du modèle acoustique que nous allons utiliser dans cette thèse pour dériver la tomographie par OG.

Une remarque importante est que l'utilisation des modes hélicoïdaux nous permet d'augmenter la résolution. En effet, cette configuration à deux anneaux manque de capteurs selon l'axe du tube. Cela va nous induire une perte de résolution axiale que nous allons présenter plus en détails plus tard dans la section des résultats. Les modes hélicoïdaux nous permettent d'augmenter l'angle d'ouverture pour chaque illumination, la résolution peut ainsi être améliorée. Par contre, ces modes présentent des interférences les uns avec les autres, donc des développements sont nécessaires pour les exploiter.

Nous allons présenter maintenant les techniques utilisées pour extraire les données d'entrée (temps de vol et champs diffractés) pour la tomographie par OG. Notons que sur un signal donné, on peut généralement observer plusieurs modes de propagation, mais aussi des réflexions. Un traitement préliminaire est nécessaire. Il consiste à fenêtrer le signal pour obtenir la partie utile du signal. Un exemple est montré sur la figure 3.9. Sur cette figure, nous identifions la partie du signal à retenir à partir des temps de vol théoriques qui sont estimés par le modèle de tracé de rayons. Cette partie du signal peut être utilisée par la suite pour détecter le temps de vol pour la tomographie en temps de vol, ou pour estimer le champ pour la tomographie par diffraction.

### 3.2.2 Détection de temps de vol

La tomographie en temps de vol prend, comme son nom l'indique, les temps de vol en données d'entrée. Plusieurs méthodes permettant d'extraire les temps de vol des signaux sont étudiées de manière détaillée dans [42]. La méthode temps-fréquence sera testée ici dans le cas d'évaluation de la tomographie en temps de vol avec une **reconstruction absolue**. En effet, la détection du temps de vol par la méthode temps-fréquence est retenue parce que cette technique a montré de bonnes performances pour estimer les temps de vol dans les travaux de [42]. Nous nous intéressons aussi à la tomographie



**FIGURE 3.9** – Exemple de signal simulé fenêtré pour obtenir la partie utile du signal. Le temps de vol théorique de la famille de mode  $L(0,1)$  utilisé pour choisir la fenêtrage est aussi présenté.

avec une **reconstruction relative**, ce qui nous donne souvent de meilleurs résultats. L'intérêt de la tomographie avec une **reconstruction relative** est renforcé dans le contexte du **SHM**, où les capteurs sont intégrés en permanence sur la structure. Les données étant obtenues en continu, leur comparaison à différents instants est possible. La tomographie avec une **reconstruction relative** est donc réalisable. Nous choisissons pour cela la méthode corrélation croisée. Cette technique est en effet relativement simple à implémenter.

Sur une structure plus complexe telle qu'un tube coudé, une dérivation théorique des modèles acoustiques permettant d'étudier la tomographie a été présentée dans le chapitre 1. Malgré une dérivation du modèle pour la diffraction, la tomographie par diffraction sur tube coudé n'a pas été réalisée dans cette thèse. En revanche, le modèle pour la tomographie en temps de vol est validé au chapitre 1 par la simulation. Nous nous intéressons donc ici à la tomographie en temps de vol sur tube coudé afin de valider la faisabilité de la tomographie par **OG**.

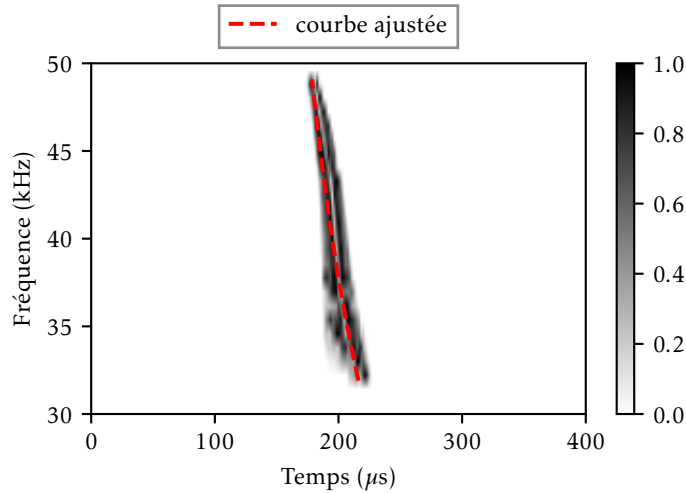
**Estimation absolue - Méthode temps-fréquence** Nous présentons ici la méthode temps-fréquence permettant de détecter des temps de vol. Cette méthode est basée sur celle qui a été utilisée dans [42]. Cette méthode a montré des meilleurs résultats que les autres méthodes classiques de détection de temps de vol, par exemple la méthode de détection par un seuillage, détection par enveloppe du signal, etc.

Dans un premier temps, la représentation dans le domaine temps-fréquence du signal est réalisée. Pour rappel, il existe plusieurs méthodes pour la représentation en temps-fréquence. Nous utiliserons ici le spectrogramme réalloué (rappelons que nous avons utilisé le spectrogramme réalloué dans le chapitre 2 pour étudier des signaux passifs). Notons que la réallocation en temps-fréquence [79, 80] peut être considérée comme une technique de post-traitement visant à surmonter le compromis entre localisation et résolution qui est généralement observé dans les représentations temps-fréquence classiques. Un exemple de spectrogramme réalloué du signal fenêtré de la figure 3.9 est montré sur la figure 3.10.

La relation de dispersion de vitesse de phase ou de groupe est en général en fonction du produit fréquence  $\times$  épaisseur. Supposons une relation linéaire autour de l'épaisseur nominale  $e_0$  à la fréquence  $f$  de la courbe de dispersion soit  $v(f, e) = v(f, e_0 + \Delta e) \approx v_0(f) + b(f)\Delta e$ , où  $b(f)$  représente la pente de la courbe de dispersion au point  $(v_0(f), e_0)$  et  $v_0(f) := v(f, e_0)$  pour simplifier la notation. Cela nous permet de réécrire l'équation intégrale selon la longueur  $a$  de l'arc le long du rayon  $\mathbf{r}$  pour le modèle de temps de vol :

$$T(f) = \int \frac{1}{v(f, e(\mathbf{r}))} da \approx \int \frac{1}{v_0(f) + b(f)\Delta e(\mathbf{r})} da \approx \int \frac{1}{v_0(f)} \left( 1 - \frac{b(f)\Delta e(\mathbf{r})}{v_0(f)} \right) da = T_0(f) - \frac{1}{v_0^2(f)} b(f) \overline{\Delta e} l_0 \quad (3.65)$$

en considérant  $b(f)\Delta e(\mathbf{r}) \ll v_0(f)$ , où  $\overline{\Delta e}$  est la perte d'épaisseur moyenne le long du rayon,  $l_0$  est la



**FIGURE 3.10** – Exemple de détection de temps de vol par méthode de temps-fréquence. La courbe de dispersion est ajoutée par rapport les données de temps et fréquence issues du spectrogramme réalloué d'un signal.

longueur du rayon et  $T_0(f)$  est le temps de vol quand la structure est à l'état sans défaut.

En considérant  $b(f)\Delta e \ll v_0(f)$ , nous pouvons obtenir alors :

$$T(f) = \frac{l_0}{v_0(f)} \left( 1 - \frac{b(f)\Delta e}{v_0(f)} \right) \approx \frac{l_0}{v_0(f)} \left( \frac{1}{1 + \frac{b(f)\Delta e}{v_0(f)}} \right) = l_0 \frac{1}{v_0(f) + b(f)\Delta e} \approx l_0 \frac{1}{v(f, e_0 + \Delta e)} = l_0 \frac{1}{v(f, \bar{e})}, \quad (3.66)$$

où  $\bar{e}$  est l'épaisseur moyenne selon le rayon.

À partir de cette relation, nous pouvons alors ajuster le modèle  $v(f, \bar{e})$ , obtenu par une relation approchée de la courbe de dispersion, à partir des données temps-fréquence qui sont issues du spectrogramme réalloué. Dans le cas des plaques, il existe une expression analytique pour  $v(f, e)$  basée sur la théorie des plaques (Mindlin). Dans le cas des tubes, nous approximations  $v(f, e)$  calculé exactement (par CIVA par exemple) par un polynôme :

$$v(f, e) = \sum_{n=0}^N p_n (fe)^n. \quad (3.67)$$

Ce modèle est ajusté à partir des données temps-fréquence  $(T^i, f^i)$  issues du spectrogramme réalloué pour estimer le paramètre  $\bar{e}$  qui est la perte d'épaisseur moyenne selon le rayon. Sur la figure 3.10, nous pouvons voir un exemple d'une courbe ajustée des données temps-fréquence. Le temps de vol à fréquence centrale de travail  $f_0$  est ensuite estimé par :

$$T_{est}(f_0) = \frac{l_0}{\sum_{n=0}^N p_n (f_0 \bar{e})^n}. \quad (3.68)$$

Afin d'évaluer la performance de détection de temps de vol par cette méthode, elle sera testée sur des signaux issus de la simulation et cela pour une des deux configurations (présentées dans le chapitre 1, un pour le coude à 34° et l'autre pour le coude à 45°) comprenant 2 couronnes de 15 capteurs que nous avons présentées dans le chapitre 1. Spécifiquement, le coude à 34° sera étudié ici. Pour rappel, la structure testée se compose de deux sections droites de tube en acier inoxydable de 250 mm de diamètre, de 2,145 mm d'épaisseur, reliées par un coude à 34° et de 400 mm de rayon de courbure avec la configuration schématisée de la figure 3.11. Les temps de vol sont estimés pour les signaux simulés sur différents couples de capteurs. Ces temps de vols estimés par la méthode temps-fréquence sont montrés sur la figure 3.12 en fonction de la distance de propagation (notons que ces distances correspondent aux distances entre différents couples de capteurs estimées par la géodésie).

Nous voyons que cette méthode détecte en général bien les temps de vol, notamment pour les petites

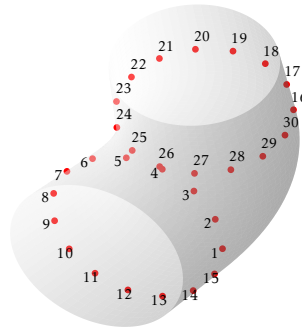


FIGURE 3.11 – Représentation schématique de la configuration pour étudier la détection de temps de vol pour les signaux issus de la simulation pour différents couples de capteurs.

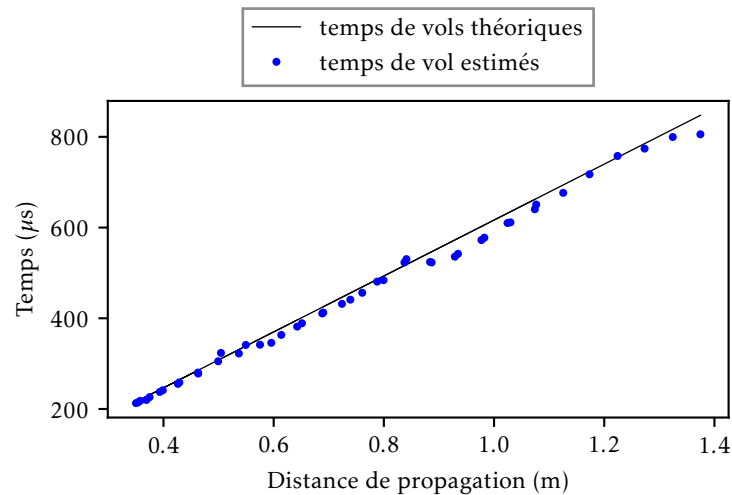


FIGURE 3.12 – Temps de vol estimés en fonction de différentes distances de propagation. Les temps de vol théoriques de la famille de mode  $L(0, 1)$  sont les temps de vol prédits par le modèle de géodésie.

distances de propagation. Pour certaines distances, à cause d'interférences entre différents modes, les temps de vol sont mal estimés. Nous comparons sur cette figure les temps de vol estimés par rapport aux temps de vol théorique (prédits par la géodésie). Notons que le temps de vol théorique est difficile à estimer, notamment pour un coude. La cohérence entre les deux types de temps de vol nous permet une fois de plus de valider le modèle de géodésie pour étudier le coude que nous avons introduit dans le chapitre 1.

Une dernière étape, afin de pouvoir appliquer la tomographie en temps de vol en **reconstruction absolue** est de corriger les déviations entre les temps de vol estimés  $T_{def}$  et les temps de vol prédits  $T_{pre}$  par le modèle. Une méthode très simple est de soustraire une erreur moyenne entre les deux temps de vol en considérant que la déviation est constante :

$$T_{def}^{corr} = T_{def} + \langle T_{def} - T_{pre} \rangle. \quad (3.69)$$

Nous présentons par la suite la méthode de détection de temps de vol pour le cas de l'estimation relative d'épaisseur.

**Estimation relative - Méthode de corrélation croisée** Nous présentons ici une méthode simple de détection de temps de vol par corrélation croisée. Cette méthode nous permet d'obtenir les variations de temps de vol en présence de défauts. Avant de prendre la corrélation entre deux signaux, la rétropropagation est appliquée sur les deux signaux de propagation pour compenser l'effet de dispersion d'ondes guidées [151, 152]. La rétropropagation d'un signal de propagation  $s(t)$  sur une distance  $l_0$  s'exprime comme :

$$s(t)_{\text{rétro}} = \mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}(s(t))e^{ikl_0}\right), \quad (3.70)$$

où  $\mathcal{F}$  et  $\mathcal{F}^{-1}$  sont la transformée de Fourier et la transformée de Fourier inverse respectivement.

La corrélation croisée entre un signal de rétropropagation avec défaut et un signal de rétropropagation de référence est ensuite estimée par :

$$C(\tau) = \int s_{\text{rétro}}^{\text{def}}(t)s_{\text{rétro}}^{\text{ref}}(t-\tau)d\tau. \quad (3.71)$$

La dernière étape consiste à trouver la valeur maximale de cette corrélation  $C(\tau)$  ce qui nous permet d'estimer la perturbation du temps de vol pour les données d'entrée de tomographie en temps de vol en **reconstruction relative**. L'avantage de cette méthode est que nous pouvons appliquer directement ces perturbations du temps de vol comme données d'entrée de tomographie en temps de vol en **reconstruction relative**, sans besoin de corriger les temps de vol par rapport à un modèle.

Nous présenterons plus loin, dans la section 3.3.2 des résultats de tomographie en temps de vol sur tube coudé pour lesquels les temps de vol sont estimés par ces deux méthodes.

### 3.2.3 Estimation de champ diffracté

Contrairement aux algorithmes de tomographie en temps de vol qui reconstruisent l'épaisseur à partir de projections en temps de vol, la donnée d'entrée d'un algorithme de tomographie par diffraction est le champ d'onde diffusé par les défauts à imager.

En général, pour effectuer une reconstruction de tomographie par diffraction, il nous faut les données de champs incident et total. Le champ incident correspond au champ d'onde lorsque la structure n'a pas de défaut alors que le champ total est la superposition des champs incident et diffracté, c'est à dire la mesure avec un défaut. Toutefois, nous avons montré au paragraphe 3.1.2.3 comment il est possible de travailler avec uniquement le champ total lorsque le champ incident n'est pas disponible. Dans tous les cas une calibration est nécessaire.

La tomographie par diffraction est basée sur un modèle acoustique simple. Il y a toujours une déviation (en phase et en amplitude) entre ce modèle et, par exemple, le modèle élastodynamique complet pour les simulations par éléments finis, ou par rapport à l'expérience. Dans ce chapitre, nous présentons d'abord des résultats sur des signaux de simulation. Rappelons que la tomographie par diffraction est étudiée dans cette thèse pour un tube droit. Néanmoins, les méthodes de calibration de champ présentées par la suite sont applicables pour une structure plus complexe telle qu'un tube coudé lors d'une méthode d'estimation de la fonction de Green sur cette structure est disponible.

#### 3.2.3.1 Calibration de champ - état de référence

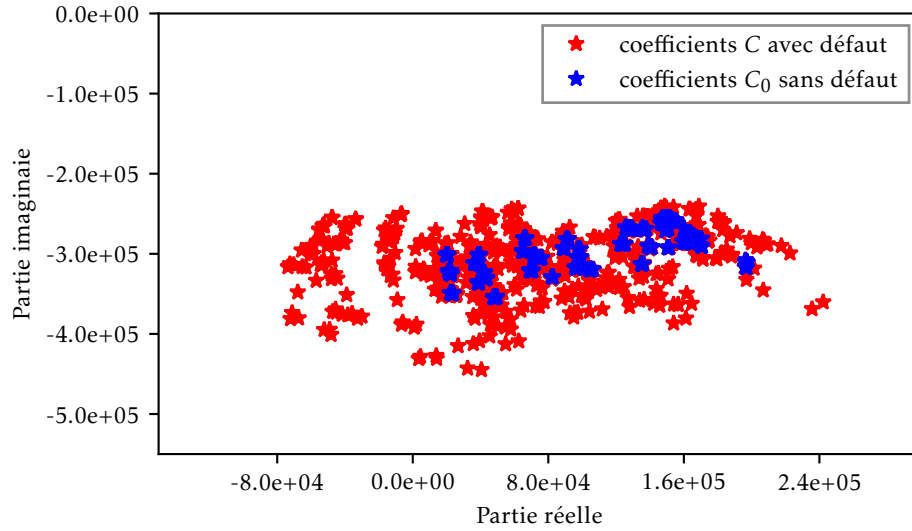
Une façon de réduire les erreurs de phase et d'amplitude consiste à calibrer les résultats de la propagation des ondes du modèle élastodynamique homogène (si on applique la tomographie par diffraction sur les données simulées) ou de l'expérience (quand la structure est à l'état sain) par rapport au modèle acoustique homogène en introduisant le facteur de calibration  $C_0$  défini comme [44, 42] :

$$C_0 = \frac{G_0(k_0|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|)}{\varphi_0^*(\mathbf{x}; \mathbf{x}_0)}, \quad (3.72)$$

où  $*$  est le complexe conjugué,  $G_0$  et  $\varphi_0$  sont la fonction de Green théorique du modèle acoustique et les champs obtenus par éléments finis ou par expérience à l'état sain, respectivement, pour une émission en  $\mathbf{x}_0$  et une mesure en  $\mathbf{x}$ .

Les coefficients de calibration  $C_0$  sont présentés sur la figure 3.13 dans le plan complexe.

Si les modèles coïncidaient parfaitement les coefficients  $C_0$  seraient proches du point (1 ; 0). On constate sur cette figure que les coefficients  $C_0$  ne sont pas autour du point (1 ; 0), mais autour du point



**FIGURE 3.13** – Représentation des coefficients de calibration obtenus à partir de données simulées sur le cas sans défaut et sur le cas avec défaut pour un tube de grand diamètre (un tube de diamètre interne de 250 mm et d'épaisseur nominale de 2,145 mm). La fréquence de travail est de 40 kHz qui nous donne une longueur d'onde d'environ 22 mm.

( $8,0 \times 10^4$  ;  $-3,5 \times 10^5$ ). Cela signifie qu'il y a une grande déviation d'amplitude entre les deux modèles, et une déviation de phase d'environ  $\pi/2$ .

La calibration est donc cruciale pour que la tomographie soit correcte non seulement au niveau de la détection de défauts, mais aussi pour l'estimation quantitative de la perte d'épaisseur de la structure. Dans la section des résultats, nous présenterons des cartographies de tomographie basée sur les données dites **calibrées avec la référence** qui sont calibrées par :

$$\varphi_{cal} = C_0 \times \varphi^* \quad (3.73)$$

où  $\varphi$  est champ obtenu par la simulation ou par expérience dans le cas avec défaut.

En réalité, dans certaines structures, le champ incident  $\varphi_0$  n'est pas disponible. La calibration basée sur les signaux sains n'est alors pas possible. Nous présentons dans le prochain paragraphe une méthode dite d'autocalibration qui est basée sur le champ total  $\varphi$  mesuré à un instant quelconque et qui permet de contourner ce problème.

### 3.2.3.2 Autocalibration - méthode sans état de référence : cas des tubes de grand diamètre

Une nouvelle approche dite d'autocalibration qui ne nécessite pas le champ incident est présentée dans ce paragraphe. Cette approche, introduite initialement par Tom Druet [153], est modifiée et adaptée ici pour le cas de tube.

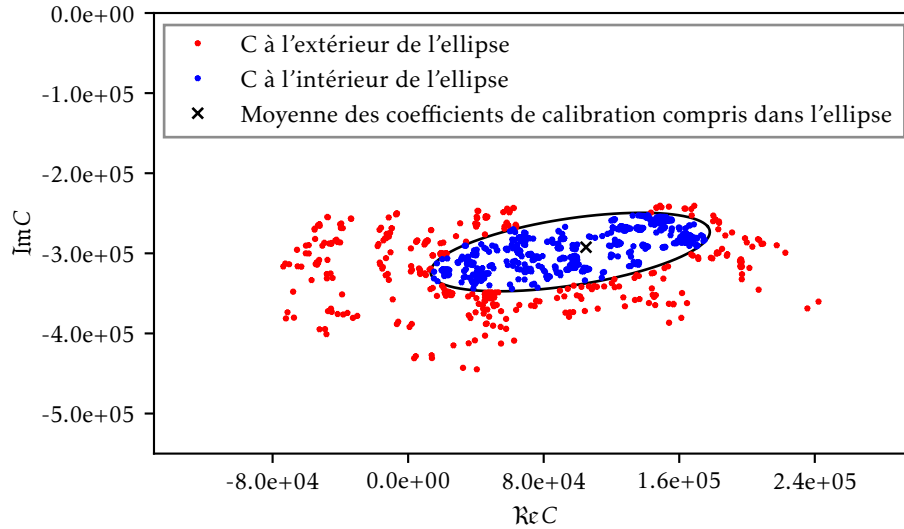
Nous introduisons ici les coefficients de calibration  $C$  mentionnés précédemment :

$$C = \frac{G_0(k_0|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|)}{\varphi^*(\mathbf{x}; \mathbf{x}_0)} \quad (3.74)$$

où  $*$  est le complexe conjugué,  $G_0$  et  $\varphi$  sont la fonction de Green théorique du modèle acoustique et le champ total par la simulation ou par expérience, respectivement, pour une émission en  $\mathbf{x}_0$  et une mesure en  $\mathbf{x}$ .

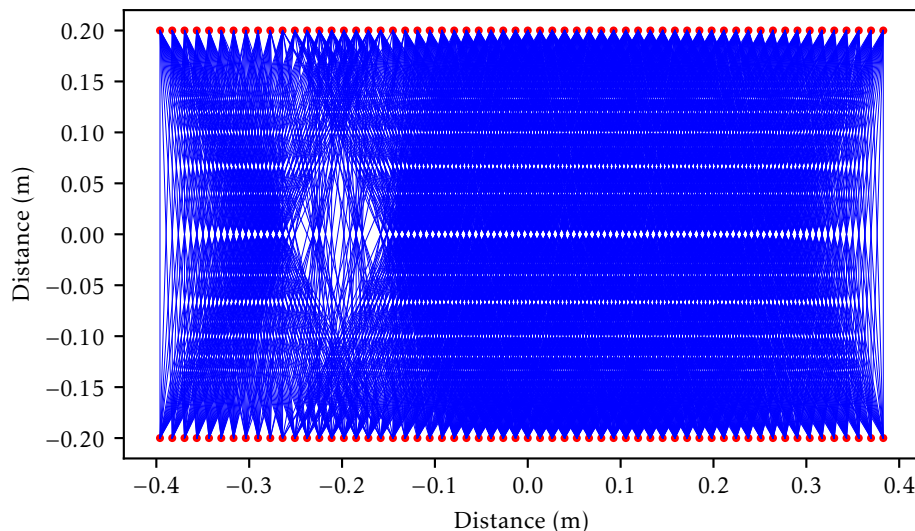
Notons que sur la figure 3.13, le nuage rouge avec le défaut est plus dispersé que le nuage bleu sans défaut à cause de la présence de défauts dans la structure qui introduisent des déphasages de  $\varphi$  par rapport  $\varphi_0$ , mais aussi des variations d'amplitude. Cependant, le défaut n'est pas global sur la structure, certaines zones et donc certains trajets ne contiennent pas la signature du défaut. Comme nous le voyons sur cette figure 3.13, la plupart des coefficients  $C$  sont concentrés autour du nuage bleu pour un défaut diffractant.

À partir de cette observation, nous pouvons alors obtenir les coefficients de calibration à partir des coefficients  $C$  avec défaut. Cela permet de s'affranchir des données à l'état sain. Dans un premier temps, nous estimons une ellipse de  $\beta$  (%) de confiance sur le nuage des coefficients  $C$ . L'ellipse de 90% de confiance des coefficients  $C$  pour un défaut de perte d'épaisseur  $\Delta e = 0,2$  mm, de rayon  $w = 50$  mm, à la position  $(-0,2$  m ;  $0$  m) est montrée sur la figure 3.14



**FIGURE 3.14** – Autocalibration réalisée sur les données simulées pour un tube de grand diamètre (un tube de diamètre interne de 250 mm et d'épaisseur nominale de 2,145 mm). La fréquence de travail est de 40 kHz qui nous donne une longueur d'onde d'environ 22 mm.

Sur cette figure, les coefficients  $C$  à l'intérieur de l'ellipse (représentés par le nuage bleu) sont considérés comme les coefficients  $C$  des couples de capteurs qui ne traversent pas le défaut. Pour le vérifier, nous traçons tous les rayons entre les couples de capteurs correspondant aux points bleus sur le domaine 2D comme le montre la figure 3.15.



**FIGURE 3.15** – Rayons des couples de capteurs dont le coefficient  $C$  est à l'intérieur de l'ellipse de confiance (et donc ne passant supposément pas par le défaut).

Notons que la plupart des rayons ne traversent pas le défaut. Nous pouvons maintenant estimer les



coefficients de calibration :

$$C^{auto} = \langle C^{\beta} (\%) \rangle, \quad (3.75)$$

où  $\langle \rangle$  représente la moyenne des coefficients  $C$  à l'intérieur de l'ellipse de  $\beta$  (%) de confiance.

Dans les tubes de grands diamètres, les nuages de points sont presque concentrés (quand la structure est à l'état sain), donc nous pouvons appliquer ce coefficient de calibration  $C^{auto}$  pour tous les couples de capteurs parce que ce coefficient de calibration peut corriger la différence de la phase et l'amplitude entre les deux modèles. Le champ calibré pour les données d'entrée de la tomographie par diffraction est finalement obtenu par :

$$\varphi_{cal}^{auto} = C^{auto} \times \varphi^*. \quad (3.76)$$

Dans le cas de tubes de petits diamètres (par rapport à la longueur d'onde), la dispersion sur le nuage de point est bien plus importante et ne permet pas d'appliquer la technique décrite ci-dessus. Cela vient du fait de l'anisotropie du nombre d'onde en fonction de la direction de propagation comme montré dans le chapitre 1.

Rappelons que dans ce chapitre 1, pour la famille de modes  $L(n, 1)$  un modèle a été introduit pour estimer la variation maximale (en %) du nombre d'onde  $k_{\alpha}$  selon la direction  $\alpha$ , qui est l'angle de propagation entre la direction de propagation et l'axe de tube, par rapport à celui selon la direction axiale  $k_0$  comme :

$$E_{max}(\%) = \frac{|k_{\alpha} - k_0|}{k_0} * 100 = 2,87 \frac{\left(\frac{\lambda}{e_0}\right)^{3,438}}{\left(\frac{D}{e_0}\right)^{1,976}} \quad (3.77)$$

Sur ce tube de  $D = 250$  mm,  $e_0 = 2,145$  mm et  $\lambda = 22$  mm à fréquence de 40 kHz, la variation maximale est d'environ 0,6 %, et donc négligeable pour que nous puissions considérer que le nombre d'onde soit isotrope  $k_{\alpha} = k_0$  pour toutes les directions  $\alpha$ . Nous verrons dans ce cas au paragraphe 3.3.1.1 que la tomographie basée sur un modèle isotrope de  $k_0$  donne de très bons résultats. Ce n'est plus le cas sur les tubes de petit diamètre. Par exemple avec un tube de  $D = 125$  mm,  $e_0 = 2,145$  mm et  $\lambda = 27$  mm à fréquence de 30 kHz, la variation maximale est d'environ 5,6 %, elle n'est plus suffisamment négligeable pour que nous puissions considérer que le nombre d'onde soit isotrope  $k_{\alpha} = k_0$ .

Nous allons présenter par la suite la correction nécessaire pour mieux exploiter cette méthode d'autocalibration sur tubes de petits diamètres et à fréquence plus basse.

### 3.2.3.3 Autocalibration - correction sur le tube

Quand le nombre d'onde dépend de l'angle de propagation  $\alpha$  par rapport à l'axe de tube, nous estimons les coefficients de calibration par l'expression ci-dessous en remplaçant  $k_0$  par  $k_{\alpha}$  :

$$C_{corr} = \frac{G_0(k_{\alpha}|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|)}{\varphi^*(\mathbf{x}; \mathbf{x}_0)} \quad (3.78)$$

où  $*$  est le complexe conjugué,  $G_0$  et  $\varphi$  sont la fonction de Green théorique du modèle acoustique et le champs total obtenu par la simulation ou par l'expérience, respectivement, et  $k_{\alpha}$  est le nombre d'onde selon la direction  $\alpha$ .

Dans le chapitre 1 nous avons montré que la famille de modes  $L(n, 1)$  contient un nombre discret et fini de modes de flexion à cause de la condition de continuité selon la circonférence de tube. Pour rappel, cela veut dire que la direction de propagation peut être représentée à partir de l'angle  $\alpha_n$  de chaque mode d'ordre  $n$  à une fréquence  $\omega$  donnée et estimée en utilisant :

$$\alpha_n = \arctan \frac{k_c}{k_{n,axial}} = \frac{n/R}{\omega/v_{\varphi,n,axiale}} \quad (3.79)$$

où  $v_{\varphi,n,axiale}$  est la vitesse de propagation de phase axiale exacte pour le  $n^{\text{ième}}$  mode et  $k_{n,axial}$  est le nombre d'onde axial exact de ce mode (rappelons que  $v_{\varphi,n,axial}$  et/ou  $k_{n,axial}$  peuvent être calculés à l'aide du logiciel CIVA). Le nombre d'onde du  $n^{\text{ième}}$  mode  $k_{\alpha_n}$  dans la direction de propagation  $\alpha_n$  est donné par :

$$k_{\alpha_n} = \sqrt{k_c^2 + (k_{n,axial})^2}. \quad (3.80)$$

Nous allons donc estimer le nombre d'onde  $k_{\alpha}$  dans la formule 3.78 selon une direction  $\alpha$  quelconque

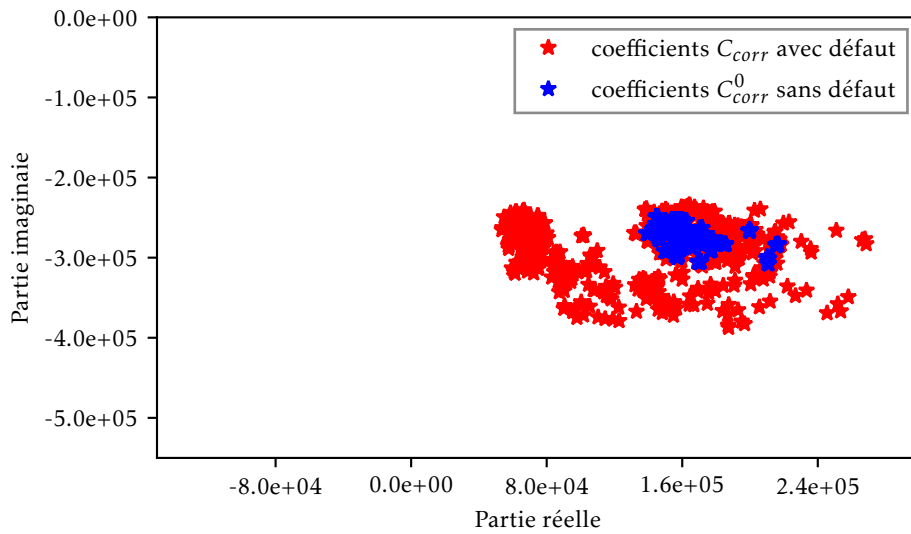
par l'interpolation de nombres d'onde discrets  $k_{\alpha_n}(\alpha_n)$  :

$$k_{\alpha} = K(\alpha_n, k_{\alpha_n})(\alpha), \quad (3.81)$$

où  $K$  est une fonction d'interpolation des nombres d'onde discret  $k_{\alpha_n}$ ,  $\alpha$  est l'angle entre la direction de propagation entre un émetteur et un récepteur et l'axe de tube. Soit un émetteur de coordonnées  $(X_s, Y_s)$  et un récepteur de coordonnées  $(X_r, Y_r)$ , cet angle est estimé par :

$$\alpha = \arctan\left(\left|\frac{X_r - X_s}{Y_r - Y_s}\right|\right) \quad (3.82)$$

Les coefficients  $C_{corr}$  sans et avec défaut obtenus à partir de cette technique sont présentés sur la figure 3.16.



**FIGURE 3.16** – Représentation des coefficients de calibration avec la correction de nombre d'onde obtenus à partir de données simulées sur le cas sans défaut et sur le cas avec défaut pour une même configuration précédente.

Nous remarquons que le nuage bleu représenté par les coefficients  $C_{corr}^0$  est plus concentré que le cas  $C_0$ . Cela va nous garantir beaucoup plus que l'utilisation d'un seul coefficient de calibration moyenné peut nous permettre de corriger la déviation entre les deux modèles (acoustique versus élastodynamique ou expérience). De plus, nous voyons bien la dispersion des coefficients  $C_{corr}$  avec défaut, qui sont représentés par le nuage rouge, par rapport au cas sans défaut.

L'autocalibration est maintenant appliquée sur les coefficients  $C_{corr}$  avec défaut. La procédure est la même que dans le cas sans corrections précédent. L'ellipse de 90 % de confiance du nuage de points (coefficients de calibration  $C_{corr}$  avec défaut) est montrée sur la figure 3.17.

Comme précédemment nous prenons la valeur moyennée des coefficients à l'intérieur de l'ellipse de confiance considérés comme issus des rayons ne traversant pas le défaut :

$$C_{corr}^{auto} = \langle C_{corr}^{\beta} (\%) \rangle \quad \text{et} \quad \varphi_{cal}^{auto} = C_{corr}^{auto} \times \varphi^* \quad (3.83)$$

Nous montrons également sur la figure 3.18 tous les rayons correspondant aux points bleus sur la figure 3.17, où l'on voit très nettement se dessiner la zone avec défaut.

Une remarque importante est que nous avons calibré le champ en prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde. Par contre, l'algorithme de tomographie utilisé dans cette thèse ne prend pas en compte cette anisotropie, ce qui est également le cas dans la plupart des approches de la littérature à cause de la complexité que cela implique. Cela nécessitera des développements ultérieurs. Nous allons corriger le

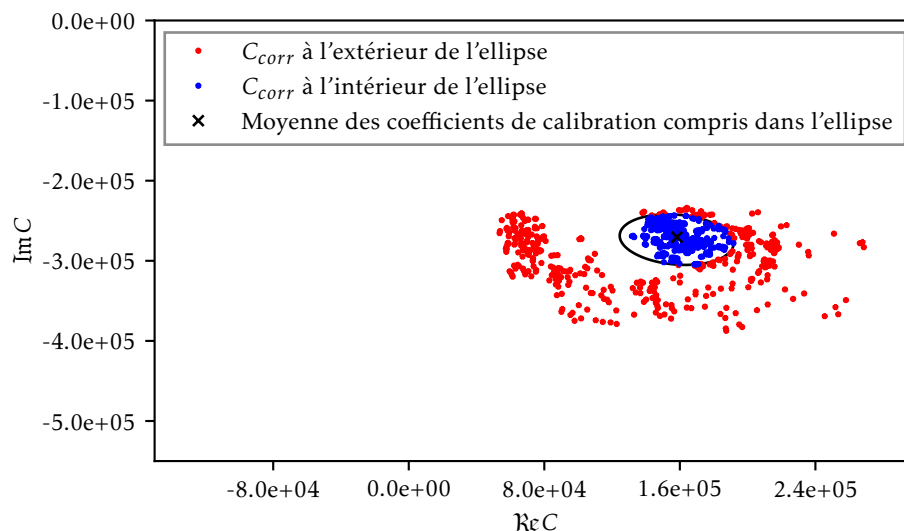


FIGURE 3.17 – Coefficients d'autocalibration réalisés sur les données simulées en prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde.

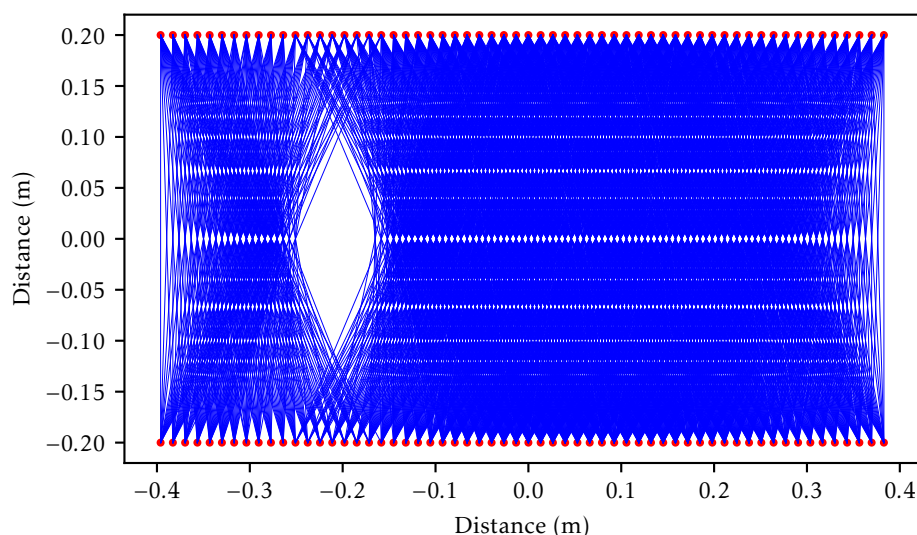


FIGURE 3.18 – Affichage des rayons de tous les couples de capteurs qui ont un coefficient  $C_{corr}$  à l'intérieur de l'ellipse.

champ calibré pour obtenir les données d'entrée de la tomographie :

$$\varphi_{cal}^{auto} = C_{corr}^{auto} \times \frac{G_0(k_0|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|)}{G_0(k_\alpha|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|)} \times \varphi^* \quad (3.84)$$

où  $*$  étant le complexe conjugué,  $G_0$  et  $\varphi$  sont la fonction de Green théorique du modèle acoustique et le champs total, respectivement.

Ainsi, la méthode décrite précédemment nous permet de compenser l'anisotropie dans le champ pour que nous puissions continuer à appliquer les algorithmes qui considèrent que le milieu est isotrope.

### 3.3 Résultats sur données simulées

Dans cette section, nous allons étudier les algorithmes de tomographie et pré/post-traitements présentés précédemment à partir de données de simulation obtenues par éléments finis (à partir du solveur intégré à CIVA).

Dans un premier temps, les résultats de tomographie par diffraction itérative à l'aide de l'algorithme **DBIGWDT** seront présentés. Nous évaluerons les performances de la tomographie par **OG** pour détecter et caractériser des défauts de corrosion sur tube droit. Nous évaluerons également ces performances sur des tubes de petits diamètres afin de montrer l'intérêt de la méthode mise en place de correction prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde.

Dans un deuxième temps nous nous intéresserons à la structure plus complexe qu'est le coude. Pour ce cas nous présenterons uniquement des résultats de tomographie en temps de vol à l'aide de l'algorithme **SART** présenté dans la partie 3.1.1 avec des temps de vol estimés par les deux méthodes présentées dans la partie 3.2.2. La tomographie par diffraction pour cette structure courbée est plus complexe que pour le tube droit car il n'existe pas d'expression analytique pour la fonction de Green.

#### 3.3.1 Tomographie sur tube droit

Nous abordons tout d'abord les résultats sur tube droit. Ce sont des résultats de simulation importants car ils nous permettent d'illustrer les développements apportés dans ce cas qui seront ensuite appliqués expérimentalement dans le chapitre 4.

Afin d'évaluer de manière quantitative les reconstructions tomographiques, nous estimons l'erreur d'épaisseur résiduelle, entre la cartographie de référence  $e_{\text{ref}}(\mathbf{r})$  et la cartographie issue de la tomographie  $e(\mathbf{r})$ , définis de la manière suivante :

$$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}(\%) = \frac{|\min e(\mathbf{r}) - \min e_{\text{ref}}(\mathbf{r})|}{|\min e_{\text{ref}}(\mathbf{r})|} 100\% \quad (3.85)$$

Afin d'évaluer la qualité de détection du défaut, nous parlerons aussi d'erreur de localisation  $Err_{\text{localisation}}$  définie comme suit :

$$Err_{\text{localisation}} = |CI_{\text{ref}} - CI_{\text{tomolo}}| \quad (3.86)$$

où  $CI_{\text{ref}}$  et  $CI_{\text{tomolo}}$  sont les centres d'inertie qui sont définis pour une cartographie  $e(\mathbf{r})$  par :

$$CI = \frac{\int e(\mathbf{r})\mathbf{r}d\mathbf{r}}{\int e(\mathbf{r})d\mathbf{r}} \quad (3.87)$$

Dans un premier temps, les résultats sur un tube de grand diamètre sont présentés.

##### 3.3.1.1 Tube de grand diamètre

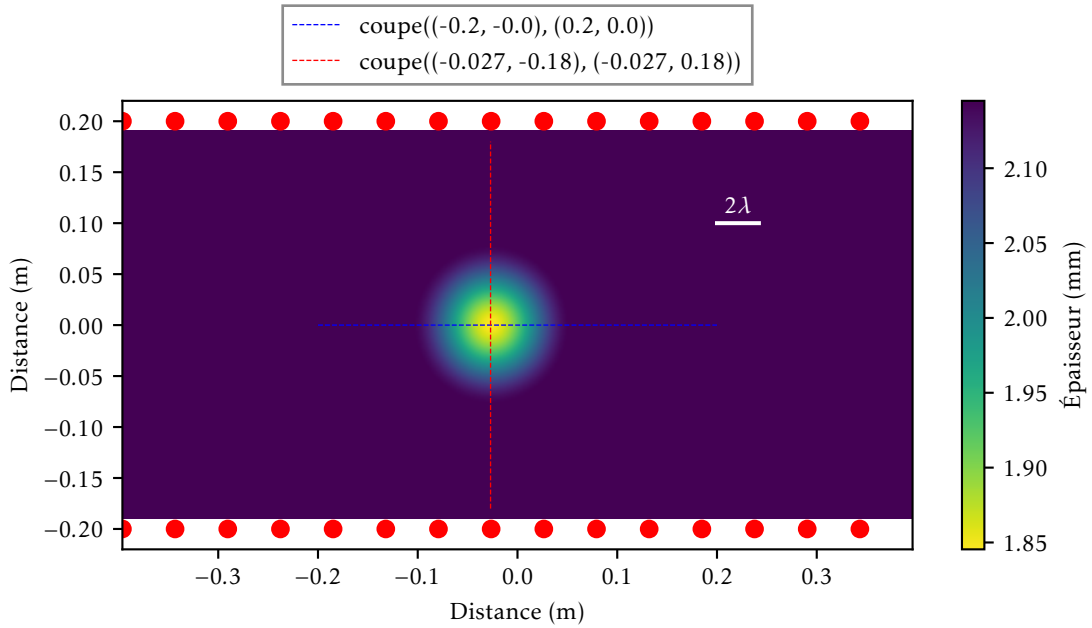
La configuration choisie pour étudier la tomographie sur un tube droit de grand diamètre est présentée sur le tableau 3.1 :

Paramètre	Valeur
$D$	250 mm
$e_0$	2,145 mm
$v_L$	5790 m s <sup>-1</sup>
$v_s$	3100 m s <sup>-1</sup>
$f_0$	40 kHz
$\lambda_0$	22 mm

TABLEAU 3.1 – Configuration de tube droit de grand diamètre pour étudier la tomographie par diffraction.

Notons que cette configuration sera étudiée expérimentalement dans le chapitre 4.

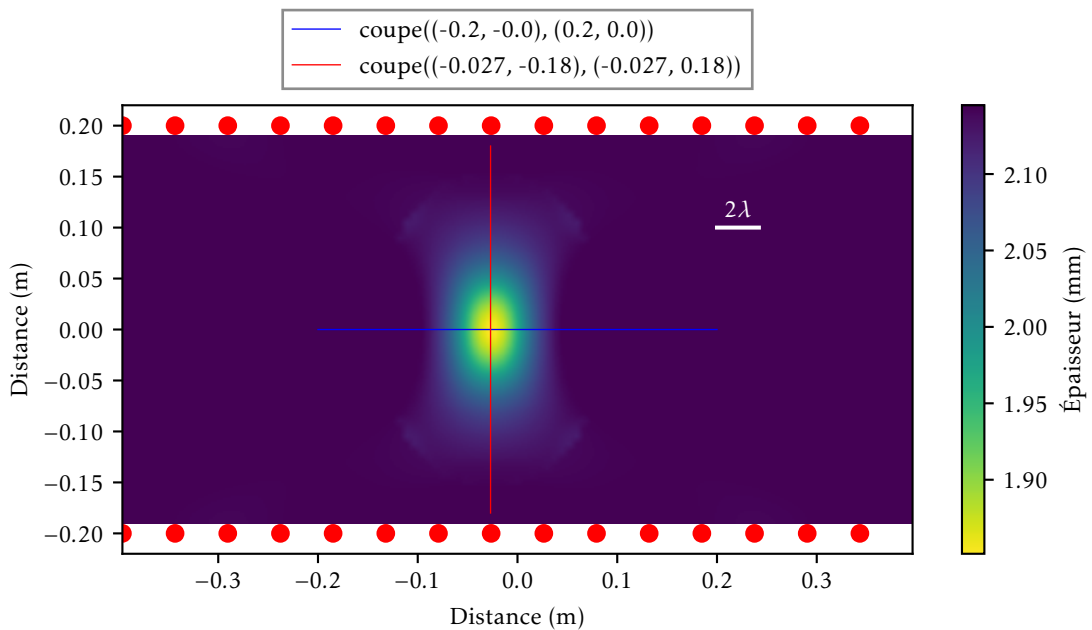
La première modélisation a été réalisée avec un défaut circulaire situé à la position  $(-0,027 \text{ m} ; 0 \text{ m})$  par rapport au centre de la cartographie entre deux couronnes de 15 capteurs. Les capteurs représentés par les cercles rouges et le défaut sont montrés sur la figure 3.19. Le défaut a pour rayon  $w = 80 \text{ mm}$  (le



**FIGURE 3.19** – Cartographie d'épaisseur de référence pour une configuration de tube droit de grand diamètre pour un défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm,  $\Delta e = 0,3$  mm.

rayon du défaut est environ de  $7,2\lambda$  à 40 kHz), et sa réduction d'épaisseur  $\Delta e$  est de 0,3 mm, ce qui est équivalent à 14 % de l'épaisseur nominale.

**Calibration sur les signaux à l'état sain (sans défaut)** Tout d'abord, les données d'entrée pour la tomographie par diffraction sont calibrées sur les champs à l'état sain. Le résultat de tomographie par [DBIGWDT](#) est présenté sur la figure 3.20.



**FIGURE 3.20** – Cartographie d'épaisseur obtenue à l'aide de l'algorithme de tomographie par [DBIGWDT](#). Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain.

A première vue le défaut est bien détecté et localisé.

Afin d'être plus quantitatif, les différentes coupes de cette cartographie sont comparées à celles de référence sur la figure 3.21.

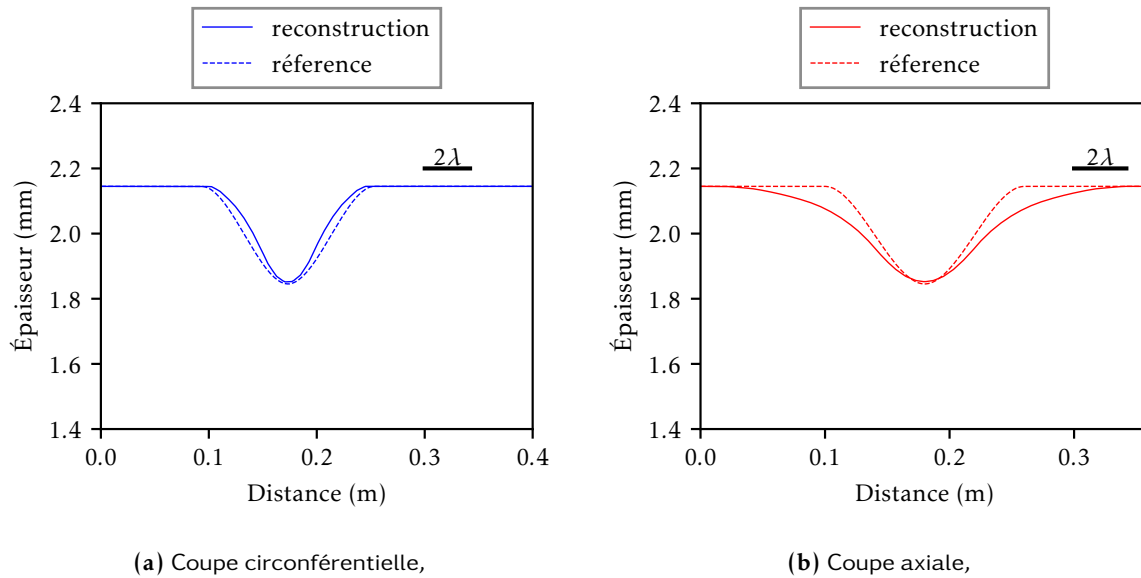


FIGURE 3.21 – Coupes circconférentielle et axiale pour le défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm,  $\Delta e = 0,3$  mm. Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain.

Notons que la reconstruction est très satisfaisante. La perte maximale d'épaisseur est bien estimée et la perte de résolution selon l'axe du tube du fait de l'absence de capteurs selon cet axe est modérée.

Les résultats pour la reconstruction de défauts de pertes croissantes d'épaisseur sont présentés sur la figure 3.22. Nous voyons que la tomographie permet de suivre remarquablement bien l'évolution d'épaisseur. La bonne reconstruction des défauts par la tomographie est vérifiée grâce aux petites erreurs d'épaisseur résiduelle (autour de 1,5 %) et aux petites erreurs de localisation (très petites par rapport à la longueur d'onde de travail) comme montrées dans le tableau 3.2.

Défaut ( $\Delta e$ )	$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}$	$Err_{\text{localisation}}$
0,2 mm	1,45 %	0,0021 $\lambda$
0,4 mm	1,38 %	0,0018 $\lambda$
0,6 mm	1,55 %	0,0012 $\lambda$

TABLEAU 3.2 – Présentation des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de différentes reconstructions tomographiques pour les défauts de rayon  $w = 80$  mm, et de différentes réductions d'épaisseur  $\Delta e = 0,2$  mm ; 0,4 mm ; 0,6 mm. Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain.

**Autocalibration basée sur les signaux de l'état courant - tomographie sans état de référence** Nous présentons maintenant des résultats de tomographie sans état de référence. Dans premier temps, l'autocalibration sans prendre en compte l'anisotropie du nombre d'onde est appliquée pour calibrer le champ en données d'entrée. Le résultat de tomographie par DBIGWDT est montré sur la figure 3.23.

La coupe circconférentielle est présentée sur la figure 3.23b qui montre que la perte maximale d'épaisseur est un peu sous-estimée. Cela vient du fait que le coefficient de calibration moyenné issu de l'autocalibration est mal estimé à cause de la non prise en compte de l'anisotropie du nombre d'onde. La reconstruction reste toutefois de très bonne qualité. Nous notons encore une fois qu'il y a une perte attendue de résolution selon l'axe du tube à cause de l'absence de capteurs selon cet axe. Donc, l'autocalibration sans prise en compte de l'anisotropie du nombre d'onde peut être appliquée directement.

Nous présentons également sur la figure 3.24 des résultats de tomographie avec les données d'entrée sont calibrées à l'aide l'autocalibration prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde. La qualité de

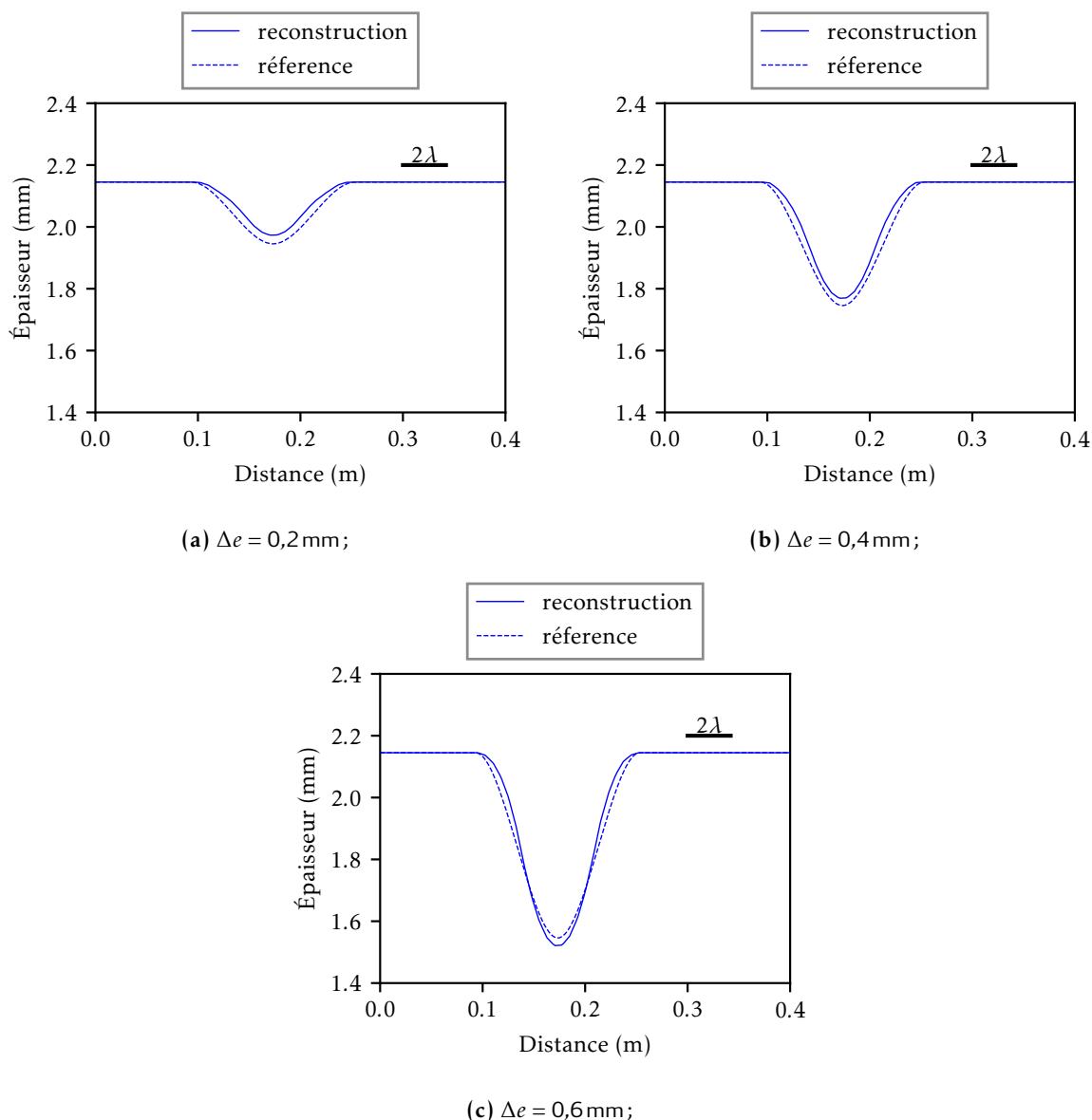


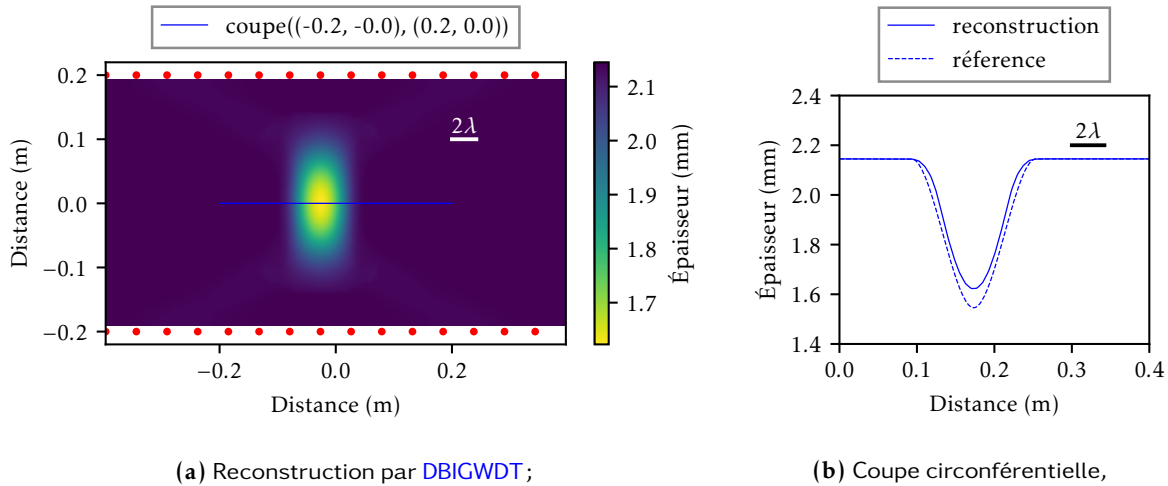
FIGURE 3.22 – Coupes circonférentielles pour les défauts de corrosion de rayon  $w = 80 \text{ mm}$ , et différents  $\Delta e = 0,2 \text{ mm}$  ;  $0,4 \text{ mm}$  ;  $0,6 \text{ mm}$ . Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain.

reconstructions des deux cartographies précédentes est très similaire comme montrée dans le tableau 3.3, ce qui illustre bien le fait que l'anisotropie du nombre d'onde est négligeable dans ce cas de tube de grand diamètre. Ce résultat était en effet attendu car la variation maximale de nombre d'onde en fonction de la direction de propagation est de 0,6 % pour cette configuration.

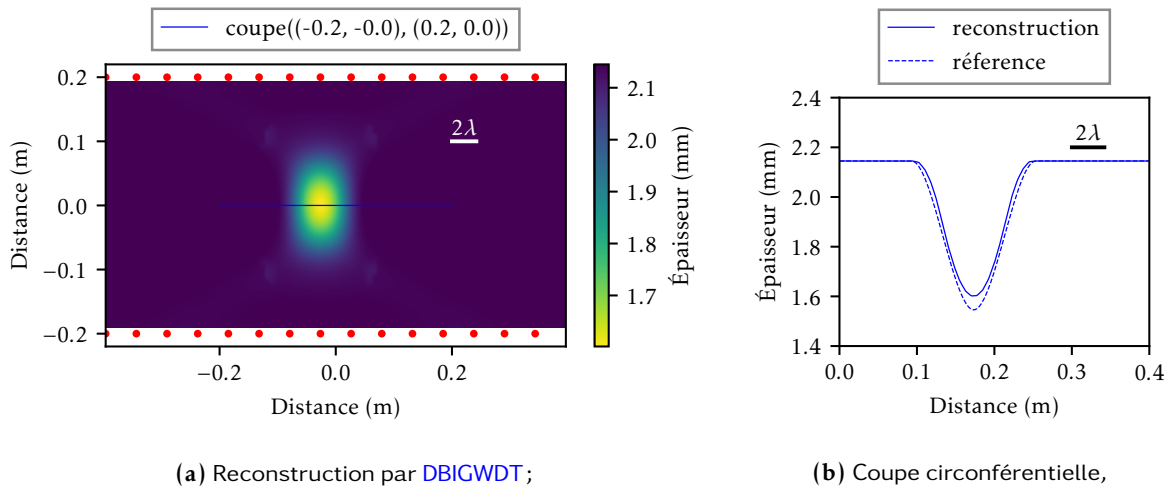
Défaut ( $\Delta e = 0,6 \text{ mm}$ )	$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}$	$Err_{\text{localisation}}$
Sans correction	3,36 %	0,0024 $\lambda$
Avec correction	3,09 %	0,0020 $\lambda$

TABLEAU 3.3 – Présentation des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de rayon  $w = 80 \text{ mm}$  et de réduction d'épaisseur  $\Delta e = 0,6 \text{ mm}$ . Les données d'entrée sont auto-calibrées sur les champs à l'état de défaut sans et avec correction de l'anisotropie du nombre d'onde dans le cas de tube de grand diamètre.

De manière général, nous pouvons dire que la qualité de reconstruction par autocalibration est un



**FIGURE 3.23** – Tomographie sur un tube droit avec l'autocalibration ( $\beta = 90\%$ ), basée sur les données de l'état de défaut, sans correction de l'anisotropie du nombre d'onde pour un défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm, et  $\Delta e = 0,6$  mm.



**FIGURE 3.24** – Tomographie sur un tube droit avec autocalibration ( $\beta = 90\%$ ), basée sur les données de l'état de défaut, avec correction de l'anisotropie du nombre d'onde pour un défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm, et  $\Delta e = 0,6$  mm.

peu moins bonne que la calibration sur les données de l'état sain car cette dernière calibre parfaitement le champ couple par couple de capteurs. En revanche, l'autocalibration prend la valeur moyennée pour tous les couples.

Notons que nous avons choisi  $\beta = 90\%$  pour réaliser la tomographie par autocalibration, ce qui signifie que 90% des rayons ne traversent pas le défaut. En réalité, nous ne sommes pas capable de choisir ce paramètre de manière explicite. L'autocalibration prenant en compte l'anisotropie du nombre rend la tomographie par diffraction plus robuste parce que le nuage de points (issu de cette méthode) est plus concentré pour les coefficients sains, donc la valeur moyenne des coefficients est moins variée quand nous faisons varier ce paramètre  $\beta$  (voir l'annexe B pour plus de détails). La robustesse des deux approches par rapport au paramètre  $\beta$  est importante pour appliquer l'autocalibration sur les données expérimentales. Si lecteur est intéressé, un autre exemple de tomographie est aussi illustré dans l'annexe B pour montrer l'effet du terme de correction de l'anisotropie du nombre d'onde.

Nous allons donc voyer par la suite plus d'efficacité de cette méthode de correction pour la tomographie par OG sans l'état de référence sur tube de petit diamètre.



### 3.3.1.2 Tube de petit diamètre

La configuration pour étudier la tomographie sur un tube droit de petit diamètre est décrite dans le tableau 3.4 :

Paramètre	Valeur
$D$	125 mm
$e_0$	2,145 mm
$v_L$	5790 m s <sup>-1</sup>
$v_s$	3100 m s <sup>-1</sup>
$f_0$	30 kHz
$\lambda_0$	27 mm

TABLEAU 3.4 – Configuration de tube droit de petit diamètre pour étudier la tomographie par diffraction.

La modélisation a été réalisée avec un défaut circulaire situé à  $(-0,0117 \text{ m} ; -0,025 \text{ m})$  du centre de la cartographie entre deux couronnes de 15 capteurs. Les capteurs représentés par les cercles rouges et le défaut sont montrés sur la figure 3.25. Le défaut a pour rayon  $w = 30 \text{ mm}$  (le rayon du défaut est

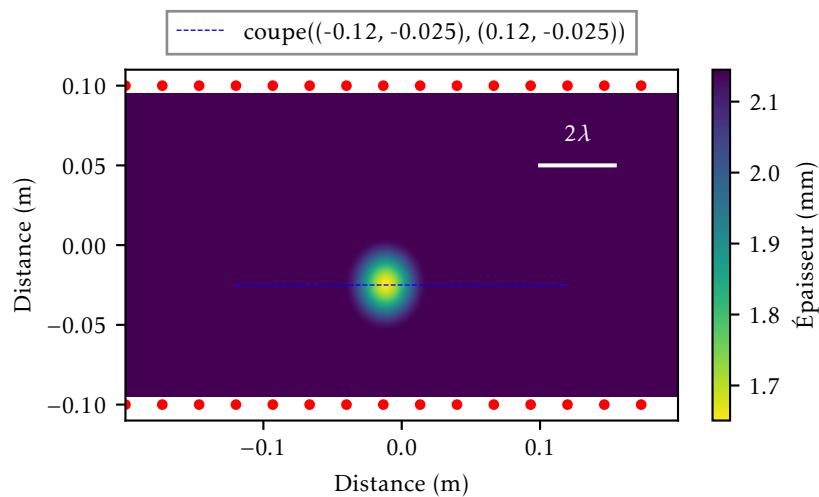


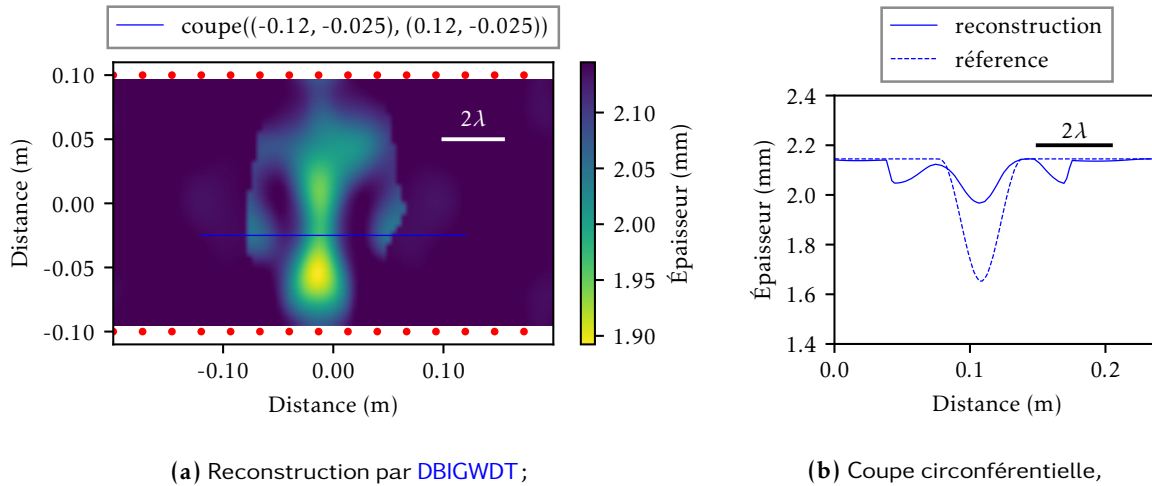
FIGURE 3.25 – Cartographie d'épaisseur de référence pour une configuration de tube droit de petit diamètre pour un défaut de corrosion de rayon  $w = 30 \text{ mm}$ ,  $\Delta e = 0,5 \text{ mm}$ .

environ de  $2,2\lambda$  à 30 kHz), et sa réduction d'épaisseur  $\Delta e$  est de 0,5 mm, ce qui est équivalent à une perte d'épaisseur de 23 % par rapport à l'épaisseur nominale de 2,145 mm.

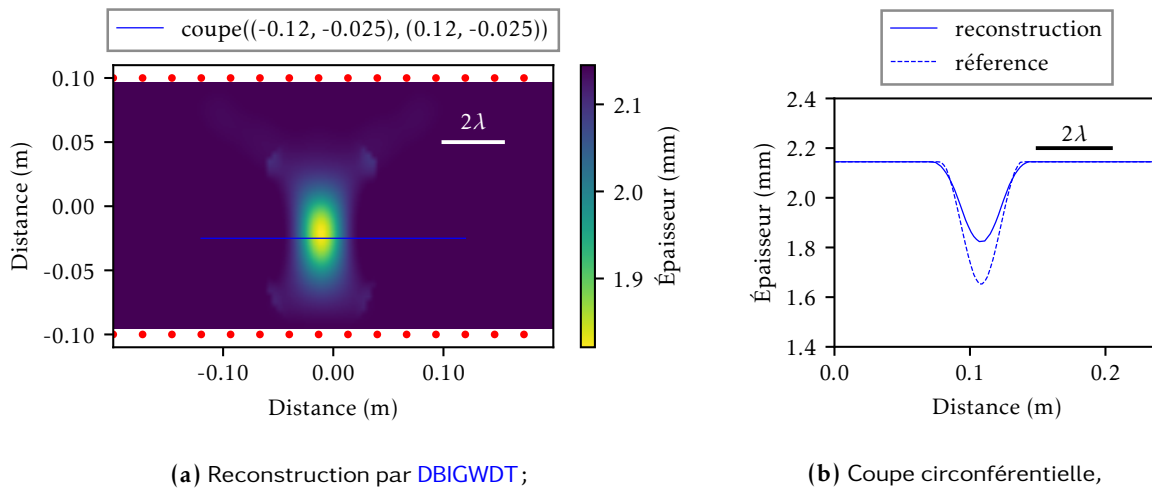
Dans un premier temps, l'autocalibration sans correction de l'anisotropie est appliquée pour obtenir les données d'entrée calibrées pour la tomographie par diffraction. L'image de reconstruction dans ce cas est présentée sur la figure 3.26a.

Nous voyons bien que la reconstruction est de mauvaise qualité. La position de défaut est mal localisée et de nombreux artefacts dégradent la qualité de cette image. La coupe circulaire présentée sur la figure 3.26b confirme la mauvaise reconstruction dans ce cas. Sur ce tube de petit diamètre, nous avons estimé précédemment que la variation maximale du nombre d'onde à 30 kHz est environ 5,6 %, ce qui n'est plus négligeable.

Les corrections de l'anisotropie du nombre d'onde sont ensuite appliquées. La cartographie d'épaisseur obtenue est présentée sur la figure 3.27a. La qualité de cartographie est cette fois-ci bien meilleure. Sur la figure 3.27b, la comparaison sur la coupe circulaire est présentée. Malgré une sous-estimation (notons que ce défaut est assez petit par rapport à la résolution optimale de la tomographie par diffraction comme montrée sur la cartographie d'épaisseur de référence de la figure 3.25), nous confirmons encore une fois l'amélioration apportée par la prise en compte de l'anisotropie du nombre d'onde dans l'étape de calibration comme montrée dans le tableau 3.5 qui présente des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de différentes reconstructions tomographiques pour ce défaut.



**FIGURE 3.26** – Tomographie sur un tube droit de petit diamètre avec l'autocalibration ( $\beta = 90\%$ ), basée sur les données de l'état de défaut, sans correction de l'anisotropie du nombre d'onde pour un défaut de rayon  $w = 30$  mm, et  $\Delta e = 0,5$  mm.



**FIGURE 3.27** – Tomographie sur un tube droit de petit diamètre avec l'autocalibration ( $\beta = 90\%$ ), basée sur les données de l'état de défaut, avec correction de l'anisotropie du nombre d'onde pour un défaut de rayon  $w = 30$  mm, et  $\Delta e = 0,5$  mm.

Défaut ( $\Delta e = 0,5$ mm)	$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}$	$Err_{\text{localisation}}$
Sans correction	23,6 %	divergente
Avec correction	4,12 %	0,0050 $\lambda$

**TABLEAU 3.5** – Présentation des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de différentes reconstructions tomographiques pour le défaut de rayon  $w = 30$  mm et de réduction d'épaisseur  $\Delta e = 0,5$  mm. Les données d'entrée sont auto-calibrées sur les champs à l'état de défaut sans et avec correction de l'anisotropie du nombre d'onde dans le cas de tube de petit diamètre.

Nous avons présenté ci-dessus des résultats de tomographie par diffraction sur différents tubes droits. Nous avons notamment montré l'importance d'appliquer une correction pour compenser l'anisotropie du nombre d'onde. Les résultats montrent une meilleure robustesse de cette méthode de correction pour la tomographie sur tubes de grands diamètres. Cette méthode permet surtout de travailler sur des tubes de petit diamètre sur lesquels la tomographie sans état de référence échoue complètement lorsque la correction de l'anisotropie du nombre d'onde n'est pas prise en compte. Cela nous permet d'appliquer la

tomographie par OG sur une grande gamme de tubes et cela représente une contribution majeure de cette thèse, matérialisée par le dépôt d'un brevet.

Par la suite, nous allons présenter les résultats de tomographie par OG sur une structure plus complexe : un tube avec un coude, qui représente une configuration d'intérêt majeur pour le monde industriel car cette rupture géométrique est souvent le lieu privilégié pour l'apparition de défaut de corrosion/érosion.

### 3.3.2 Tomographie sur tube coudé

Nous montrons dans cette section les résultats de tomographie par OG en temps de vol sur le tube coudé. Les données d'entrée sont obtenus par simulation, en utilisant le même solveur par éléments finis (intégré à CIVA) que dans la partie précédente.

Pour rappel, nous considérons qu'un cylindre généralisé est composé de deux sections droites jointes par un coude, comme le montre la figure 3.28. La surface médiane des deux sections droites autour du coude peut être représentée par deux cylindres circulaires de rayon,  $R$  comme le montre la figure 3.28a, jointe par un coude d'ouverture angulaire  $\theta$  et rayon de courbure,  $R_{coude}$ , selon la figure 3.28b.

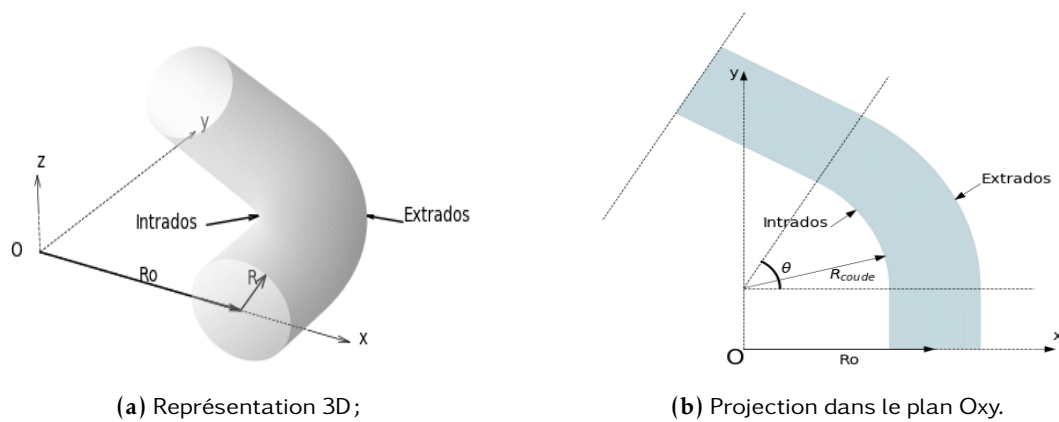


FIGURE 3.28 – Paramètres utilisés pour définir un tube coudé.

La configuration pour étudier la tomographie sur tube coudé est schématisée sur la figure 3.29. Deux

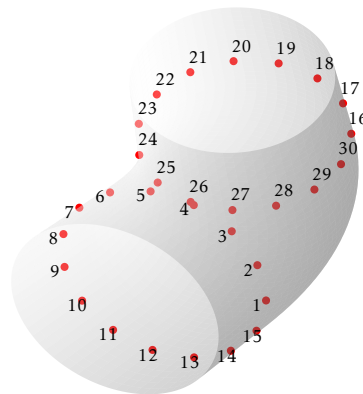


FIGURE 3.29 – Schéma de la configuration de simulation étudiée pour le tube coudé.

couronnes de  $N_c/2 = 15$  capteurs sont utilisées pour obtenir les signaux de propagation d'ondes entre

les couples de capteurs. Pour rappel, de ce choix de nombre de capteurs dépend la résolution optimale souhaitée (qui dépend aussi de la fréquence de travail et de la géométrie du tube).

### 3.3.2.1 Tomographie en temps de vol

Rappelons que malgré une dérivation d'un modèle acoustique pour la tomographie par diffraction sur un tube coudé (présentée dans le chapitre 1), l'expression analytique pour la fonction de Green théorique sur un tube coudé n'existe pas, d'où le besoin d'une méthode numérique. Celle-ci n'est pas réalisée dans le cadre de cette thèse. Ainsi, uniquement la tomographie en temps de vol sera présentée pour l'imagerie des tubes coudés. Les paramètres permettant de décrire la configuration choisie sont présentés dans le tableau 3.6 :

Paramètre	Valeur
$R$	125 mm
$R_0$	325 mm
$\theta$	$34^\circ$
$e_0$	2,145 mm
$v_L$	$5790 \text{ m s}^{-1}$
$v_s$	$3100 \text{ m s}^{-1}$
$f_0$	40 kHz
$\lambda_0$	22 mm

TABLEAU 3.6 – Configuration de tube coudé étudiée.

Les défauts de corrosion sont modélisés par certaines zones de perte d'épaisseur de forme circulaire (dans la représentation 2D). Un exemple de défaut paramétré de corrosion sur un tube coudé est illustré sur la figure 3.30, où la cartographie d'épaisseur d'un tube coudé dans la représentation 2D est montrée sur la figure 3.30a. La figure 3.30c montre cette cartographie d'épaisseur dans la représentation 3D. La figure 3.30b montre la coupe circumférentielle pour le point le plus profond dans la représentation 2D. Les défauts de corrosion sont paramétrés cette fois-ci par la perte d'épaisseur maximale  $\Delta e$ , le rayon  $w_2$  de la zone de perte d'épaisseur  $\Delta e$  constante et la largeur  $w_1$  d'une zone de transition. Les paramètres de forme angulaire  $\Delta\phi_1 = \frac{w_1}{R}$ ,  $\Delta\phi_2 = \frac{w_2}{R}$  correspondants de ces défauts sont présentés sur la figure 3.30d qui montre la coupe circumférentielle pour le point le plus profond dans la représentation 3D correspondante.

Dans un premier temps, les résultats de tomographie en temps de vol sont présentés.

**Petits défauts** Trois défauts de petite taille sont représentés par les paramètres du tableau 3.7.

N°	Position $\theta_0$	Position $\phi_0$	Étendue $\Delta\phi_1$	Étendue $\Delta\phi_2$	Perte d'épaisseur $\Delta e$
Défaut 1	$12^\circ$	$132^\circ$	$10^\circ$	$28^\circ$	0,8 mm
Défaut 2	$17^\circ$	$84^\circ$	$10^\circ$	$28^\circ$	0,8 mm
Défaut 3	$22^\circ$	$348^\circ$	$10^\circ$	$28^\circ$	0,8 mm

TABLEAU 3.7 – Paramètres des 3 défauts diffractants choisis pour étudier la tomographie en temps de vol sur le coude.

Notons que les angles selon la circonférence  $\phi$  et selon le coude  $\theta$  sont utilisés cette fois-ci pour définir un défaut sur le coude.

Dans un premier temps, la tomographie en temps de vol en **reconstruction absolue** est présentée. Nous allons présenter pour la suite des cartographies d'épaisseur reconstruites dans la représentation 2D avec des coordonnées curvilignes. Rappelons que sur cette représentation 2D, nous utilisons la métrique  $g$  comme un paramètre supplémentaire (inférieur à 1 en général) pour éviter la confusion avec les coordonnées cartésiennes. Nous montrons la cartographie de métrique sur la figure 3.31 afin de mieux interpréter les résultats de reconstruction. L'utilisation de cette métrique nous permet de distinguer la distance euclidienne entre deux points sur cette représentation. Plus la métrique est petite, plus la distance est petite. Sur le domaine acoustique fondamental de la figure 3.31, l'échelle de gris du fond indique la métrique  $g$ , avec des régions plus claires sur l'extrados du coude correspondant à une distance élevée et des régions plus sombres sur l'intrados du coude correspondant à une distance diminuée.

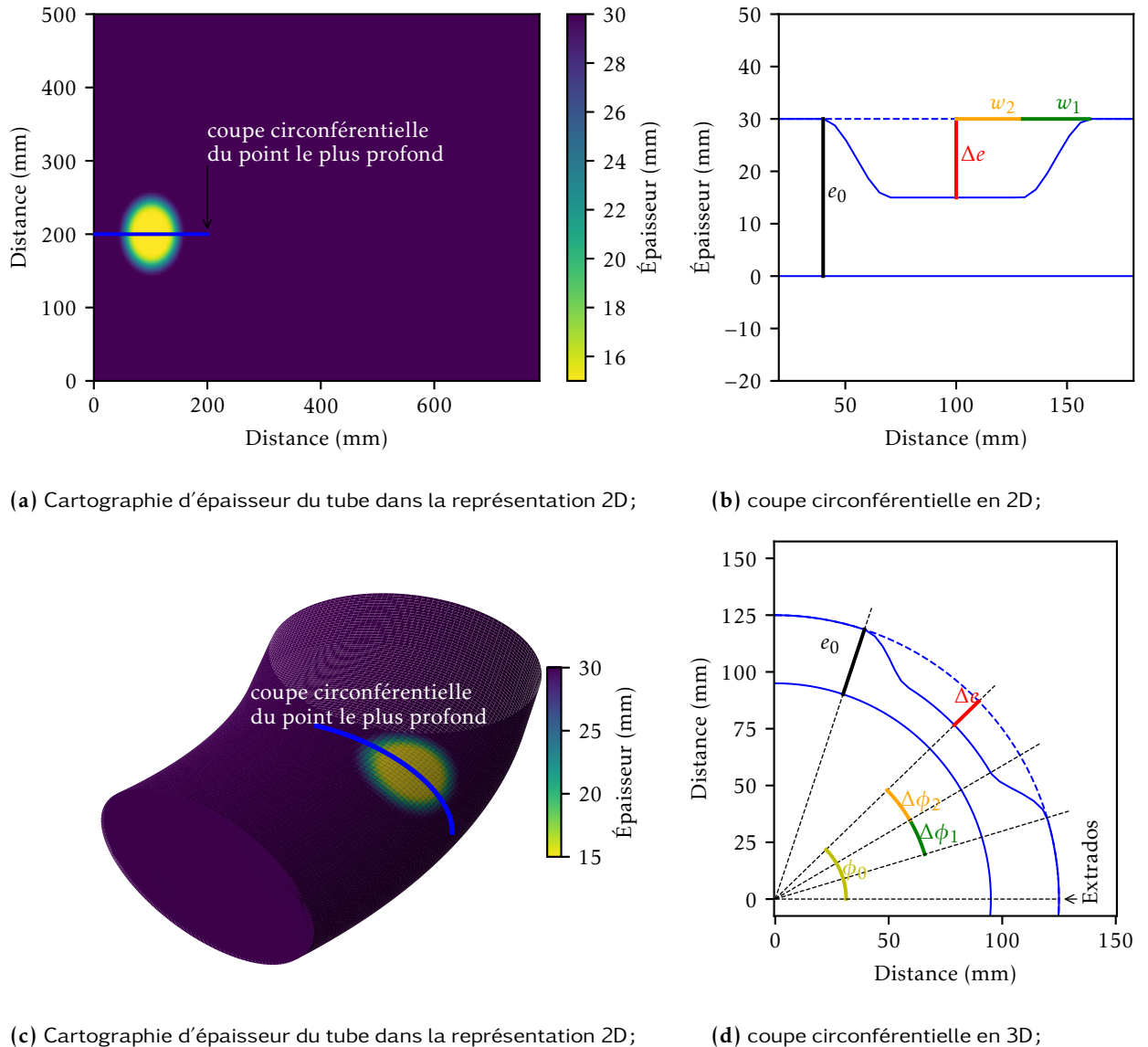


FIGURE 3.30 – Exemple d'un défaut paramétré de corrosion pour un tube droit.

Les cartographies d'épaisseur obtenues pour les 3 défauts et les références correspondantes sont présentées sur les figures 3.32, 3.33, 3.34.

En comparant les références avec les reconstructions, en général, nous voyons que les défauts sont bien détectés. La qualité de localisation augmente quand le défaut se déplace vers l'extrados du coude. Notamment le défaut 1 est assez mal localisé selon l'axe.

Notons que les références sont toutes les trois identiques dans le domaine 2D. Par contre, dans ce domaine, plus un point est proche de l'extrados, plus sa métrique (c'est à dire la distance Euclidienne) est grande. Cela veut dire que la taille réelle des défauts s'ordonne selon défaut 1 < défaut 2 < défaut 3. C'est la raison pour laquelle la taille du défaut 1 est la plus sous-estimée et celle du défaut 3 est la moins sous-estimée.

En général, ces 3 défauts sont petits ce qui les rend très diffractants. La tomographie en temps de vol sous-estime souvent ce type de défaut à cause de la résolution limite de ce type de tomographie (estimée par la largeur de la zone Fresnel  $\sqrt{\lambda L}$ , qui est égale à environ trois fois la distance entre les capteurs).

De plus, la qualité de l'image obtenue par la tomographie en **reconstruction absolue** est souvent dégradée à cause de la déviation entre les temps de vol estimés et ceux du modèle. Néanmoins, les résultats restent qualitativement acceptables.

Par la suite, nous présentons la tomographie en temps de vol en **reconstruction relative** sur ces 3

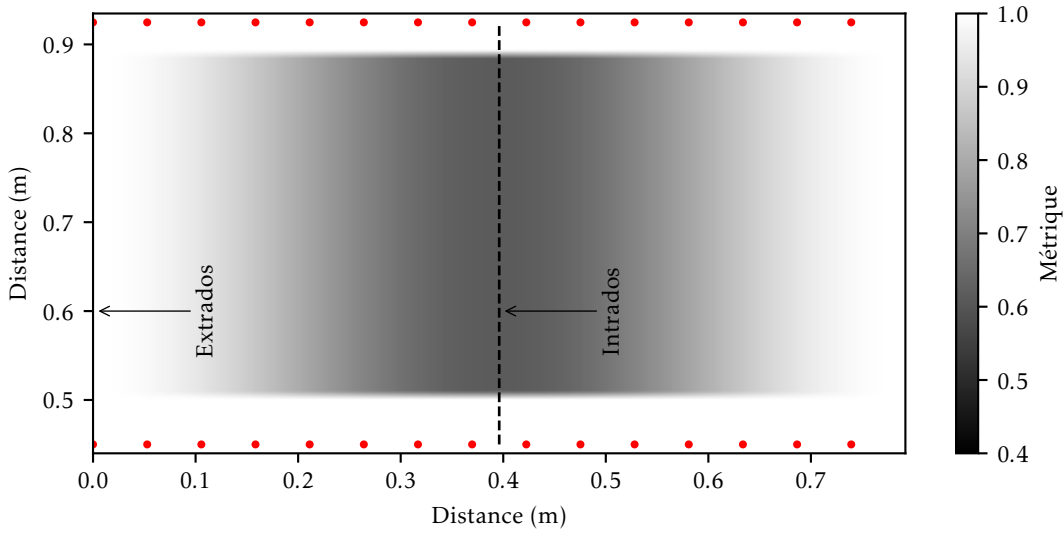
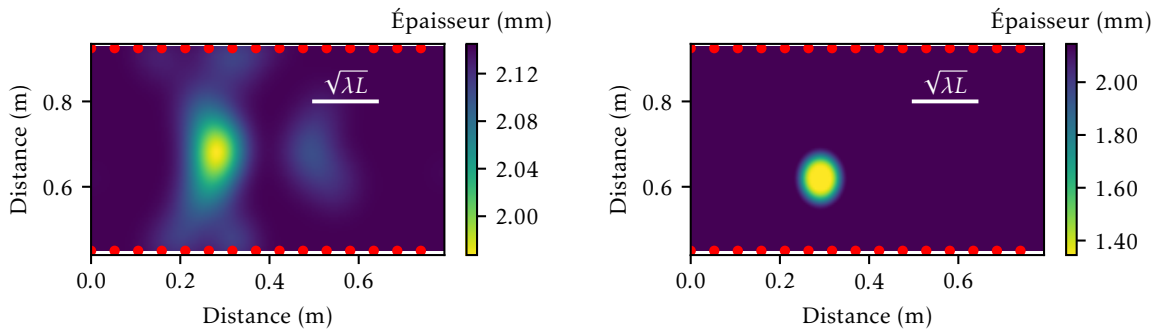


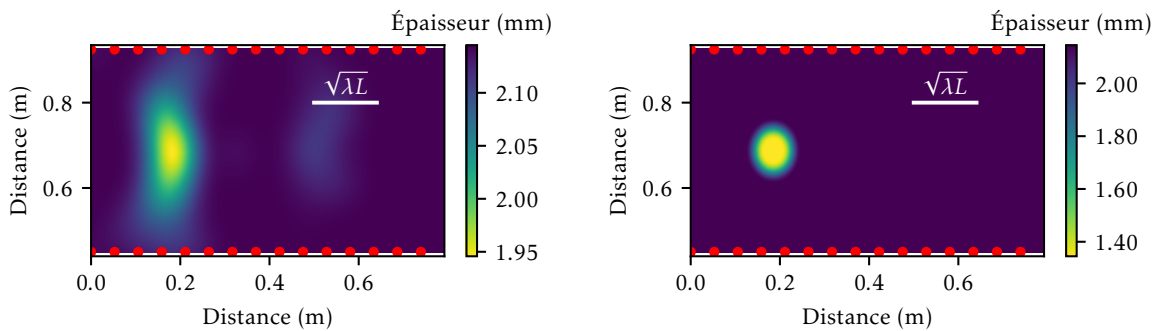
FIGURE 3.31 – Représentation 2D avec des coordonnées curvilignes pour le tube courbé.



(a) Cartographie d'épaisseur de reconstruction,

(b) Référence en 2D.

FIGURE 3.32 – Résultat de la tomographie en temps de vol pour le défaut 1 sur les données simulées en reconstruction absolue.



(a) Cartographie d'épaisseur de reconstruction,

(b) Référence en 2D.

FIGURE 3.33 – Résultat de la tomographie en temps de vol pour le défaut 2 sur les données simulées en reconstruction absolue.

défauts.

Les résultats de tomographie en temps de vol en estimation relative sur ces 3 différents défauts sont

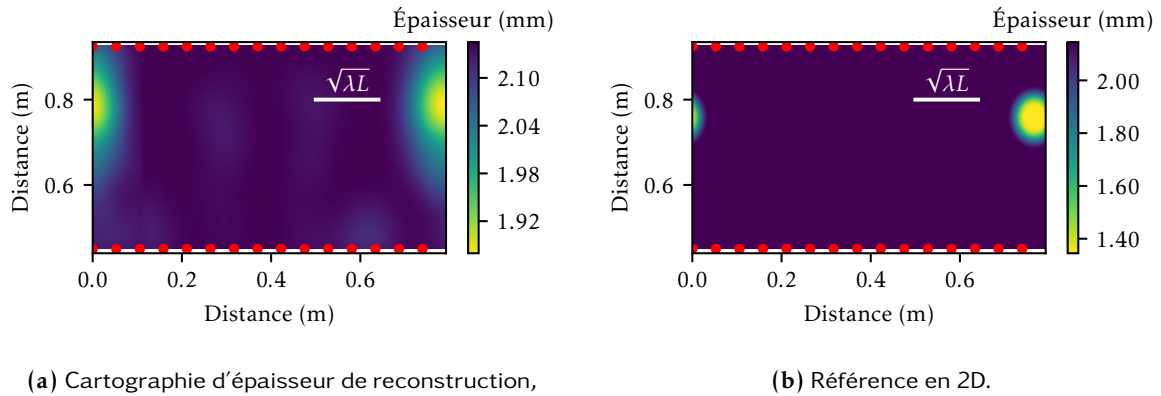


FIGURE 3.34 – Résultat de la tomographie en temps de vol pour le défaut 3 sur les données simulées en reconstruction absolue.

montrés sur les figures 3.35a, 3.35b et 3.35c pour les défauts numéro de 1, 2 et 3 respectivement.

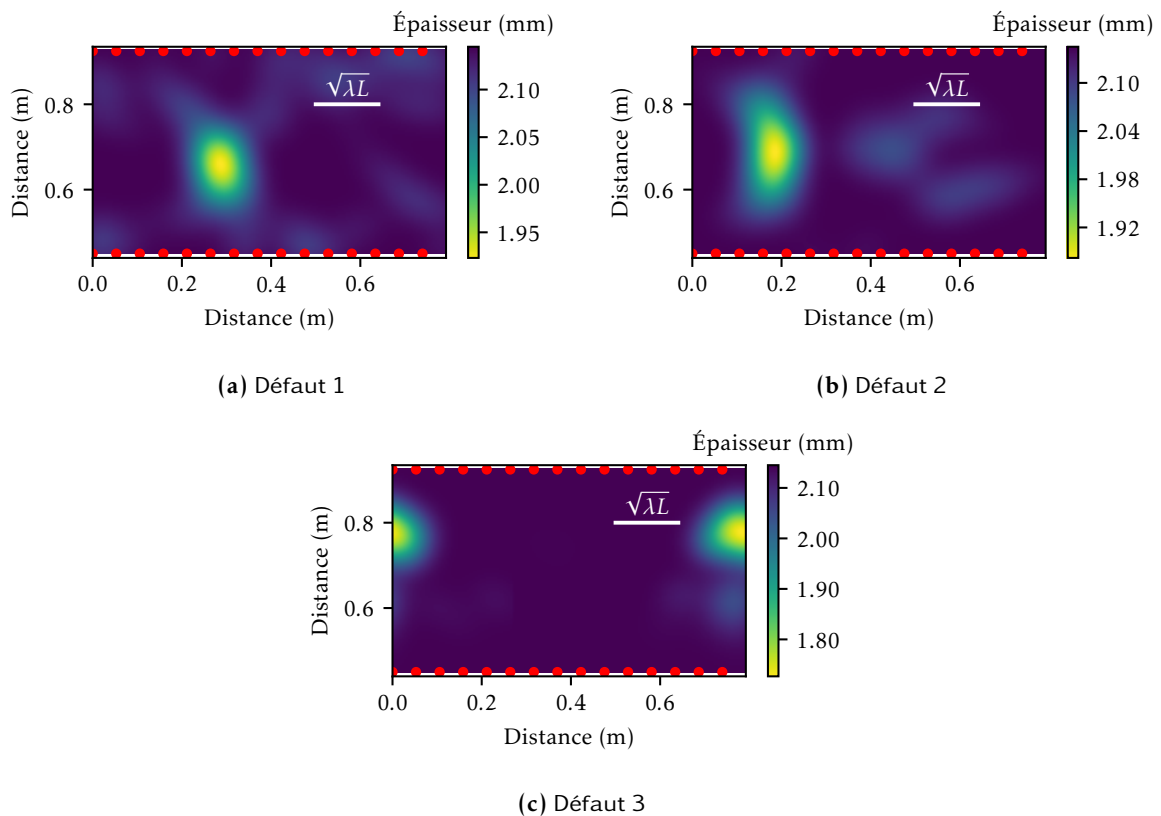


FIGURE 3.35 – Cartographies de la perte d'épaisseur pour les 3 défauts issues de la tomographie par temps de vol en reconstruction relative.

Premièrement, en comparant les références avec les reconstructions, nous voyons bien que les défauts sont aussi bien détectés. La même conclusion que le cas précédent est que la qualité de localisation s'améliore lorsque le défaut se déplace vers l'extrados du coude. De plus, le défaut 1, le plus proche de l'intrados, est mieux localisé cette fois.

Notons aussi qu'à cause de la taille physique du défaut  $1 < \text{défaut 2} < \text{défaut 3}$ , le défaut 1 est toujours le plus sous-estimé et le défaut 3 est le moins sous-estimé.

Une autre remarque est que les défauts sont moins sous-estimés pour la tomographie en estimation relative par rapport à l'estimation absolue.

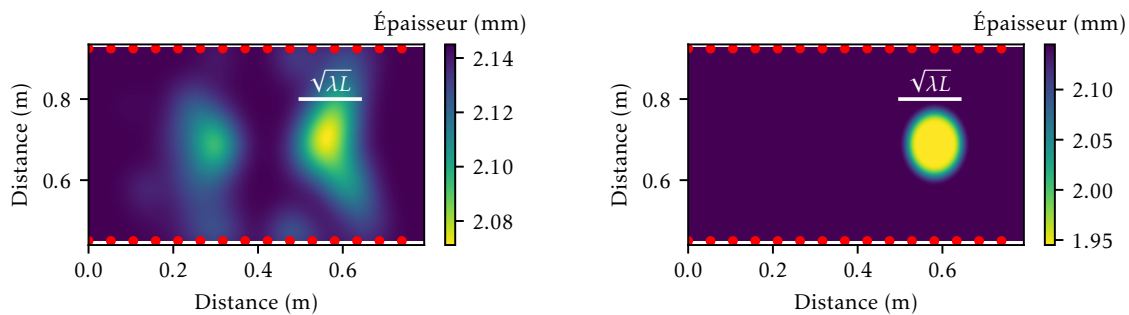
Nous allons montrer par la suite la tomographie en temps de vol sur un défaut plus grand et moins profond pour lequel on s'attend à ce que la tomographie en temps de vol soit plus adaptée.

**Grands défauts** Un grand défaut est représenté par les paramètres qui sont montrés dans le tableau 3.8.

N°	Position $\theta_0$	Position $\phi_0$	Étendue $\Delta\phi_1$	Étendue $\Delta\phi_2$	Perte d'épaisseur $\Delta e$
Défaut 4	17°	264°	20°	38°	0,2 mm

TABLEAU 3.8 – Paramètres du grand défaut pour étudier la tomographie en temps de vol sur le coude.

Dans premier temps, la cartographie issue de la tomographie en temps de vol en **reconstruction absolue** est montrée sur les figures 3.36a pour le défaut numéro 4. La référence est présentée sur la figure



(a) Cartographie d'épaisseur de reconstruction;

(b) La référence en 2D.

FIGURE 3.36 – Résultat de la tomographie en temps de vol pour le défaut 4 sur les données simulées en **reconstruction absolue**.

3.36b, nous voyons que le défaut est bien détecté. Par contre, il y a plusieurs artefacts qui dégradent la qualité de l'image. De plus, la reconstruction sous-estime la perte d'épaisseur. Cela peut s'expliquer par le fait que, comme présenté dans chapitre 1, la courbure du tube peut entraîner l'anisotropie du nombre d'onde, la vitesse de phase et éventuellement la vitesse de groupe. Dans notre modèle de géodésie qui nous permet de tracer des rayons sur le tube coudé, un modèle de la vitesse de groupe isotrope est utilisé. Cela va générer des écarts entre les temps de vol estimés et les temps de vol prédits par notre modèle comme nous avons vu précédemment. Notons que la tomographie en temps de vol avec une **reconstruction absolue** est effectivement une méthode sans état de référence. Afin d'améliorer la qualité des reconstructions par tomographie sans état de référence sur le tube coudé, différentes solutions peuvent être envisagées. Par exemple, dans un premier temps, une méthode qui est équivalente à l'auto-calibration présentée précédemment afin de corriger des temps de vol ce qui prend en compte l'anisotropie de la vitesse de groupe est alors une éventuelle solution afin d'obtenir la bonne donnée d'entrée. Deuxièmement, nous pouvons aussi prendre en compte l'anisotropie de la vitesse de groupe ou phase dans notre modèle de géodésie. Ces solutions devront faire l'objet des études ultérieures.

La cartographie issue de la tomographie en temps de vol en **reconstruction relative** est montrée sur la figure 3.37 pour le défaut numéro 4 et montre de meilleurs résultats avec une bonne localisation et une estimation correcte de sa profondeur avec moins d'artefact sur l'image.

Notons que dans le cadre de cette thèse, nous n'utilisons que la tomographie en temps de vol pour détecter des défauts sur le tube coudé. Lors de travaux futurs, un jour où la tomographie par diffraction à l'aide de **DBIGWDT** est implémentée sur le tube coudé, nous espérons que de meilleurs résultats puissent être obtenus. Les premiers résultats prometteurs obtenus par la tomographie en temps de vol nous donnent alors des perspectives pour les travaux dans le futur afin d'appliquer la tomographie par **OG** sur un tube coudé.



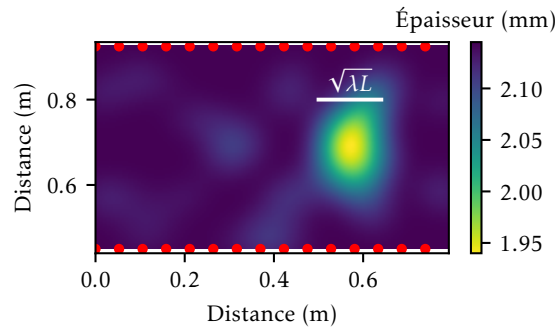


FIGURE 3.37 – Cartographie d'épaisseur pour le défaut 4 issue de la tomographie par temps de vol en reconstruction relative.

### 3.4 Conclusion sur la tomographie par ondes élastiques guidées dans les tubes

Dans ce chapitre, nous avons présenté différentes approches pour réaliser de la tomographie par OG dans des tubes. Ces différentes approches sont basées sur un modèle acoustique plus simple que le modèle élastodynamique pour approximer la propagation d'ondes guidées.

Dans un premier temps, nous avons montré les résultats de tomographie par diffraction sur un tube droit.

Afin de diminuer l'écart entre les deux modèles, il est nécessaire d'utiliser une calibration au préalable. Nous avons ainsi présenté une approche d'autocalibration qui affranchit les algorithmes de tomographie de l'utilisation d'un état de référence qui est en général contraignant à obtenir voire non disponible. Nous avons également introduit une correction prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde due à la courbure du tube. Cette correction permet de rendre plus robuste la tomographie dans le cas de tube de grand diamètre mais surtout d'appliquer la tomographie sur les tubes de petit diamètre. Ces résultats ont été présentés en détail sur des configurations de tubes droit sur lesquelles nous avons appliqué des algorithmes de tomographie par diffraction.

Pour des structures plus complexes comme les tubes coudés, la fonction de Green nécessaire pour l'utilisation des algorithmes de tomographie par diffraction n'existe pas sous la forme analytique. Nous n'avons donc à ce stade utilisé que la tomographie en temps de vol. Les résultats obtenus sont néanmoins très prometteurs et de nombreuses perspectives d'améliorations ont été mises en lumière (par exemple : résoudre numériquement l'équation de Helmholtz pour obtenir la fonction de Green, ...).

Nous allons montrer par la suite des résultats de tomographie par OG sur des données expérimentales dans un tube droit. Nous couplerons également ces algorithmes de tomographie avec les méthodes passives introduites dans le chapitre 2 ce qui résultera en un système de détection et suivi quantitatif de la corrosion facilement déployable sur une structure en fonctionnement.

# Tomographies expérimentales par ondes élastiques guidées

## Sommaire du présent chapitre

<b>4.1 Configuration expérimentale</b>	<b>100</b>
4.1.1 Propriétés de la structure étudiée . . . . .	100
4.1.2 Référence : numérisation 3D à l'aide de lumière structurée . . . . .	101
<b>4.2 Tomographie active</b>	<b>104</b>
4.2.1 Acquisition active . . . . .	104
4.2.2 Calibration avec un état de référence . . . . .	106
4.2.3 Autocalibration - méthode sans état de référence . . . . .	107
<b>4.3 Tomographie passive</b>	<b>110</b>
4.3.1 Acquisition passive . . . . .	111
4.3.2 Calibration sur l'état de référence . . . . .	112
4.3.3 Autocalibration - méthode sans état de référence . . . . .	113
<b>4.4 Tomographie hybride Titano-Zirconate de Plomb (PZT)-Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais) (FBG)</b>	<b>116</b>
4.4.1 Configuration expérimentale pour la tomographie hybride PZT-FBG . . . . .	116
4.4.2 Acquisition hybride . . . . .	117
4.4.3 Calibration avec un état de référence . . . . .	119
<b>4.5 Conclusions sur la tomographie par ondes élastiques guidées</b>	<b>120</b>

La méthode passive nommée **Corrélation de Bruit Ambiant (CBA)** a été présentée dans le chapitre 2. Elle permet de remonter aux informations de propagation d'ondes à partir de l'analyse du bruit. La performance de la tomographie par **Onde Élastique Guidée (OG)** a été validée par la simulation dans le chapitre 3. Le couplage de la **CBA** avec la tomographie par **OG** donne lieu à une nouvelle technique nommée tomographie passive par ondes guidées développée initialement dans [42] pour les plaques. Cette technique a été adaptée dans cette thèse dans le but de détecter et suivre la corrosion dans des tubes. Le bruit ambiant provient alors de la circulation du fluide dans la structure étudiée. Ce chapitre présente des résultats expérimentaux validant cette approche.

Dans une première partie, les configurations expérimentales ayant permis de réaliser de la tomographie active et de la tomographie passive sont présentées. Afin d'évaluer expérimentalement les performances de la tomographie active et passive, un défaut artificiel de corrosion a été créé par électrolyse. Nous expliciterons la procédure permettant d'obtenir une référence du défaut ainsi créé. Cette référence représente une cartographie d'épaisseur plus précise. Elle nous permettra d'évaluer les performances de la tomographie active et passive. Pour chaque cas, actif et passif, les systèmes d'acquisition correspondants seront décrits. Des cartographies d'épaisseur de la zone d'inspection reconstruites par tomographie active et passive sont alors réalisées pour détecter, localiser et caractériser le défaut de

corrosion. Enfin, à partir de résultats obtenus expérimentalement, nous présentons une configuration hybride pour étudier la tomographie par OG à l'aide des capteurs PZT et FBG. Cela a pour but de démontrer la faisabilité d'une utilisation de capteurs FBG pour détecter de la corrosion dans des tubes.

## 4.1 Configuration expérimentale

Une seule structure est présentée et étudiée tout au long de ce chapitre pour évaluer la tomographie par OG expérimentalement. Notons que la tomographie par OG appliquée sur une structure coudée a aussi été montrée précédemment (au chapitre 3). La validation a alors été faite sur des données simulées. Dans ce chapitre, nous présentons seulement des résultats expérimentaux sur tube droit. L'étude de la tomographie par OG sur structure courbée pourra faire l'objet de travaux futurs. Après avoir introduit le tube étudié, nous exposons une méthode plus locale et plus précise que la tomographie par OG pour estimer l'épaisseur de la structure. Cette méthode permet de produire une référence que nous pouvons utiliser pour évaluer les performances des algorithmes de tomographie développés. À ce stade, nous pouvons nous poser la question de pourquoi nous n'utilisons pas cette méthode pour remplacer la tomographie. Une raison simple est que cette méthode n'est pas capable de détecter des défauts si ces derniers sont présents à l'intérieur du tube. De plus, on ne peut pas utiliser cette méthode pour faire du [Contrôle Santé des Structures \(Structural Health Monitoring en anglais\) \(SHM\)](#). Nous confirmerons ce détail plus tard.

### 4.1.1 Propriétés de la structure étudiée

Comme nous avons mentionné précédemment, la structure étudiée dans ce chapitre est un tube droit. La figure 4.1 présente une partie de ce tube. Sur cette photographie, les pastilles blanches bordées

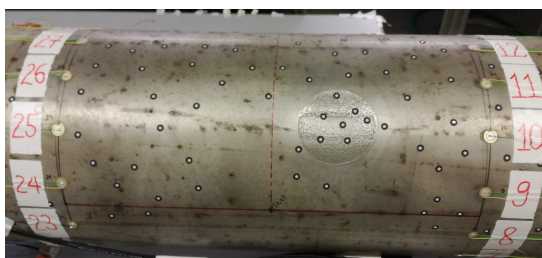


FIGURE 4.1 – Photographie de la partie du tube utilisé pour étudier la tomographie active et passive. Deux couronnes de 15 transducteurs PZT de 8 mm de diamètre sont collées à une distance de 400 mm.

de jaune sont les transducteurs PZT utilisés. Un défaut de forme circulaire est visible entre les deux couronnes de transducteurs PZT. Ce défaut a été créé par électrolyse. Sur cette photographie, les cibles blanche bordées de noir ont été placées aléatoirement sur le tube. Celles-ci sont exploitées par un système de numérisation 3D basé sur de la lumière structurée. Ce système est utilisé dans le but de caractériser le défaut plus précisément que la tomographie. Cela nous permettra d'avoir une référence afin de quantifier les performances des reconstructions de tomographie par OG.

Les propriétés du tube étudié dans le présent chapitre sont résumées dans le tableau 4.1. La structure

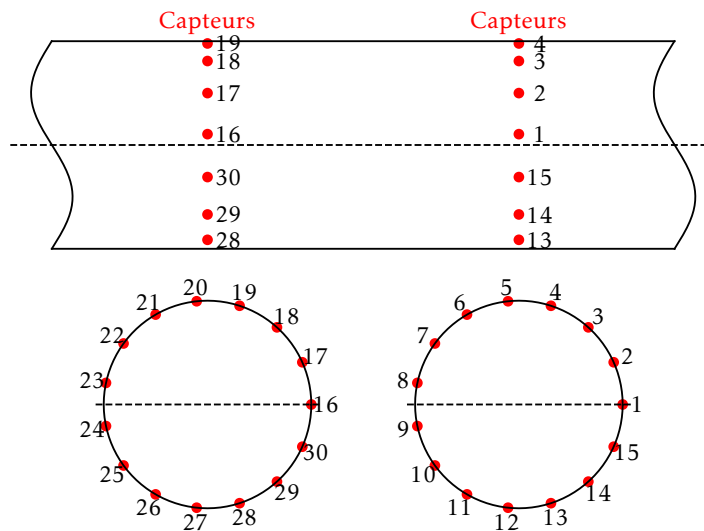
Paramètre	Valeur
$D$	250 mm
$e_0$	2,145 mm
$v_L$	5790 m s <sup>-1</sup>
$v_s$	3100 m s <sup>-1</sup>
$f_0$	40 kHz
$\lambda_0$	22 mm

TABLEAU 4.1 – Configuration du tube droit de grand diamètre pour étudier la tomographie expérimentale active et passive.

étudiée est un tube en acier inoxydable avec les propriétés géométriques suivantes : une longueur d'environ 3000 mm, un diamètre interne de 250 mm et une épaisseur nominale de 2,145 mm. Les propriétés

matériaux du tube sont : une masse volumique  $\rho = 7,89 \text{ g cm}^{-3}$ , un module de Young de 197 GPa et un coefficient de Poisson de 0,3. Les propriétés acoustiques sont quant à elles : une vitesse longitudinale  $v_L = 5790 \text{ m s}^{-1}$  et une vitesse transversale  $v_T = 3100 \text{ m s}^{-1}$ .

Dans un premier temps, 30 transducteurs PZT sont collés sur deux couronnes de distance  $d = 400 \text{ mm}$  (voir la Figure 4.1). Les positions des transducteurs et leurs numérotations sont montrées sur le schéma de la figure 4.2.



**FIGURE 4.2** – Schéma de la position et de la numérotation correspondante des transducteurs PZT sur deux couronnes. Les acquisitions actives et passives seront réalisées à l'aide de ces deux couronnes de transducteurs PZT.

Les acquisitions actives et passives avec ces capteurs PZT seront présentées plus tard dans les sections suivantes qui présentent les résultats de tomographie active et passive par OG.

Comme nous le voyons sur la photographie de la figure 4.1, un défaut artificiel a été créé par électrolyse. Ce dernier présente des variations d'épaisseur. Il peut donc être considéré comme représentatif d'un défaut de corrosion/érosion. Pour plus de détails, le lecteur peut consulter l'annexe C pour voir la procédure d'électrolyse utilisée.

Nous allons voir par la suite la méthode utilisée pour obtenir une cartographie d'épaisseur de référence.

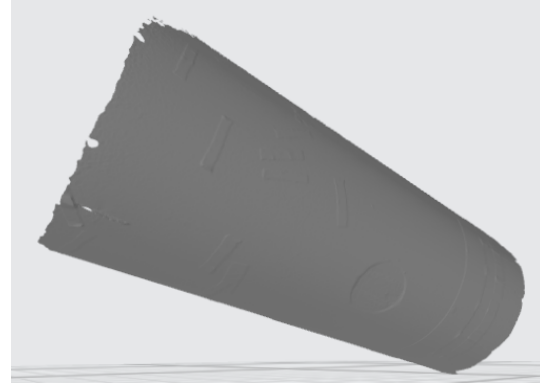
#### 4.1.2 Référence : numérisation 3D à l'aide de lumière structurée

Comme mentionné précédemment, afin de pouvoir évaluer les performances de la tomographie par OG, les cartographies d'épaisseur issues de la tomographie par OG sont comparées à une référence. Pour obtenir la référence du défaut créé par électrolyse (figure 4.1), un système de numérisation en 3D basé sur de la lumière structurée est utilisé.

La numérisation 3D de la surface extérieure du tube est montrée sur la figure 4.3. La figure 4.3a montre le système de numérisation 3D de Creaform (appelé "Go Scan 3D 50"). Ce système est capable de produire rapidement des modèles 3D précis d'une grande variété d'objets. Quand on parle de précision, on est sur un ordre de dizaines de  $\mu\text{m}$ . De plus, ce système de numérisation offre une haute résolution. La résolution maximale est d'environ 0,5 mm. Ce système de numérisation 3D utilise la technologie de lumière structurée. Le principe de cette technique est introduit brièvement ici. Un système de numérisation 3D à lumière structurée (peut être blanche ou bleue) est généralement composé d'un projecteur et de deux caméras. Pour produire une numérisation, différents motifs de lumière (consistent généralement en une série de bandes, mais peut aussi être une matrice de points ou d'autres formes) sont projetés par un projecteur sur un objet et deux caméras enregistrent où et comment les motifs de lumière sont déformés par l'objet. Grâce à de simples calculs trigonométriques, la distance et l'emplacement de milliers de points de mesure où le motif lumineux frappe l'objet sont calculés. L'emplacement de ces points sur la surface de l'objet est triangulé en utilisant le projecteur et les caméras comme points de



(a) Système de numérisation 3D "Go Scan 3D 50" de Creaform,



(b) Rendu 3D sous forme d'une image du nuage de points produit par le système de numérisation 3D "Go Scan 3D 50",

**FIGURE 4.3** – Numérisation 3D de la surface extérieure du tube ayant pour objectif de mesurer la perte d'épaisseur induite par le défaut de corrosion artificiel.

référence. Le résultat obtenu est un nuage de points représentant la géométrie de l'objet. Un exemple du rendu 3D sous forme d'une image du nuage de points produit par le scanner est montré sur la figure 4.3b. Nous observons bien l'érosion par électrolyse sur cette image.

Notons que le nuage de points obtenu est fourni dans un système de coordonnées cartésien arbitraire. La position des points dans ce système de coordonnées dépend de la position du scanner. Par conséquent, pour chaque numérisation, un ensemble de points  $(x', y', z')$  sur la surface de la partie scannée du tube est sorti comme un nuage de points dans le repère du balayage  $(O', x', y', z')$ . Ce dernier est souvent translaté et retourné arbitrairement par rapport au repère  $(O, x, y, z)$  que nous avons introduit pour étudier le tube. De plus, afin de pouvoir obtenir une meilleure estimation de la perte d'épaisseur, une comparaison avec des mesures réalisées quand le tube est sain est nécessaire. Cela nécessite le fait que les deux mesures soient comparables et donc dans un même repère. Pour ce faire, des transformations géométriques sont appliquées.

Une transformation est faite quand la translation et la rotation du repère  $(O', x', y', z')$  est connue par rapport au repère  $(O, x, y, z)$ . Pour obtenir la translation et la rotation, un ajustement est réalisé sur les points de mesure pour retrouver l'équation de l'axe du tube. Cette équation peut être représentée à l'aide d'un point  $A$  de coordonnées  $(x'_A, y'_A, z'_A)$  se situant sur l'axe et d'un vecteur directeur (dans la direction de l'axe)  $\mathbf{n}_a$ . Notons que la distance entre tous les points de mesure et l'axe du tube est constante et égale à  $R$ , le rayon externe du tube. La fonction à minimiser est alors définie comme :

$$A, \mathbf{n}_a, R = \arg \min_{A, \mathbf{n}_a, R} \sum_{i=1}^N \left[ R - \frac{\|\mathbf{u}_i \times \mathbf{n}_a\|}{\|\mathbf{n}_a\|} \right]^2 \quad \text{sous contrainte de} \quad \mathbf{u}_i = (x' - x'_A, y' - y'_A, z' - z'_A) \quad (4.1)$$

où  $\times$  représente le produit vectoriel, et  $\|\cdot\|$  est la norme d'un vecteur.

Un exemple de la surface ajustée à partir d'un ensemble de points mesurés est montré sur la figure 4.4. Les points bleus sur cette figure représentent les coordonnées mesurées. La répartition du nuage de points confirme l'existence d'une surface de tube à laquelle appartient les points mesurés. La surface issue de l'ajustement est obtenue à l'aide des paramètres estimés via une solution d'optimisation qui vise à minimiser la fonction coût définie dans l'équation 4.1. Notons que le défaut de corrosion induit une perte d'épaisseur sur la paroi du tube. Cette perte d'épaisseur engendre des variations de distance entre les points situés dans la zone du défaut et l'axe du tube. Afin de minimiser l'erreur due à la présence du défaut, seuls les points mesurés sur la partie saine ont servi à l'ajustement.

Nous avons défini précédemment que les paramètres d'ajustement sont le rayon du tube  $R$ , un point se situant sur l'axe du tube  $A$  et un vecteur directeur  $\mathbf{n}_a$  orienté selon ce même axe. Une fois que ces paramètres sont estimés, une transformation des coordonnées de chaque point peut être réalisée. Après avoir ajusté les coordonnées obtenues pour retrouver l'axe du tube, le nuage de points est transformé afin d'obtenir les nouvelles coordonnées  $(x, y, z)$  correspondant au système de coordonnées conventionnelles définies pour un tube droit, comme montré sur la figure 4.5. Le but étant d'obtenir des nouvelles coordonnées dans un système de coordonnées commun pour les mesures avec et sans défaut. Cela est

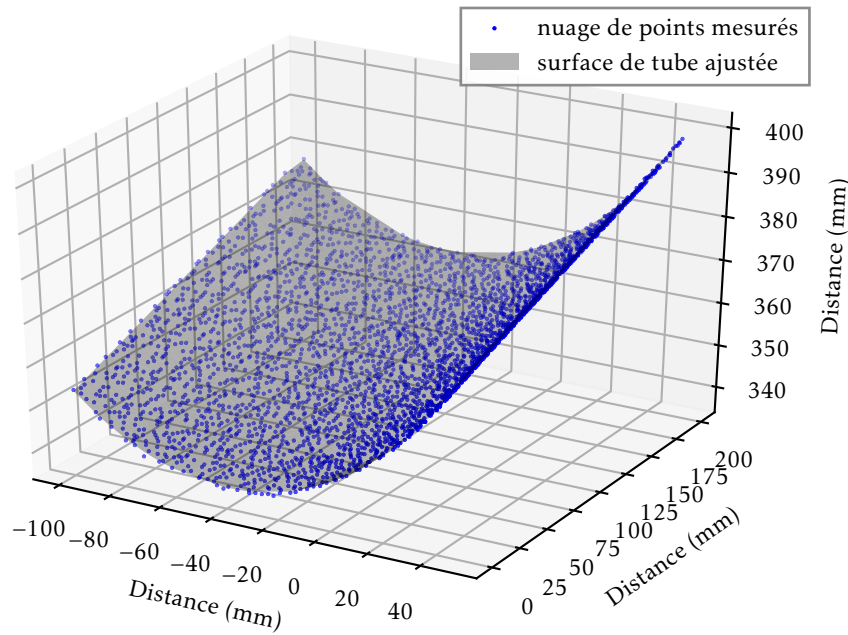


FIGURE 4.4 – Nuage de points mesurés par la numérisation 3D et sa surface ajustée.

indispensable pour obtenir une cartographie de référence de perte d'épaisseur. Enfin, les systèmes de coordonnées de l'image de référence et celles issues de la tomographie étant les mêmes, nous pouvons alors comparer les deux cartographies de manière quantitative point par point.

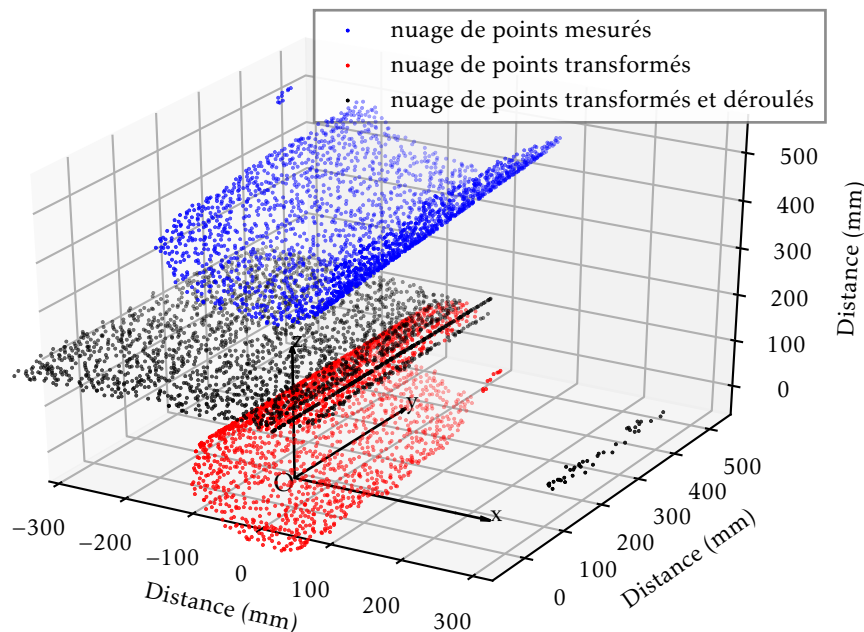


FIGURE 4.5 – Nuage de points mesurés puis transformés pour obtenir les nouvelles coordonnées correspondantes au système de coordonnées conventionnel défini pour les tubes droits. Les points transformés sont ensuite déroulés dans un plan pour obtenir une représentation 2D.

Sur la figure 4.5, sont représentés les points de mesures en représentation plane (équivalente à la

représentation des images de tomographie). Cette étape est réalisée à l'aide de la transformation suivante :

$$\begin{cases} X = R \arccos\left(\frac{z}{R}\right) \\ Y = y \\ H = \sqrt{x^2 + z^2} \end{cases} \quad (4.2)$$

où  $X, Y$  sont des nouvelles coordonnées en 2D et  $H$  est la hauteur du tube déroulé sur ce plan.

La représentation 2D des points de mesures est présentée sur la figure 4.6.

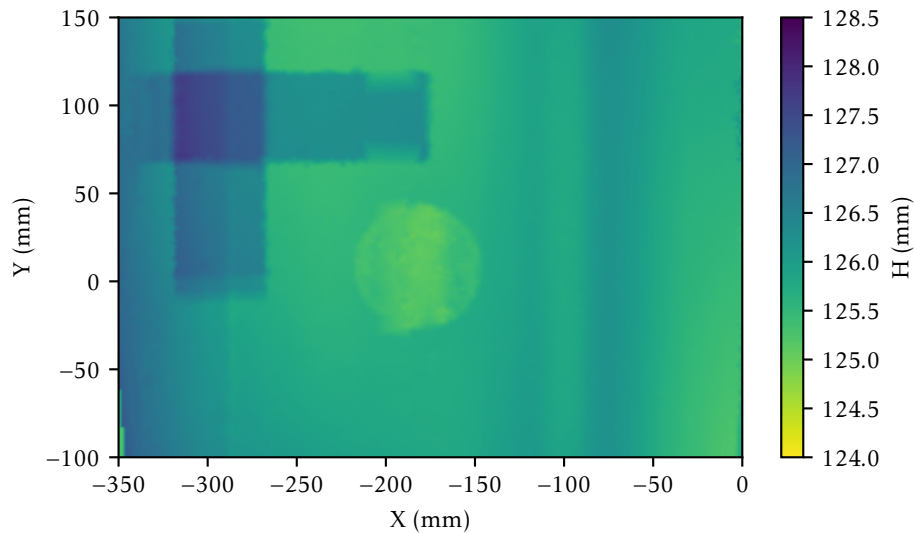


FIGURE 4.6 – Hauteur  $H$  de la surface du tube déroulé dans la représentation plane 2D ( $X$  et  $Y$ ).

Nous observons le défaut de corrosion ayant une forme circulaire dans cette représentation 2D. Notons que deux grandes traces verticale et horizontale sont aussi visibles sur cette figure. Elles correspondent à deux bandes collées sur le tube servant de référence pour positionner le défaut par rapport aux capteurs. Enfin, nous observons en dehors de la zone du défaut deux grandes traces et nous voyons que le reste de la cartographie n'est pas homogène selon la circonférence du tube. Cela peut provenir d'erreurs d'ajustement ou du fait que le tube ne soit pas parfaitement cylindrique.

Pour pouvoir obtenir une estimation de la perte d'épaisseur, comme nous l'avons mentionné précédemment, une fois que l'ensemble des points mesurés sont transformés dans un même système de coordonnées, la perte d'épaisseur de la paroi du tube est déterminée en soustrayant la cartographie 2D du défaut avec celle sans défaut. Nous estimons ensuite la cartographie d'épaisseur en additionnant la perte d'épaisseur avec l'épaisseur nominale du tube  $e_0$ . Ce résultat est présenté sur la figure 4.7.

Dans la suite de ce manuscrit, toutes les erreurs des reconstructions de tomographie par OG active et passive sont évaluées par rapport à la référence de la figure 4.7.

## 4.2 Tomographie active

Dans cette section nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus par tomographie active. Avant de montrer les cartographies d'épaisseur reconstruites, l'acquisition active est décrite brièvement.

### 4.2.1 Acquisition active

La figure 4.8 montre un schéma du système d'acquisition permettant d'enregistrer les signaux pour la tomographie active.

Comme montré sur ce schéma, le système d'acquisition est composé des éléments matériels principaux ci-dessous :

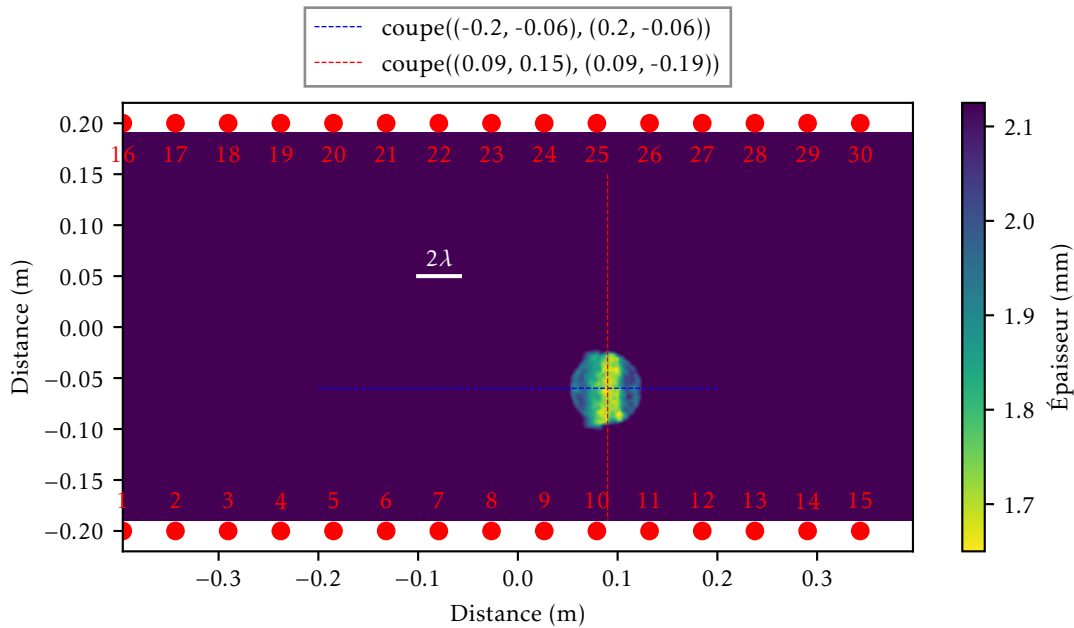


FIGURE 4.7 – Cartographie d'épaisseur de référence du tube déroulé. Celle-ci est utilisée dans la suite pour évaluer les performances de la tomographie active et passive.

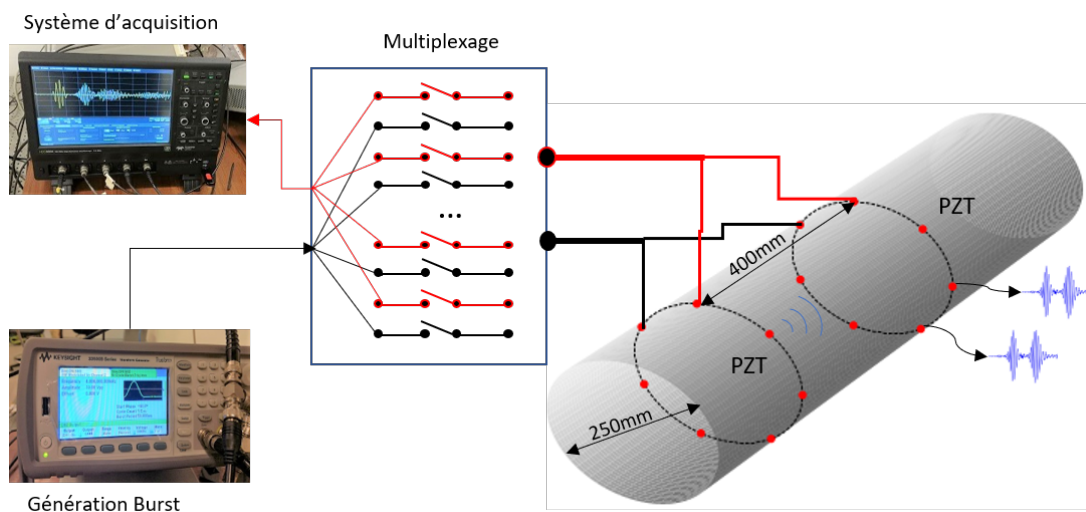


FIGURE 4.8 – Schéma du banc expérimental pour l'acquisition active. Les points rouges représentent les transducteurs PZT utilisés.

- 30 transducteurs PZT de diamètre 8 mm sont collés sur deux couronnes. Celles-ci sont espacées de 400 mm,
- Un générateur excitant des transducteurs PZT dans le but d'émettre des ondes dans le tube. Les excitations sont des toneburst de 5 cycles fenêtré par une fenêtre de Hann. La fréquence centrale de ce toneburst est de 40 kHz (Nous obtenons ainsi une longueur d'onde de travail d'environ 22 mm),
- Un oscilloscope permettant de numériser les signaux de propagation des ondes guidées mesurés par les transducteurs PZT,
- Un multiplexeur destiné à être utilisé pour basculer les transducteurs d'émetteur à récepteur et vice et versa.

Nous montrons sur la figure 4.9 un exemple typique de signaux obtenus par acquisition active. Les



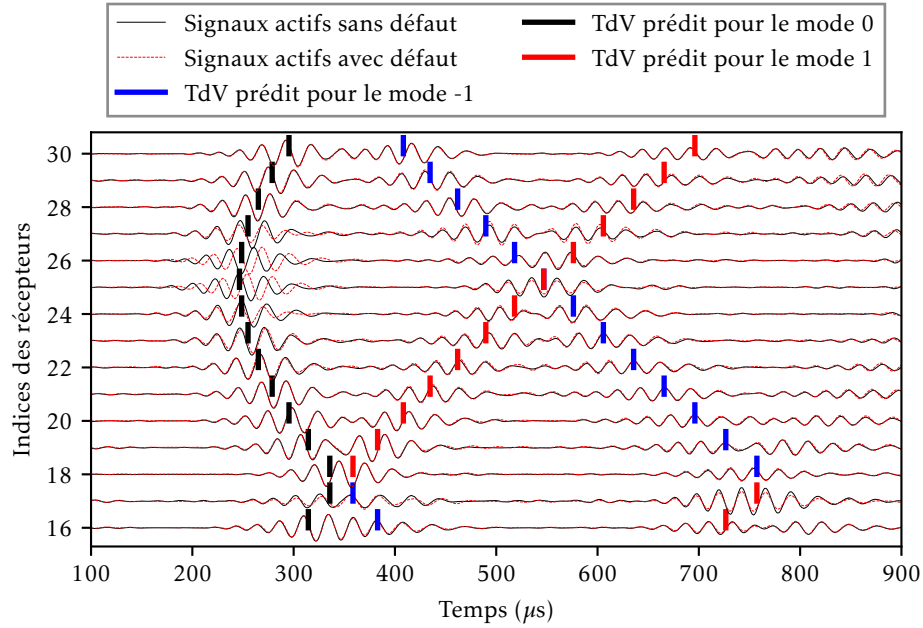


FIGURE 4.9 – Signaux temporels reçus sur les transducteurs numérotés de 16 à 30 lors d’une émission avec le capteur 10.

signaux mesurés sur l’état sain et l’état endommagé sont montrés sur cette figure dans le but de visualiser l’impact du défaut de corrosion. Nous affichons sur cette figure 4.9 les signaux temporels reçus sur les transducteurs 16 à 30 lors d’une émission avec le transducteur 10. Ce dernier est en face et proche du défaut de corrosion (voir la figure 4.7). Dans le cas de la présence du défaut sur le tube, nous observons que les signaux reçus sur les transducteurs 25 et 26 sont beaucoup impactés par la présence du défaut par rapport aux transducteurs 29 et 30 par exemple. Notons que les retards visibles sur les mesures 25 et 26 sont cohérents avec les caractéristiques de la famille de modes  $L(n, 1)$  à basse fréquence car la perte d’épaisseur va introduire une diminution de vitesse de propagation. Les temps de vol prédits (ou autrement dits théoriques) pour les différents modes hélicoïdaux de cette famille de modes  $L(n, 1)$  sont aussi montrés sur cette figure. Nous voyons bien que les temps de vols prédits suivent les paquets d’onde des différents modes hélicoïdaux.

Une autre remarque est que les autres signaux reçus sur les transducteurs voisins des transducteurs 25 et 26 sont impactés par des variations d’amplitude et de phase. En général, les signaux reçus sur tous les capteurs sont impactés parce que ce défaut de corrosion est diffractant. Par contre, les impacts sont très visibles sur les couples de transducteurs présentant une trajectoire passant à travers le défaut.

Dans la suite, nous présentons les cartographies d’épaisseur reconstruites par tomographie active. Rappelons que la calibration des champs (données d’entrée pour la tomographie par diffraction) est vraiment cruciale. Deux résultats de tomographie active seront donc présentés par la suite.

- Tomographie active avec une calibration classiquement basée sur les champs de référence. Ceux-ci sont estimés grâce aux signaux mesurés sur le tube sain,
- Tomographie active avec une auto-calibration basée sur les champs totaux estimés sur la mesure courante (avec présence potentielle d’un défaut).

#### 4.2.2 Calibration avec un état de référence

Dans un premier temps, les données sont calibrées à l’aide des signaux de référence. Rappelons que le champ calibré  $\varphi_{cal}^{ij}$  du champ estimé à un instant donné  $\varphi^{ij}$  est basé sur le champ de référence  $\varphi_0^{ij}$  et la fonction de Green théorique  $G_0^{ij}$  pour un couple d’émetteur  $i$  et récepteur  $j$  avec :

$$\varphi_{cal}^{ij} = C^{ij} \times \varphi^{*ij} \quad \text{avec} \quad C^{ij} = \frac{G_0^{ij}}{\varphi_0^{*ij}} \quad (4.3)$$

où  $C^{ij}$  est appelé le coefficient de calibration pour le couple  $ij$ .

Pour tous les couples possibles, les amplitudes des champs diffractés calibrés sont obtenues de la manière suivante :  $\varphi_{cal}^s = \varphi_{cal} - G_0$ . Ils sont montrés sur la figure 4.10. Deux zones sans données sont

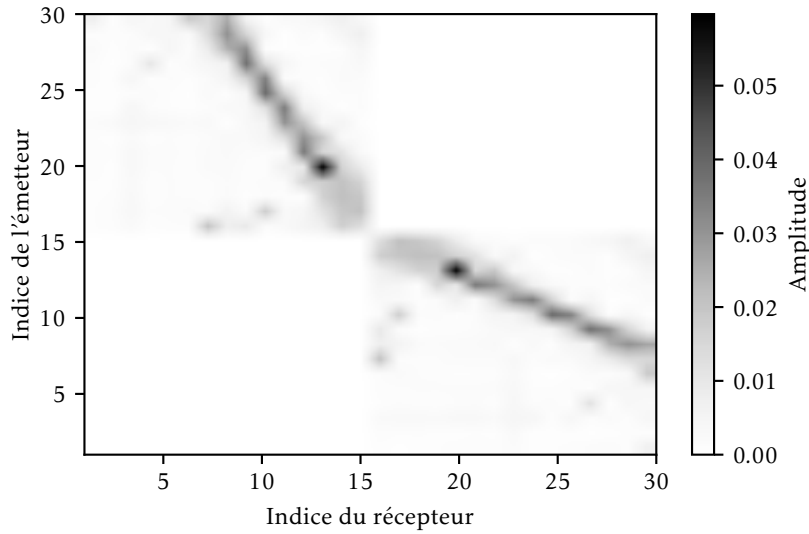


FIGURE 4.10 – Champs diffractés par le défaut de corrosion calibrés à l’aide des champs de référence.

visibles sur cette figure car nous n’utilisons que les champs de transmission (propagation comprise entre les deux couronnes de capteurs) mais pas les champs rétro-diffusés. Nous voyons sur la figure 4.10 l’impact du défaut sur le champ diffracté beaucoup plus clairement que sur l’ensemble des signaux temporels. En effet, les lignes noires sur cette image sont les marques liées à la présence du défaut. Cette figure est aussi utilisée comme référence pour la suite. Elle a pour but principal d’évaluer les champs diffractés calibrés obtenus à l’aide d’autres méthodes, par exemple l’autocalibration.

Le résultat de la tomographie active par [Distorted Born Iterative Guided Wave Diffraction Tomography \(DBIGWDT\)](#) est présenté sur la figure 4.11. D’un point de vue qualitatif, une tache est clairement visible au niveau de la position du défaut sur la cartographie d’épaisseur obtenue. En effet, en comparant à la référence de la figure 4.7, on constate que le défaut est bien localisé. De plus, on observe que la cartographie d’épaisseur obtenue par tomographie est une version filtrée spatialement de la cartographie de référence. Cela vient du fait que la résolution de la tomographie par [OG](#) ne permet pas d’imager les variations d’épaisseur trop faibles (1,5 à 2 longueurs d’onde). Enfin, cette configuration est composée de deux couronnes de capteurs et ne contient pas de transducteurs positionnés selon l’axe du tube. En conséquence, la tache qui représente le défaut de corrosion est plus étalée axialement à cause d’une perte de résolution selon l’axe du tube. Malgré tout, la cartographie obtenue montre que le défaut est bien détecté et localisé.

Pour une comparaison plus quantitative, les coupes transversales reconstruites pour le défaut sont illustrées sur la figure 4.12a pour la coupe transversale circonférentielle et sur la figure 4.12b pour la coupe transversale axiale en fonction de la distance, en comparant la reconstruction expérimentale avec la référence. On constate qu’un bon accord est obtenu en termes d’étendue latérale du défaut entre la reconstruction et la référence. En revanche, l’étendue axiale du défaut de la reconstruction est plus grande que celle-ci de la référence. Cela vient de la perte de résolution axiale mentionnée précédemment.

### 4.2.3 Autocalibration - méthode sans état de référence

Rappelons que les champs autocalibrés sont les données d’entrée de la tomographie par diffraction et sont obtenus comme suit :

$$\varphi_{cal}^{auto} = C^{auto} \times \varphi^* \quad \text{avec} \quad C^{auto} = \langle C^{\beta (\%)} \rangle, \quad (4.4)$$

où  $\varphi$  est le champ estimé à un instant donné et  $\langle \rangle$  représente la moyenne des coefficients  $C = \frac{G_0}{\varphi^*}$  qui sont à l’intérieur de l’ellipse de confiance  $\beta$  (%).

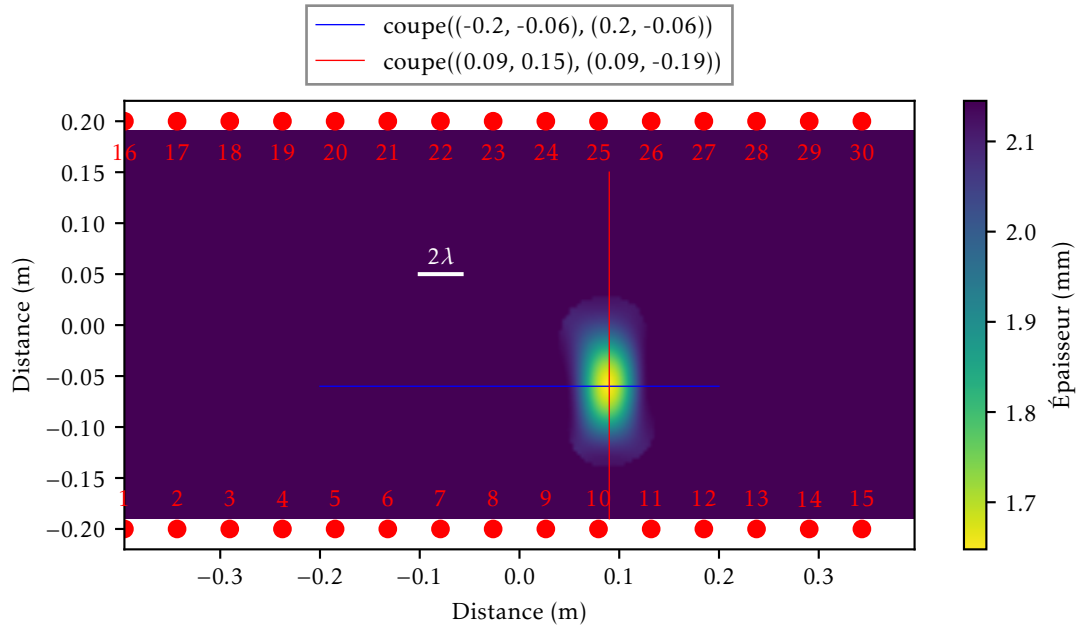


FIGURE 4.11 – Cartographie d'épaisseur obtenue à l'aide de la tomographie active par DBIGWDT active. Les données d'entrée sont calibrées à l'aide des champs de référence.

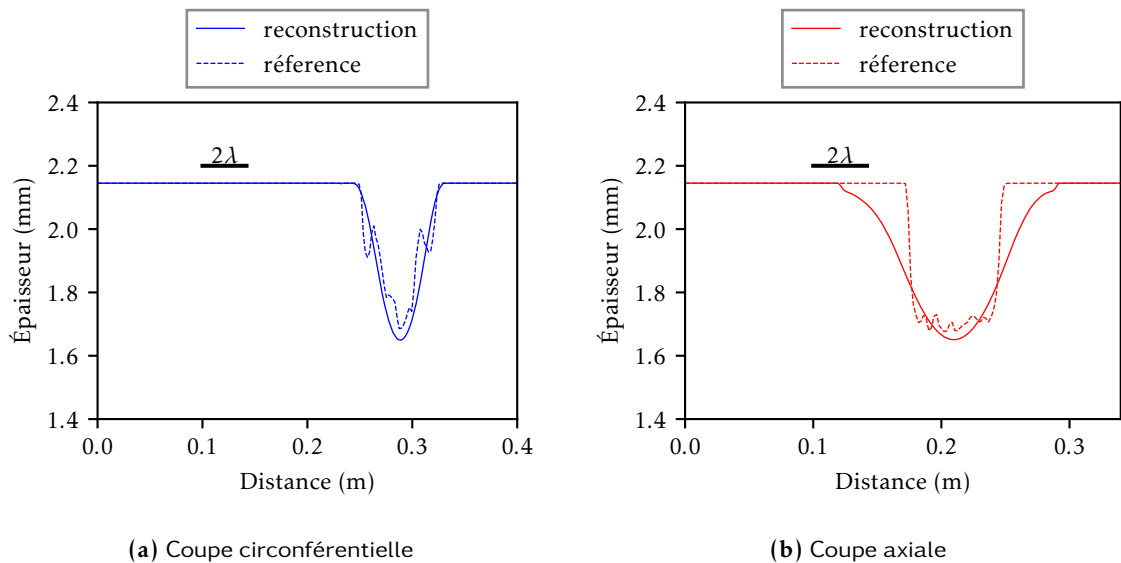


FIGURE 4.12 – Coupes transversales reconstruites à l'aide de la tomographie active par DBIGWDT. La donnée d'entrée est le champ calibré à l'aide du champ de référence mesuré quand le tube est à l'état initial.

Le champ diffracté obtenu par autocalibration avec une ellipse à 90 % est montré sur 4.13. Nous voyons que le champ diffracté autocalibré obtenu est plus bruité que le champ diffracté calibré à l'aide du champ de référence (voir la figure 4.10). Ce bruit va créer des artefacts sur la cartographie reconstruite. Notons que ce bruit vient du fait qu'un seul facteur d'autocalibration est utilisé afin de calibrer tous les couples de capteurs. Des sources potentielles de ce bruit sont probablement les capteurs mal positionnés, l'incertitude sur les paramètres matériau du tube et la réponse du capteur (incluant une épaisseur de colle variable d'un capteur à l'autre). Tous ces facteurs contribuent à augmenter la dispersion des coefficients  $C$  dans le plan complexe. En revanche, nous retrouvons les marques liées à la présence du défaut sur

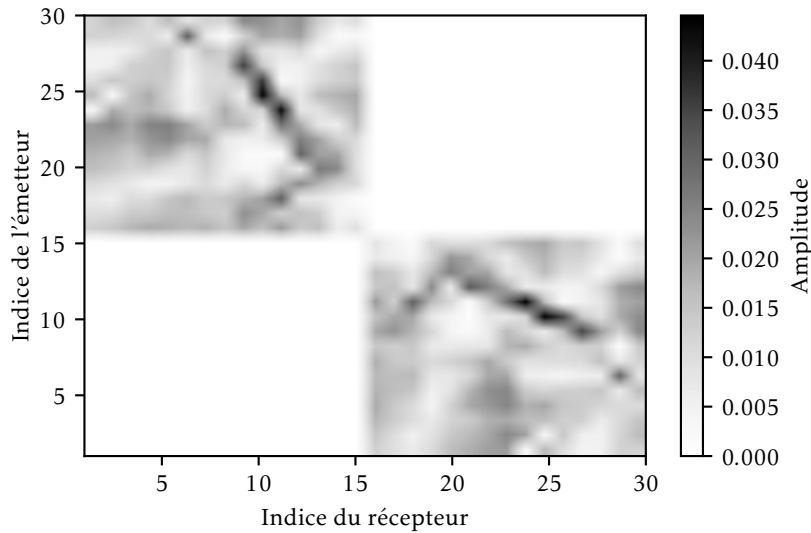


FIGURE 4.13 – Champ diffracté autocalibré à l'aide d'une ellipse de confiance à 90 %.

cette image (lignes noires). En effet, ces marques correspondent à celles de la figure 4.10.

Les résultats de tomographie active utilisant le champ autocalibré comme donnée d'entrée sont montrés ci-dessous. Premièrement, la cartographie d'épaisseur obtenue est montrée sur la figure 4.14.

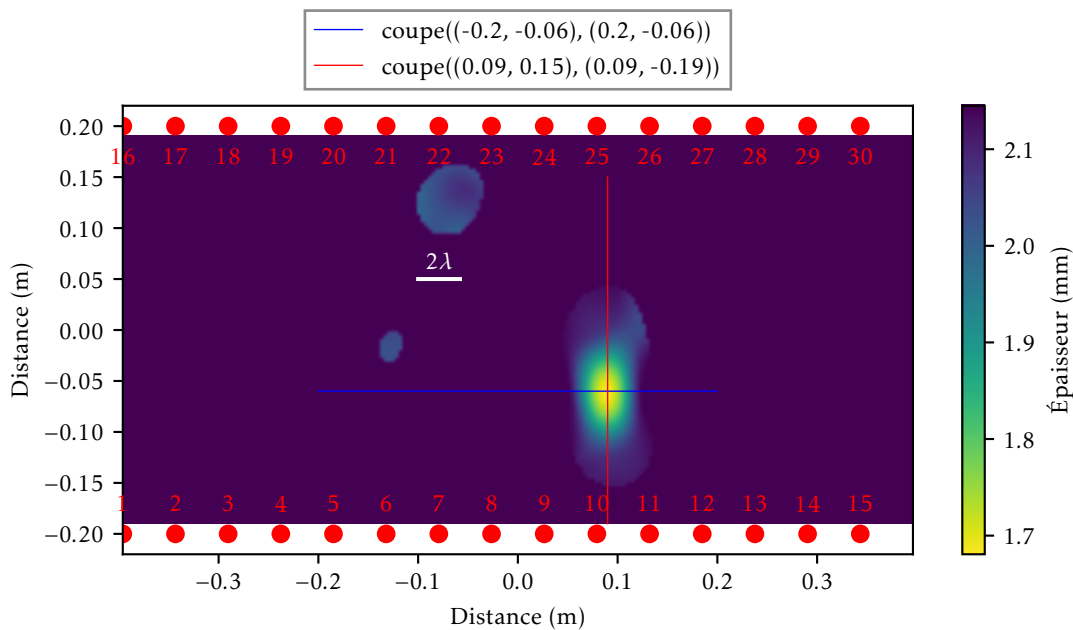


FIGURE 4.14 – Cartographie d'épaisseur obtenue à l'aide de la tomographie active par DBIGWDT. Les données d'entrée sont autocalibrées.

On remarque, sans surprise, que la qualité de cette cartographie d'épaisseur est moins bonne que celle obtenue dans cas précédent (champs calibré avec état de référence). Bien que certains artefacts soient présents sur la cartographie, le défaut est tout de même bien détecté et reconstruit avec cette méthode d'autocalibration (sans état de référence).

Nous allons maintenant vers une interprétation quantitative de la qualité de reconstruction à l'aide de coupes présentant la référence et le résultat de tomographie. La comparaison pour la coupe transversale circinférentielle est montré sur la figure 4.15a et celle de la coupe transversale axiale est montrée sur la

figure 4.15b. Malgré certains artefacts présents sur la cartographie d'épaisseur, on constate toujours un

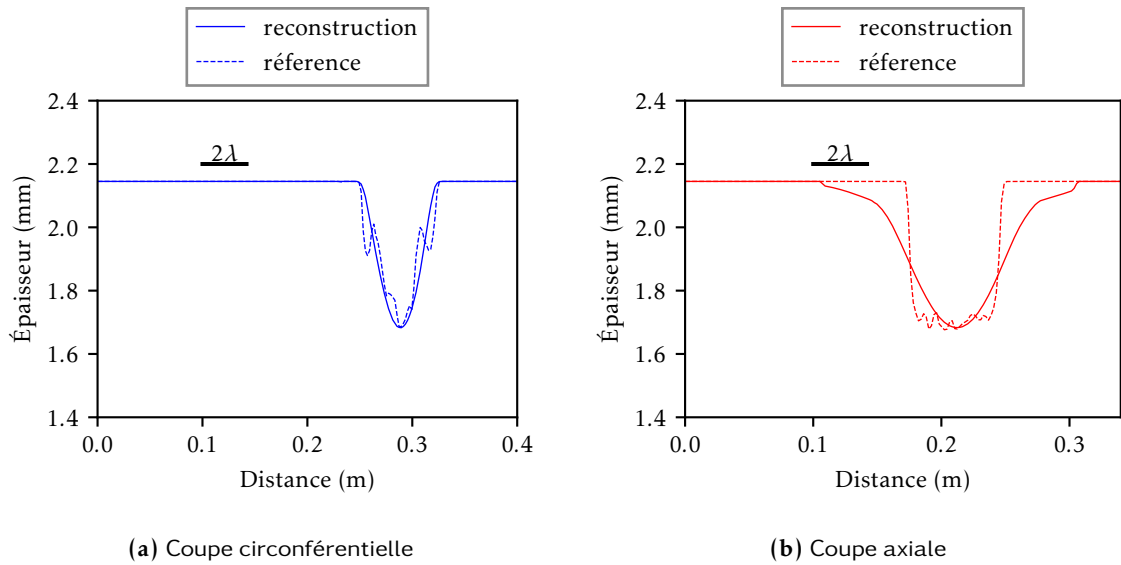


FIGURE 4.15 – Coupes transversales reconstruites à l'aide de la tomographie active par DBIGWDT. Les données d'entrée sont les champs autocalibrés.

bon accord entre la référence et la reconstruction en termes d'étendue latérale du défaut. Notons que la profondeur minimale obtenue est un peu sous-estimée par rapport à celle obtenue dans le cas précédent. Cela s'explique par le fait que l'amplitude maximale du champ diffracté auto-calibré est inférieure à celle du champ calibré à l'aide du champ de référence. Par contre, nous observons toujours une bonne estimation de la perte d'épaisseur. Encore une fois, une perte de résolution est observée sur la coupe axiale, cette perte de résolution est toutefois plus importante que dans le cas précédent. Les erreurs de reconstruction sont résumées dans le tableau 4.2.

Tomographie active	$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}$	$Err_{\text{localisation}}$
Calibration	3,49 %	0,15 $\lambda$
Auto-calibration	5,55 %	0,16 $\lambda$

TABLEAU 4.2 – Présentation des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de différentes reconstructions tomographiques actives pour le défaut de corrosion par électrolyse. Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain et auto-calibrées sur les champs à l'état de défaut respectivement.

La tomographie active basée sur une autocalibration du champ fournit de bons résultats. Nous remarquons dans notre configuration que l'impact du défaut est plus grand que le bruit introduit par l'autocalibration. On constate que sur la figure 4.13, l'amplitude du champ diffracté autocalibré est plus grand que le bruit. Les caractéristiques principales du défaut sont bruitées mais elles sont visibles et d'une intensité plus importante que le bruit de l'image. Des défauts plus petits et moins profonds peuvent néanmoins conduire à des amplitude du champ diffracté plus petites et à des nouveaux défis. La limite de détectabilité de cette technique reste à investiguer et peut constituer une information importante pour certaines applications.

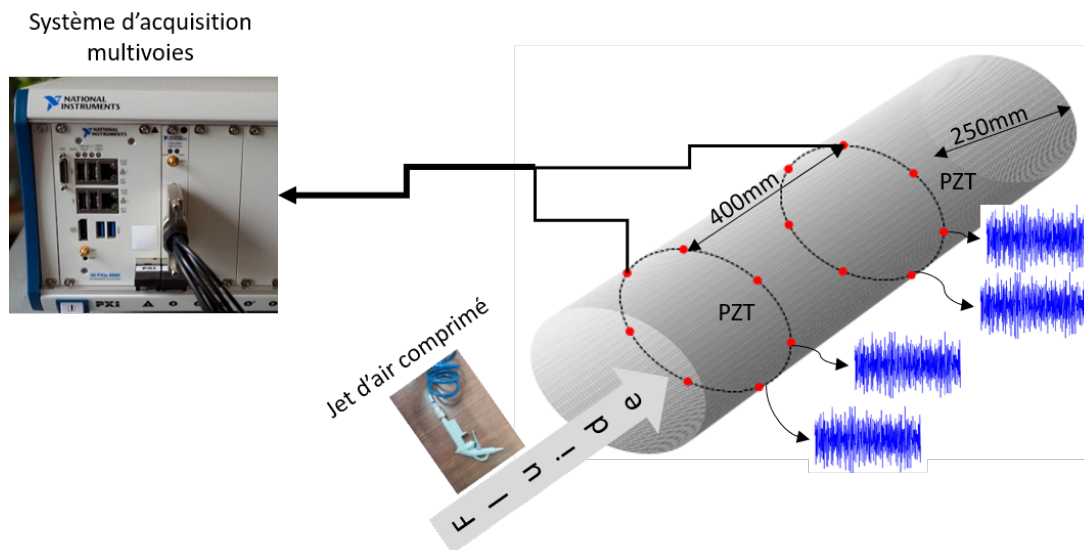
Nous avons vu que les résultats de tomographie active sont très prometteurs. Ils nous ont permis de détecter et caractériser le défaut de corrosion. Par la suite, nous présentons des résultats de tomographie passive, objectif principal de cette thèse.

### 4.3 Tomographie passive

Dans cette section, nous allons présenter les résultats de la tomographie par OG passive. Avant de montrer les cartographies d'épaisseur reconstruites, l'acquisition passive est décrite brièvement.

### 4.3.1 Acquisition passive

La figure 4.16 montre un schéma du système d'acquisition permettant d'enregistrer les bruits ambiants pour la tomographie passive.



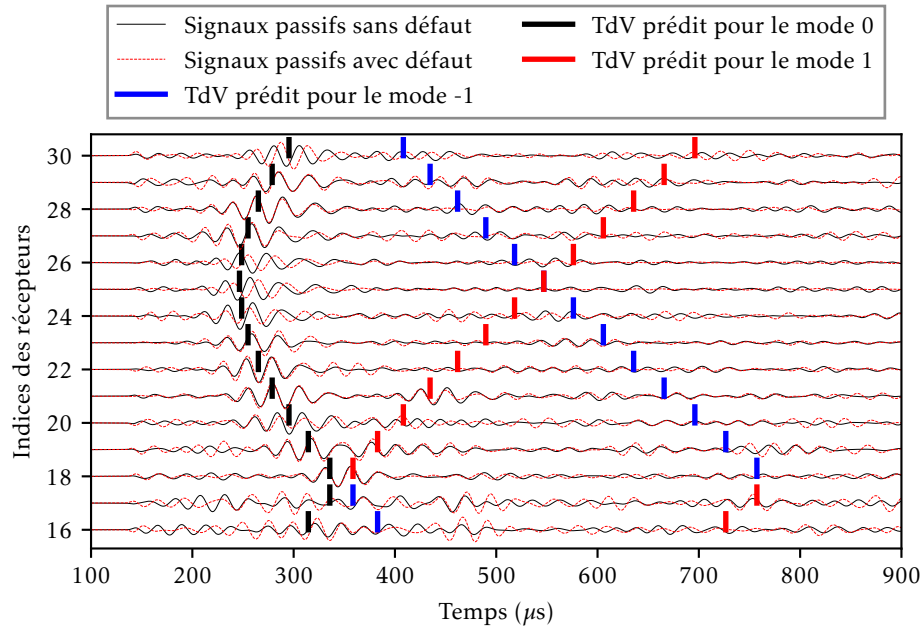
**FIGURE 4.16** – Schéma du banc expérimental pour l'acquisition passive. Les points rouges représentent les transducteurs PZT utilisés.

Comme montré sur ce schéma, le système d'acquisition pour la tomographie passive est composé des éléments de matériels principaux ci-dessous :

- Les mêmes 30 transducteurs PZT de diamètre 8 mm que ceux utilisés dans la cas de l'acquisition active sont exploités afin de mesurer des ondes élastiques guidées diffuses (ou des bruits ambiants) produites par l'écoulement fluide,
- Un jet d'air comprimé est balayé à l'intérieur du tube afin de générer un bruit élastique ambiant,
- Un système d'acquisition multi-voies pour enregistrer de manière simultanée le bruit ambiant mesuré par les transducteurs PZT (20 portions de bruit sont enregistrées, chaque portion dure 1 seconde avec une échantillonnage à 2 MHz et une résolution de 16 bits).

Dans le but de comparer les signaux passifs (qui sont reconstruits à partir du bruit ambiant à l'aide de la CBA) avec les signaux actifs (voir figure 4.9), nous montrons sur la figure 4.17 un exemple typique de signaux passifs reconstruits à l'état sain et à l'état endommagé. Dans notre expérience, un jet d'air comprimé est utilisé et balayé à l'intérieur du tube dans le but de générer un bruit ambiant. Afin d'obtenir des signaux passifs, 20 s de bruits ambiants sont utilisés par la CBA (la corrélation brute est obtenue par la moyenne d'ensemble des 20 corrélations normalisées en fréquence de chaque portion du bruit dure 1 seconde) et filtrés dans la bande passante de 20 kHz à 60 kHz. Cela nous donne une fréquence centrale de 40 kHz. Le bruit ambiant est acquis quand le tube est à l'état initial et quand un défaut de corrosion par électrolyse a été introduit sur le tube. Les signaux passifs reconstruits sont montrés sur cette figure afin de visualiser l'impact du défaut de corrosion. Les signaux passifs reconstruits entre les transducteurs de 16 à 30 et le transducteur 10 (qui est en face et proche du défaut de corrosion (voir la figure 4.7)) sont montrés sur la figure 4.17. À première vue, nous observons que les signaux passifs sont plus bruités que les signaux actifs (voir figure 4.9). Cela est souvent causé par des résidus de la reconstruction passive. Pour les transducteurs 25 et 26, les signaux passifs reconstruits en cas du défaut sont beaucoup retardés par rapport aux signaux passifs du cas sans défaut. Cela semble cohérent avec ce que l'on a vu précédemment dans le cas des signaux actifs. Les informations dues au défaut sont donc bien présentes. Afin de vérifier la reconstruction de la famille de modes  $L(n, 1)$  grâce à la méthode passive par CBA, les temps de vol prédits de différents modes hélicoïdaux de cette famille de modes  $L(n, 1)$  sont aussi montrés sur cette figure. Nous voyons que les temps de vol prédits suivent les paquets d'onde du mode direct. En revanche, les modes hélicoïdaux sont mal reconstruits dans cette expérience.

Les résultats de la tomographie passive seront exposés par la suite. Comme dans le cas actif, dans un premier temps nous allons montrer les résultats de la tomographie passive qui prend le champ calibré à



**FIGURE 4.17** – Signaux passifs reconstruits entre le capteur 10 et les capteurs de 16 à 30 lors d’une acquisition passive de 20 s de bruits ambiants. Les reconstructions brutes par CBA sont filtrées dans la bande passante de 20 kHz à 60 kHz afin d’obtenir ces signaux passifs.

l’aide des reconstructions de référence comme donnée d’entrée, puis deuxièmement les résultats de la tomographie passive qui prend le champ auto-calibré comme donnée d’entrée.

### 4.3.2 Calibration sur l’état de référence

Rappelons qu’une étape de calibration est toujours nécessaire pour fournir les bonnes données d’entrée à la tomographie par OG. Les signaux passifs sont donc fenêtrés à l’aide des temps de vol théoriques afin de récupérer les bons paquets d’onde. On applique ensuite à ceux-ci une transformée de Fourier afin d’estimer le champ. Dorénavant, par convention, nous allons appeler champ passif le champ estimé à partir des signaux passifs.

Tout d’abord, le champ passif diffracté calibré à l’aide du champ passif de référence est montré sur la figure 4.18. Comme mentionné précédemment, les résidus de la reconstruction diminuent la qualité des signaux passifs. En général, nous observons que le champ passif diffracté calibré à l’aide du champ passif de référence est plus bruité que celui du cas actif (voir la figure 4.10). En revanche, les caractéristiques principales (lignes noires) dues au défaut sont clairement visibles sur cette figure. Cela nous permet de valider encore une fois la bonne performance de la méthode passive par la CBA pour remonter aux informations liées au défaut.

La cartographie d’épaisseur obtenue par tomographie passive qui prend le champ passif calibré à l’aide du champ passif de référence est présentée sur la figure 4.19. En comparant avec la cartographie d’épaisseur de référence, nous voyons que le défaut de corrosion est bien détecté et localisé. Notons aussi que la tache de cette cartographie d’épaisseur est plus étalée que celle de la cartographie obtenue par la tomographie active. Une explication possible est que, comme mentionné précédemment, les reconstructions de signaux passifs contiennent peu d’information sur les modes hélicoïdaux. Cela diminue donc la résolution axiale de la cartographie d’épaisseur.

Les coupes transversales reconstruites issues de la cartographie d’épaisseur sont illustrées sur la figure 4.20a pour la coupe transversale circonférentielle, et sur la figure 4.20b pour la coupe transversale axiale. Malgré une perte de résolution selon l’axe du tube, nous voyons bien que le défaut de corrosion est bien reconstruit quantitativement par tomographie passive avec le champ passif calibré comme donnée d’entrée. L’étendue latérale et la profondeur minimale du défaut sont bien estimées.

Nous présentons ensuite les résultats de la tomographie passive appliquée sur le champ passif auto-calibré.

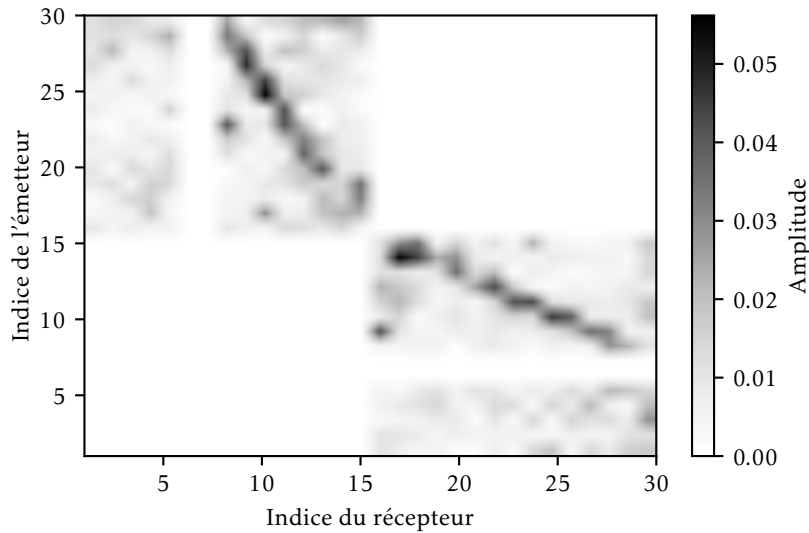


FIGURE 4.18 – Champ passif diffracté par le défaut calibré à l'aide du champ passif de référence.

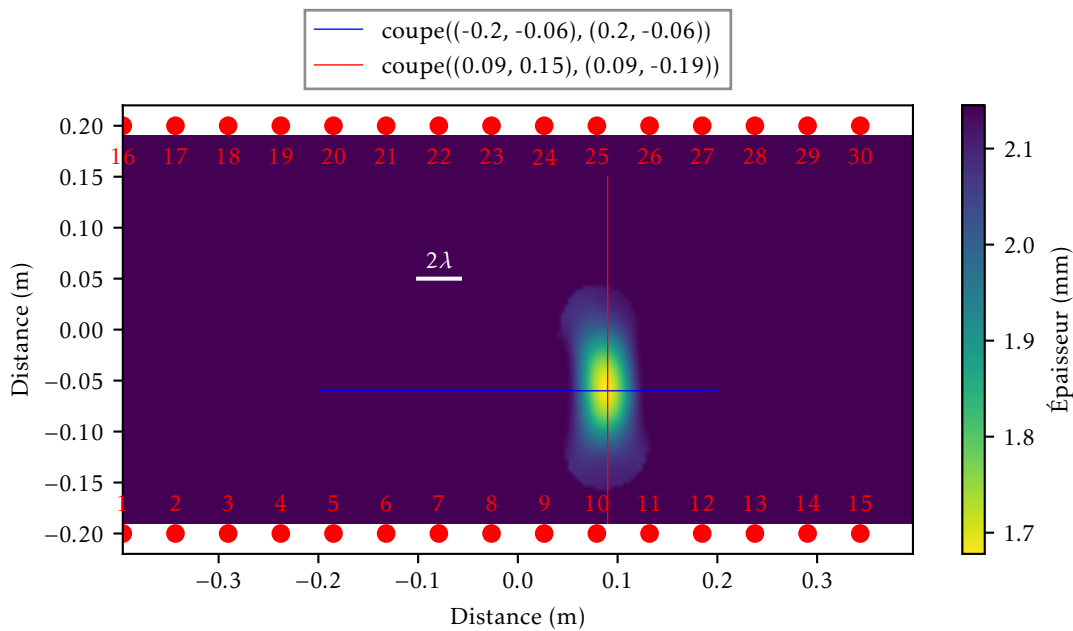


FIGURE 4.19 – Cartographie d'épaisseur obtenue par la tomographie passive par [DBIGWDT](#) prenant le champ passif calibré à l'aide du champ passif de référence comme la donnée d'entrée.

### 4.3.3 Autocalibration - méthode sans état de référence

Rappelons que la méthode d'autocalibration dans le cas de la tomographie active ne nécessite pas de signaux mesurés quand le tube est à l'état sain, ce qui présente un fort intérêt opérationnel. Dans le cas passif, cette méthode n'a pas besoin de signaux de référence obtenus à partir du bruit ambiant acquis quand le tube est à l'état initial.

Dans un premier temps, le champ passif diffracté obtenu à l'aide de l'auto-calibration est montré sur la figure 4.21. Une dégradation de la qualité des champs passifs obtenus par l'auto-calibration est observée sur cette figure. Nous remarquons que, comme dans le cas de la tomographie active avec le champ auto-calibré, les champs passifs auto-calibrés sont plus bruités que ceux obtenus par la calibration à l'aide de reconstructions de référence. Nous voyons toutefois encore les caractéristiques principales



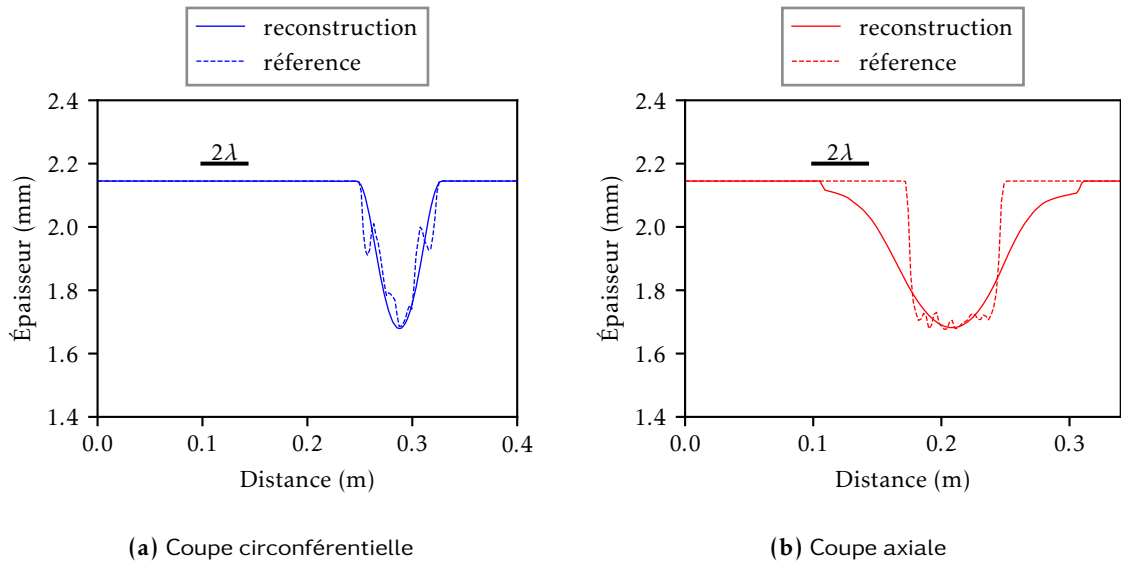


FIGURE 4.20 – Coupes transversales reconstruites par tomographie passive par DBIGWDT. La donnée d'entrée est le champ passif calibré à l'aide du champ passif de référence estimé quand le tube est à l'état initial.

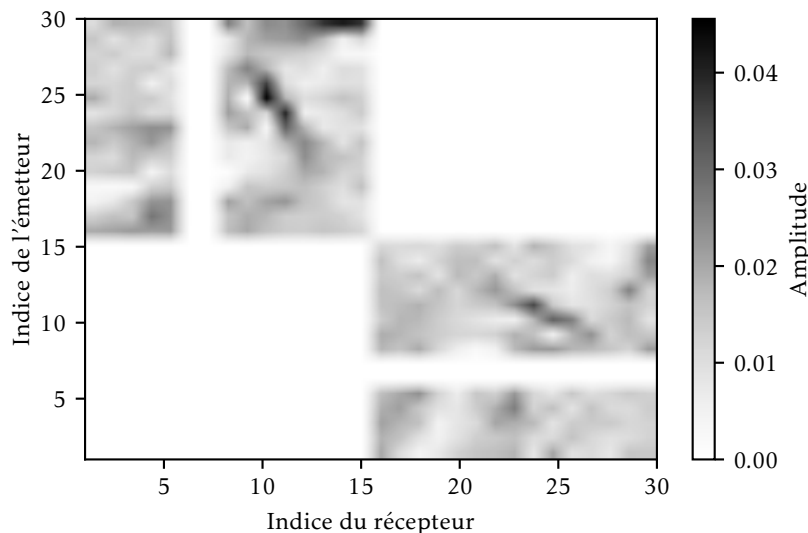


FIGURE 4.21 – Champ passif auto-calibré diffracté par le défaut.

introduites par le défaut.

Nous exposons maintenant les résultats de la tomographie passive appliquée sur le champ passif auto-calibré. La cartographie d'épaisseur obtenue est montrée sur la figure 4.22. Malgré certains artefacts, une tache est bien reconstruite. Elle est cohérente avec la position du défaut de la cartographie d'épaisseur de référence (voir la figure 4.7).

Les coupes transversales sont illustrées sur la figure 4.23a pour la coupe transversale circonférentielle, et sur la figure 4.23b pour la coupe transversale axiale. À partir de la comparaison entre les coupes issues de la reconstruction d'épaisseur par tomographie et la référence, nous voyons que la tomographie passive obtenue à l'aide du champ passif auto-calibré est sous-estimée. Cela peut s'expliquer par une diminution d'amplitude maximale du champ passif diffracté auto-calibré. Néanmoins, il y a un bon accord en termes d'étendue latérale du défaut entre la reconstruction et la référence. En revanche, l'étendue axiale du défaut de la reconstruction est plus grande que celle de la référence, pour les mêmes raisons de perte de

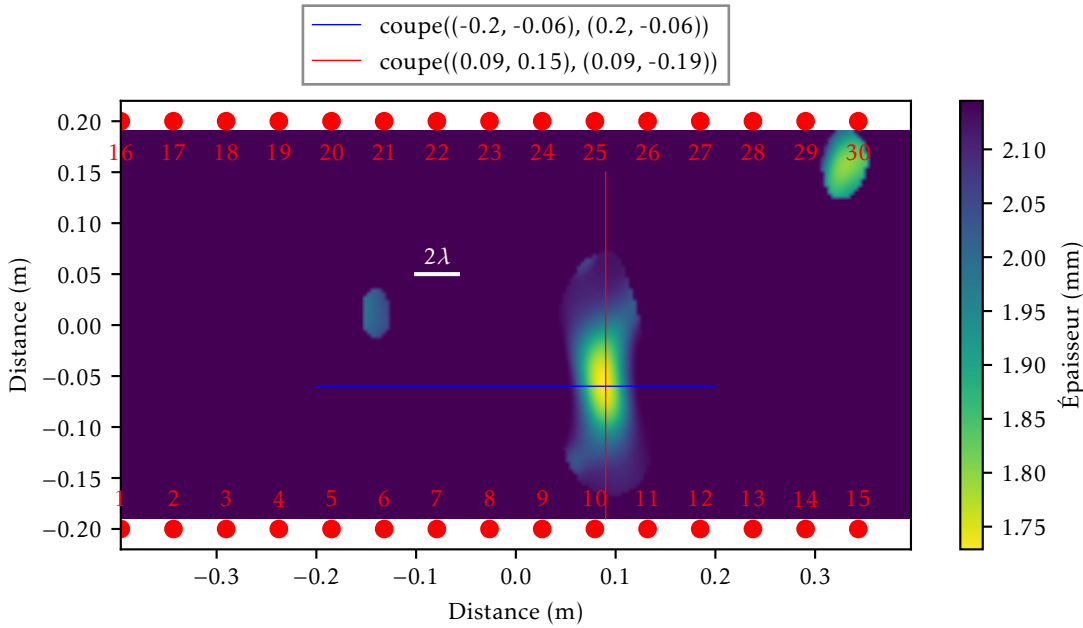


FIGURE 4.22 – Cartographie d’épaisseur obtenue par la tomographie passive par DBIGWDT. La donnée d’entrée est le champ passif auto-calibré.

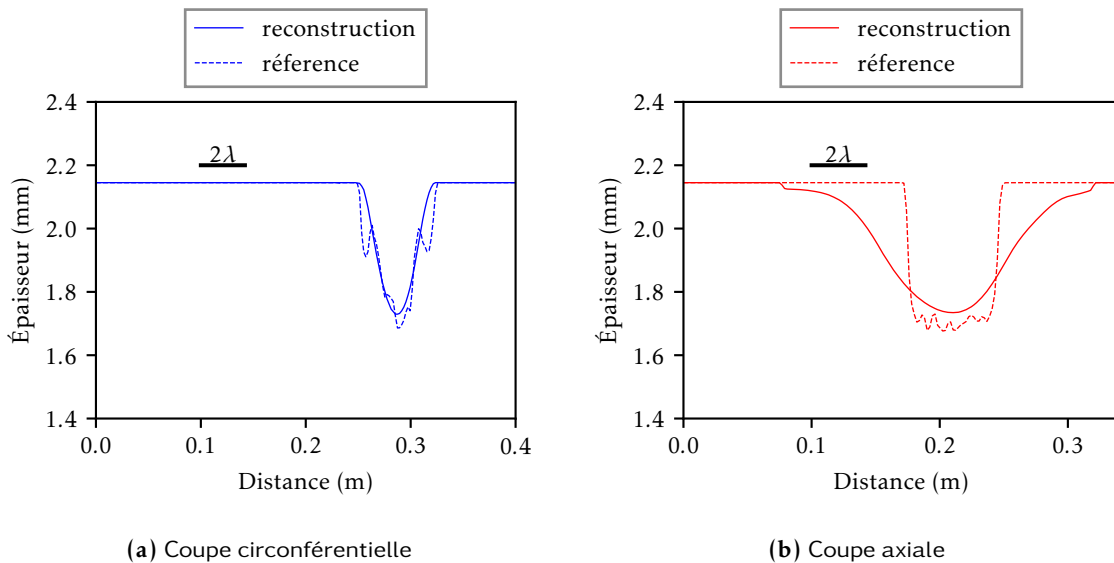


FIGURE 4.23 – Coupes transversales reconstruites par tomographie passive par DBIGWDT avec auto-calibration.

résolution axiale que dans les cas précédents. Les erreurs de reconstruction par tomographie passive sont résumées dans le tableau 4.3.

En conclusion, nous pouvons dire que la tomographie active nous donne de meilleurs résultats. Cela était attendu car les reconstructions passives ont toujours des résidus qui ont des impacts sur la qualité des cartographies d’épaisseur de la tomographie passive. Néanmoins, la qualité des cartographies d’épaisseur obtenues par la tomographie passive est très satisfaisante. Le défaut de corrosion est bien détecté, localisé et caractérisé.

Nous avons aussi présenté des résultats de tomographie active et passive qui prennent le champ auto-calibré comme donnée d’entrée. Cette technique n’a pas besoin de mesures quand le tube est à l’état

Tomographie passive	$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}$	$Err_{\text{localisation}}$
Calibration	5,32 %	0,22 $\lambda$
Auto-calibration	8,47 %	0,34 $\lambda$

**TABLEAU 4.3** – Présentation des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de différentes reconstructions tomographiques passives pour le défaut de corrosion par électrolyse. Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain et auto-calibrées sur les champs à l'état de défaut respectivement.

initial. Malgré une diminution en qualité des cartographies d'épaisseur, les résultats obtenus sont très intéressants. Cela nous permettra à l'avenir d'appliquer la tomographie par OG sans état de référence dans le but de contrôler une structure qui serait en service sans avoir besoin de mesures à l'état sain.

À partir de ces résultats, il est maintenant possible d'utiliser des capteurs FBG pour réaliser des tomographies passives sur tubes. Malheureusement nous ne disposons pas encore d'une instrumentation permettant d'interroger simultanément suffisamment de capteurs FBG pour faire une tomographie de bonne qualité (30 voies minimum), nous présentons donc ici des premiers résultats de tomographie hybride PZT/FBG, première étape vers la tomographie passive purement FBG. Cette tomographie hybride utilise des capteurs PZT afin d'émettre des ondes et des capteur FBG comme récepteurs.

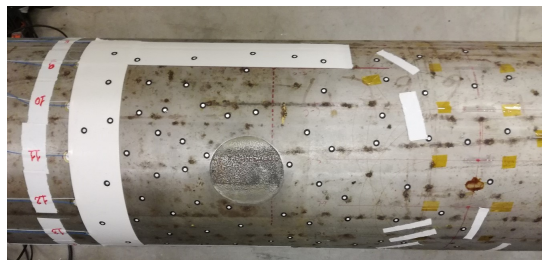
#### 4.4 Tomographie hybride PZT-FBG - Vers une tomographie passive purement FBG pour le SHM en milieu sévère

L'objectif de cette section est de montrer la faisabilité de détection et de caractérisation d'un défaut de corrosion sur un tube à l'aide de capteurs FBG. Pour ce faire, dans un premier temps, des transducteurs PZT sont utilisés dans le but de générer des ondes dans le tube. La tomographie hybride peut donc être assimilée à de la tomographie active. Néanmoins, la tomographie hybride utilise cette fois des capteurs FBG en réception. Dans le cadre de cette thèse, nous n'avons pas eu l'occasion de tester la tomographie passive à l'aide uniquement de capteurs FBG. Cela vient du fait que la technologie actuelle ne nous permet pas de faire l'acquisition de manière simultanée sur plusieurs dizaines de voies. Réaliser une imagerie de manière hybride tel que décrit ci-dessus nous permet à minima d'étudier l'impact de la mesure directionnelle des capteurs FBG sur la tomographie.

##### 4.4.1 Configuration expérimentale pour la tomographie hybride PZT-FBG

Rappelons qu'une seule structure est utilisée et étudiée au long de ce chapitre pour évaluer la tomographie par OG expérimentalement. Ainsi, le même tube droit en acier inoxydable que celui utilisé précédemment pour la tomographie active et passive est exploité ici dans le but de tester la tomographie hybride. En revanche, une autre partie du tube est utilisée cette fois afin de pouvoir y coller de nouveaux réseaux de capteurs.

La photographie de la partie du tube sur laquelle a été testée la tomographie hybride est montrée sur la figure 4.24. Sur cette photographie, les pastilles blanches bordées de jaune sont les transducteurs PZT.



**FIGURE 4.24** – Photographie de la partie du tube permettant de tester la tomographie hybride. Une première couronne de 16 capteurs PZT de diamètre 8 mm est collée sur le tube afin d'émettre des ondes. Une deuxième couronne de 16 capteurs FBG de longueur 18 mm sont collés à une distance séparée de 400 mm par rapport à la première couronne afin de mesurer les ondes transmises par les PZT.

Les capteurs **FBG** ne sont pas très visibles sur cette image mais ils sont au milieu de chaque paire de ruban adhésif jaune. Les capteurs **FBG** sont orientés selon l'axe du tube. Un nouveau défaut de corrosion a été créé par électrolyse. Sur cette photographie, se présentent aussi de manière aléatoire les cibles blanches bordées de noir. Rappelons que ces cibles sont utilisées par le système de numérisation 3D présenté précédemment dans le but de caractériser précisément le défaut.

La cartographie d'épaisseur de référence obtenue grâce à ce système de numérisation 3D est présentée sur la figure 4.25. Notons que cette fois le défaut de corrosion est beaucoup plus profond que celui étudié

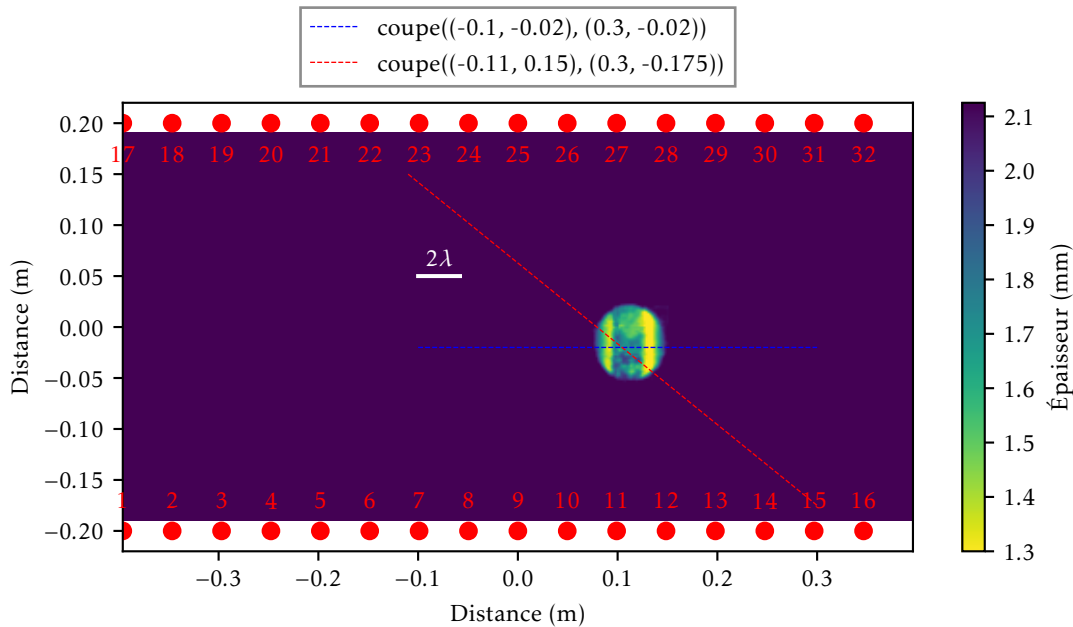


FIGURE 4.25 – Cartographie d'épaisseur de référence du tube déroulé. Celle-ci est utilisée dans la suite afin d'évaluer les performances de la tomographie hybride.

dans le cas de la tomographie active et passive utilisant seulement des transducteurs **PZT**. De plus, la morphologie du défaut est aussi plus compliquée. Comme montré sur cette cartographie d'épaisseur de référence, le défaut présente de plus fortes variations d'épaisseur. Dans la suite, toutes les erreurs des reconstructions de tomographie par **OG** hybride sont estimées par rapport à la référence de la figure 4.25.

Nous allons exposer ensuite l'acquisition hybride et la tomographie hybride afin de détecter et caractériser ce défaut de corrosion.

#### 4.4.2 Acquisition hybride

Premièrement, un schéma du système d'acquisition permettant d'enregistrer les signaux pour la tomographie hybride est montré sur la figure 4.26.

Comme montré sur ce schéma, le système d'acquisition est composé des éléments matériels principaux ci-dessous :

- 16 transducteurs **PZT** de diamètre 8 mm sont collés sur la première couronne,
- Un générateur excitant des transducteurs **PZT** afin d'émettre des ondes dans le tube. Les excitations sont des toneburst de 5 cycles fenêtrés par une fenêtre de Hann. La fréquence centrale de ce toneburst vaut 40 kHz (nous obtenons ainsi une longueur d'onde de travail d'environ 22 mm),
- 16 capteurs **FBG** de longueur 18 mm sont collés sur la deuxième couronne. Celle-ci est espacée d'une distance axiale de 400 mm par rapport à la première couronne de **PZT**,
- Un système de mesure par photo-diode est utilisé pour démoduler les signaux de propagation des ondes captées par les **FBG**,
- Un oscilloscope permettant de numériser les signaux issus de ce système de mesure,
- Un multiplexeur destinés à être utilisés pour sélectionner le traducteur **PZT** émetteur.

Nous montrons sur la figure 4.27 un exemple typique de signaux obtenus par acquisition hybride. Les

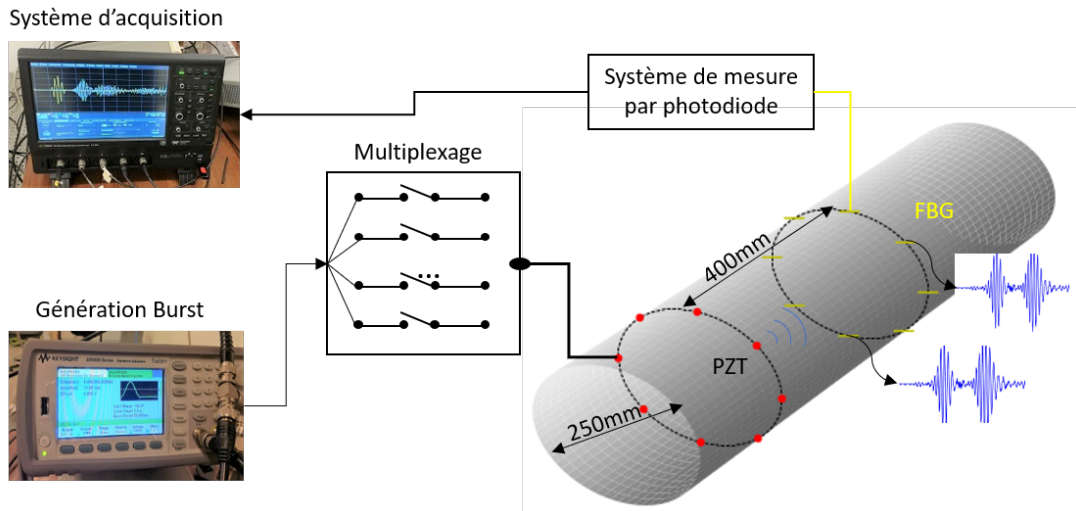


FIGURE 4.26 – Schéma du banc expérimental pour l'acquisition active hybride. Les points rouges représentent les transducteurs PZT et les petites lignes jaunes représentent les capteurs FBG.

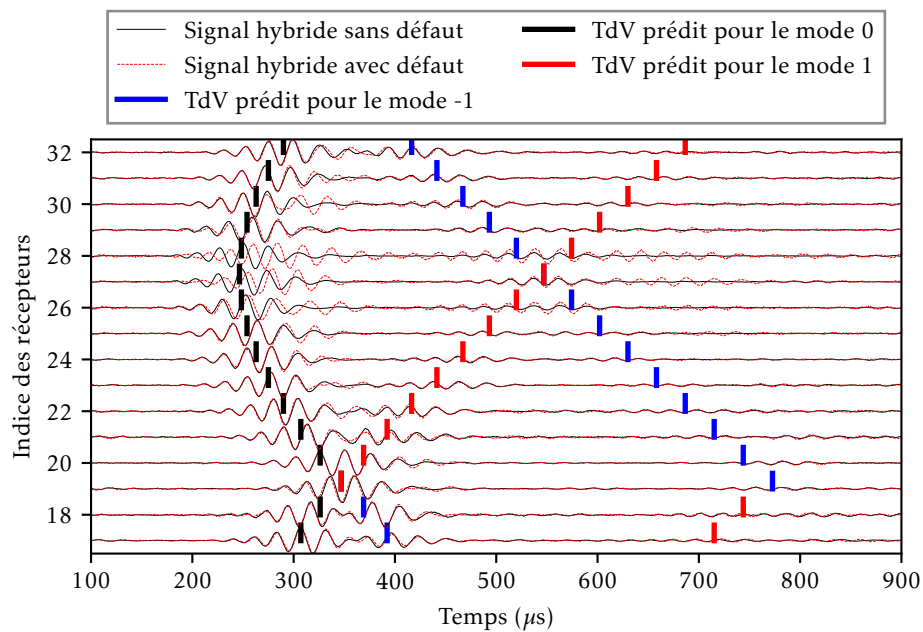


FIGURE 4.27 – Signaux temporels reçus sur les FBG de 17 à 32 lors d'une émission avec le capteur 11.

signaux mesurés sur l'état sain et l'état endommagé sont montrés sur cette figure afin de voir l'impact du défaut de corrosion. Les signaux temporels reçus sur les capteurs FBG 17 à 32 lors d'une émission avec le transducteur PZT 11 sont affichés sur cette figure 4.27. Notons que le transducteur PZT 11 est en face et proche du défaut de corrosion (voir la figure 4.25). Comme observé dans le cas de la tomographie active et passive, les signaux reçus sur les capteurs FBG 26, 27 et 28 sont beaucoup impactés par la présence du défaut par rapport aux capteurs 24 et 25 par exemple. Les temps de vol prédits pour les différents modes directs de la famille de modes  $L(n, 1)$  sont aussi montrés sur cette figure. Nous voyons bien que les temps de vols prédits suivent les paquets d'onde des différents modes hélicoïdaux. Par contre, les modes hélicoïdaux dans ce cas d'acquisition hybride sont plus atténués à cause de la directivité du capteur FBG.

### 4.4.3 Calibration avec un état de référence

Dans un premier temps, nous montrons les champs diffractés calibrés à l'aide des champs de référence sur la figure 4.28. Sur cette figure, 3 zones sur 4 n'ont pas de données. Cela s'explique par deux raisons.

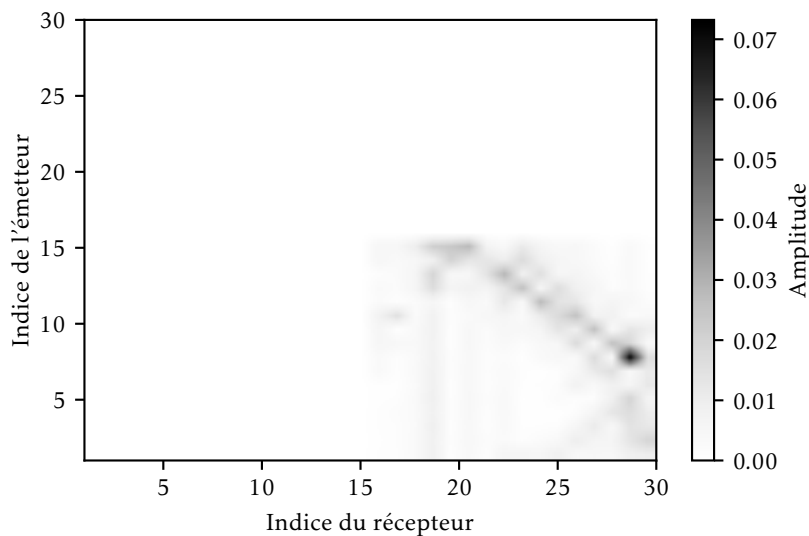


FIGURE 4.28 – Champs diffractés par le défaut calibrés à l'aide des champs de référence.

Premièrement, nous n'utilisons que les champs de transmission. Deuxièmement, nous n'avons pas de données sur les transducteurs PZT car les capteurs FBG ne sont pas capables d'émettre des ondes. En général, tous les couples de capteurs sont impactés car ce défaut de corrosion est diffractant. De plus, l'impact du défaut sur le champ diffracté est beaucoup plus clair que sur l'ensemble des signaux temporels. La figure 4.28 montre aussi que l'amplitude du champ diffracté est plus grande que les amplitudes des champs diffractés observés précédemment car ce défaut est plus profond.

Nous exposons maintenant les résultats de tomographie hybride sur les champs calibrés à l'aide des champs de référence. La cartographie d'épaisseur obtenue est montrée sur la figure 4.29. À partir de cette cartographie d'épaisseur et en comparant à la référence de la figure 4.25, nous constatons que la position obtenue du défaut est correcte. Notons que la cartographie d'épaisseur est une version filtrée spatialement de la cartographie de référence. Nous voyons que la tomographie n'est pas capable de suivre les fortes variations du défaut. De plus, la tache qui représente le défaut de corrosion est bien plus étalée axialement à cause d'une perte de résolution selon l'axe du tube. Cela, comme expliqué précédemment, vient du fait que la configuration pour la tomographie est composée de deux couronnes de capteurs et ne contient pas de transducteurs positionnés le long de l'axe du tube.

Les coupes transversales sont illustrées sur la figure 4.30a pour la coupe transversale circconférentielle, et sur la figure 4.30b pour la coupe transversale diagonale. Ces coupes confirment bien que la tomographie est une version filtrée de la référence. L'épaisseur minimale estimée par la tomographie est donc sous-estimée comme montré sur les deux coupes et dans le tableau 4.4 avec une erreur d'épaisseur résiduelle d'environ 23,77%. Malgré tout, une perte d'épaisseur moyenne peut être estimée par la tomographie hybride. De plus, l'étendue latérale du défaut est assez bien estimée. Le résultat obtenu est donc très prometteur et offre de réelles perspectives d'un système passif purement FBG avec tous les avantages qu'offrent ces capteurs (faible intrusivité, résistance aux environnements sévères, etc.).

Tomographie hybride	$Err_{\text{épaisseur résiduelle}}$	$Err_{\text{localisation}}$
Calibration	23,77 %	$0,25\lambda$

TABLEAU 4.4 – Présentation des erreurs d'épaisseur résiduelle et des erreurs de localisation de reconstruction tomographique hybride pour le défaut de corrosion par électrolyse. Les données d'entrée sont calibrées sur les champs à l'état sain.

Une remarque est que nous n'avons pas obtenu de bons résultats pour la tomographie hybride basée

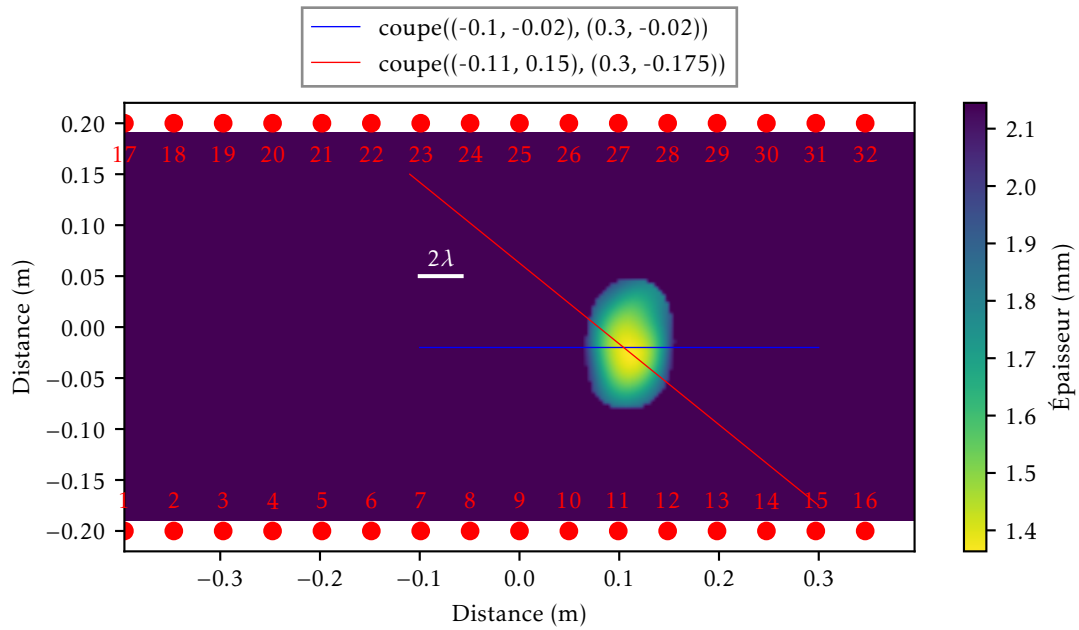


FIGURE 4.29 – Cartographie d'épaisseur obtenue par la tomographie par DBIGWDT hybride. La donnée d'entrée est le champ calibré à l'aide du champ de référence.

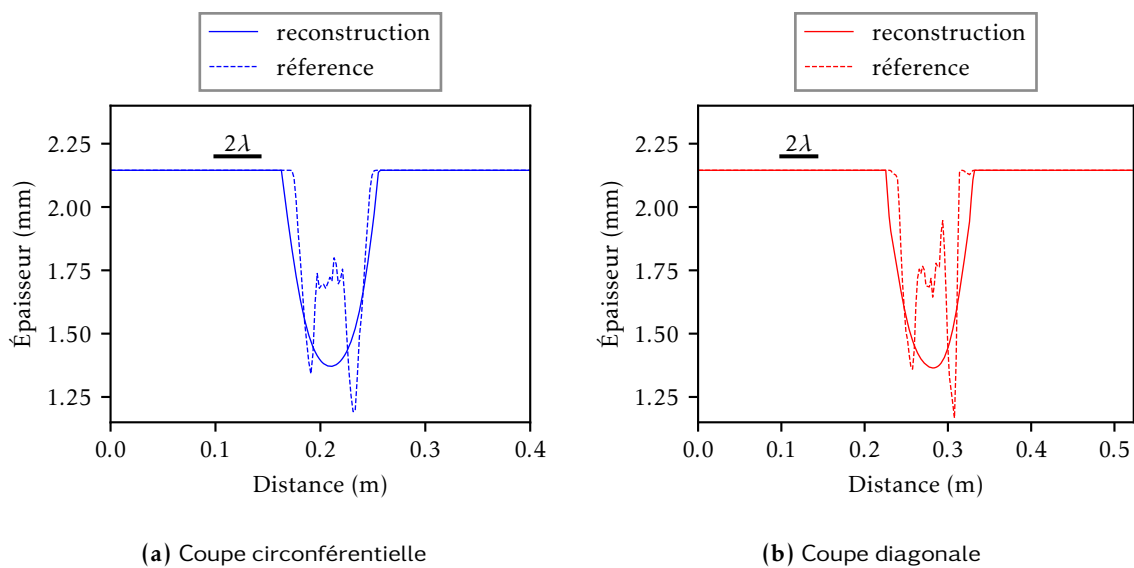


FIGURE 4.30 – Coupes transversales reconstruites par tomographie hybride par DBIGWDT. Les données d'entrée sont les champs calibrés à l'aide du champ de référence estimé quand le tube est à l'état initial.

sur une autocalibration des données. C'est probablement lié à la directivité des capteurs FBG. Une compensation de la directivité serait nécessaire pour que la tomographie avec le champ autocalibré soit correcte. Cela fera l'objet de travaux futurs.

## 4.5 Conclusions sur la tomographie par ondes élastiques guidées

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent la faisabilité de la tomographie active et de la tomographie passive pour détecter un défaut de corrosion. Une première démonstration a été aussi réalisée pour la tomographie à l'aide de capteurs FBG.

Un paramètre d'intérêt qui est crucial est l'épaisseur résiduelle de la structure. Elle est assez bien estimée par la tomographie active et passive, les erreurs semblent acceptables. Les résultats obtenus sont prometteurs.

Il est attendu que la configuration composée de deux couronnes de capteurs (en vue limitée) explique la perte de résolution axiale sur les cartographies d'épaisseur obtenues à l'aide de la tomographie. De plus, la résolution de la tomographie par **OG**, étant reliée à la longueur d'onde utilisée, fournit une version filtrée spatialement du défaut. La reconstruction est donc sous-estimée dans des cas de morphologies du défaut très variées (par exemple celui utilisé pour la tomographie hybride). Néanmoins, le défaut est toujours détecté et localisé avec précision.

Enfin, en couplant les résultats de tomographie passive et de tomographie hybride, nous pourrions accéder à une solution attractive pour le **SHM** dans des environnements sévères. Notamment, la méthode passive nous permettra d'exploiter uniquement des capteurs **FBG** pour la tomographie par **OG** dans le but de détecter et de caractériser un défaut de corrosion. Cela mérite des travaux de recherches ultérieurs afin de surmonter les défis restant, par exemple la directivité des capteurs **FBG**.





# Conclusion et perspectives

## Conclusion générale

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la détection de défauts en **Contrôle Non Destructif (CND)** ultrasonore. Une voie récente du **CND** appelée **Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM)** consiste à intégrer des capteurs sur une structure et faire un suivi de son état de santé en temps réel au cours de sa vie. Spécifiquement, les travaux menés dans cette thèse avaient pour objectif principal de développer une nouvelle approche de **SHM** afin de caractériser des défauts de corrosion/érosion dans des tuyaux métalliques. Nous avons démontré que le couplage entre la méthode passive de **Corrélation de Bruit Ambiant (CBA)** et la tomographie par **Onde Élastique Guidée (OG)** donne lieu à une méthode d'imagerie quantitative de la perte d'épaisseur exploitant de manière passive un réseau embarqué de capteurs. Plusieurs problèmes rendent difficiles cette approche, problèmes auxquels nous avons tenté d'apporter des solutions.

Dans le contexte du **SHM**, le fait que les capteurs soient intégrés et fixés sur la structure amène certaines contraintes d'intrusivité et de coût qui font que nous cherchons à maximiser la taille de la zone d'inspection pour un nombre limité de capteurs. Les ondes élastiques guidées sont ainsi un bon candidat grâce à leur capacité à se propager sur de longues distances. Certains modes sont d'ailleurs sensibles aux défauts de type corrosion/érosion. Les ondes élastiques guidées jouent le rôle de moyen physique pour interroger la structure dans notre système **SHM**. Nous avons montré que cette démarche peut se formuler comme un problème inverse où il s'agit de reconstruire les cartographies d'épaisseur de la zone d'inspection entre deux couronnes de capteurs à partir des temps de vol, des amplitudes et des phases d'ondes diffusées reçues par les capteurs. Un modèle acoustique simple est utilisé pour approximer la propagation et la diffusion des ondes guidées dans un tube droit ainsi qu'un tube coudé. Un défaut de corrosion/érosion est généralement modélisé comme une perte d'épaisseur de la paroi d'un tube qui induit un changement de vitesse de phase ou groupe dans le modèle acoustique. Un ensemble d'informations de propagation des ondes guidées peut être obtenu à l'aide du réseau de capteurs. Ces informations sont ensuite inversées par la tomographie par **OG** afin de reconstruire des cartographies de vitesse de propagation. Les cartographies d'épaisseur correspondantes sont finalement estimées via des relations de dispersion du mode guidé choisi.

Nous avons développé ou adapté au cours de cette thèse différents algorithmes de tomographie par **OG** pour différentes géométries. Dans un premier temps nous avons montré par simulation et à l'aide d'expériences que la tomographie par diffraction peut être exploitée pour la reconstruction de cartographie d'épaisseur d'un tube droit. Dans les approches classiques, la détection de défauts est réalisée par comparaison entre les données de référence acquises quand la structure est à l'état sain et les données courantes. Parmi les résultats principaux présentés dans la thèse, nous avons montré que les défauts de corrosion/érosion peuvent être caractérisés par tomographie par **OG** sur un tube droit sans besoin de recourir à un état de référence grâce à une méthode d'autocalibration des données utilisées pour réaliser l'imagerie par tomographie. La tomographie sans état de référence a été validée numériquement et expérimentalement sur un tube droit de grand diamètre. Cette approche a été aussi validée numériquement sur un tube de petit diamètre et/ou à basse fréquence, configurations pour lesquelles une méthode de correction qui prend en compte l'anisotropie du nombre d'onde a été développée et a fait l'objet d'un dépôt de brevet. Dans un deuxième temps, nous avons montré les bonnes performances de la tomographie par **OG** à l'aide des simulations numériques sur une structure plus complexe comme un tube coudé. Un modèle de rayon a été utilisé cette fois-ci afin de dériver la tomographie en temps de vol sur tube coudé. Ces résultats ont montré finalement la faisabilité de caractériser des défauts de corrosion sur des tubes (c'est à dire déterminer l'étendue et la perte d'épaisseur

maximale de défauts).

Les temps de vol et/ou les amplitudes et les phases extraits de paquets d'ondes qui se propagent et interagissent avec les défauts sont les données d'entrée pour les algorithmes de tomographie. Les informations de propagation des ondes sont obtenues conventionnellement à l'aide des signaux actifs, qui sont mesurés lors d'une émission par un transducteur. Nous avons dans le cadre de cette thèse extrait ces informations de propagation à partir des signaux passifs mesurés à partir de la corrélation du bruit ambiant. Cette technique passive nous permet de diminuer la consommation énergétique et de simplifier l'électronique de notre système de SHM car le circuit d'émission d'ondes n'est plus nécessaire. Elle nous offre surtout la possibilité de réaliser l'inspection lorsque la structure est en fonctionnement, sans interrompre son fonctionnement. Au cours de cette thèse, nous avons évalué expérimentalement cette technique passive afin de caractériser un défaut de corrosion sur un tube droit avec des résultats très satisfaisants.

Le développement de cette technique passive nous permet aussi d'utiliser des Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais) (FBG) qui présentent plusieurs avantages par rapport aux capteurs classiques Titano-Zirconate de Plomb (PZT) (faible intrusivité, possibilité de multiplexage, résistance aux environnements sévères, etc.) mais qui ne sont pas capable d'émettre des ondes dans des structures. Les travaux présentés dans cette thèse ont ainsi été menés dans le but à terme d'utiliser ces capteurs FBG pour réaliser la tomographie par OG. Dans un premier temps, des mesures du bruit ambiant dans un tuyau à l'aide de ces capteurs ont été réalisées. Les reconstructions des signaux de propagation des ondes à l'aide des capteurs FBG sont prometteuses. Les essais se sont déroulés sur une boucle d'essais dans une configuration proche du cas industriel, avec de l'eau comme fluide circulant à l'intérieur du tuyau. Ces essais montrent que l'utilisation des capteurs FBG couplés avec la méthode passive est une solution qui mérite d'être investiguée. La faisabilité de détection d'un défaut de corrosion/érosion par OG à l'aide des capteurs FBG a été démontrée via un résultat expérimental de tomographie hybride, où l'émission a été réalisée par PZT et la réception a été faite par FBG. Toutes ces études offrent des perspectives prometteuses en vue de l'application de la tomographie passive sur des structures industrielles à l'aide d'un système purement FBG avec tous les avantages qu'offrent ces capteurs et la finesse de diagnostic qu'offrent les ondes guidées.

## Perspectives

Afin de comprendre et surmonter certaines limites des méthodes développées, les travaux menés dans le cadre de cette thèse peuvent être poursuivis et améliorés dans différentes directions.

Tout d'abord, les performances de la tomographie par OG sur un tube droit et un tube coudé peuvent être améliorées. En particulier, sur un tube coudé, les résultats obtenus avec de la tomographie en temps de vol peuvent être améliorés via la tomographie par diffraction à l'aide du modèle que nous avons introduit dans le chapitre 1. La validation de ce modèle pour la diffraction sur tube coudé et l'implémentation d'une méthode numérique dans le but d'estimer la fonction de Green est nécessaire afin de réaliser l'imagerie haute résolution sur ce type de structure. De plus, pour ce qui concerne l'algorithme de tomographie par OG, il serait intéressant de développer un algorithme de tomographie anisotrope qui prenne en compte la dépendance, par exemple, du nombre d'onde en fonction de la direction de propagation afin d'améliorer les reconstructions. En effet, les algorithmes de tomographie par OG développés dans cette thèse sont basés sur un modèle acoustique isotrope.

Nous avons développé une méthode mise en place afin de corriger les nombres d'onde pour mieux calibrer les données d'entrée pour la tomographie isotrope par diffraction sans état de référence et l'efficacité de cette méthode a été observée clairement, notamment sur un tube de petit diamètre. Pour rappel, l'idée principale de cette méthode est de prendre en compte l'anisotropie du nombre d'onde pour estimer les facteurs d'autocalibration. Les facteurs qui correspondent aux trajets ne traversant pas le défaut sont généralement groupés et localisés, et les autres facteurs divergent de ces facteurs groupés. Une ellipse de confiance a été utilisée dans cette thèse pour sélectionner les bons facteurs d'autocalibration. Néanmoins, d'autres techniques peuvent être appliquées afin de distinguer les facteurs d'autocalibration, par exemple nous pouvons citer les algorithmes de partitionnement comme les K-moyennes (ou k-means en anglais). C'est une méthode de partitionnement de données qui est notamment utilisée en apprentissage non supervisé où l'on divise des observations en k partitions. Pour notre application, étant donné des facteurs d'autocalibration, le problème est de diviser les facteurs en 2 groupes (souvent appelés clusters), de façon à minimiser une certaine fonction. Si nous considérons la distance d'un facteur

à la moyenne des facteurs de son cluster dans le plan complexe, la fonction à minimiser est donc la somme des carrés de ces distances.

Concernant la méthode d'autocalibration des données d'entrée pour la tomographie sans état de référence mentionnée plus haut, nous proposons également quelques perspectives autour des algorithmes de correction de temps de vol pour la tomographie en temps de vol en estimation absolue (sans état de référence). En effet, nous pouvons prendre en compte par exemple l'anisotropie de la vitesse de propagation de groupe pour corriger les temps de vol pour la tomographie. De plus, les travaux présentés dans le manuscrit pour se passer d'état de référence portent uniquement sur la tomographie en temps de vol, il serait utile de proposer et tester la même approche pour la tomographie par diffraction. La méthode d'autocalibration du champ développée pour le tube droit doit aussi être adaptée sur tube coudé. En effet, sur un tube coudé, le nombre d'onde dépend non seulement de la direction de propagation mais aussi de la position par rapport l'extrados ou l'intrados du coude, ce qui mériterait d'introduire une correction correspondante afin de regrouper les facteurs d'autocalibration.

Dans ce manuscrit, nous avons présenté la tomographie passive afin de caractériser un défaut de corrosion en exploitant et analysant uniquement des signaux de bruit ambiant qui sont acquis de manière simultanée à l'aide d'un réseau de capteurs PZT. Nous désirons à terme nous intéresser à la tomographie passive par OG purement FBG. Un des défis de l'utilisation de ce capteur est sa directivité. Une méthode de compensation de la directivité est donc nécessaire afin de mieux exploiter ce type de capteur pour la tomographie passive. Rappelons que nous n'avons pas eu l'occasion de tester la tomographie passive à l'aide uniquement de capteurs FBG dans le cadre de cette thèse à cause d'une limite de la technologie actuelle des systèmes d'acquisition d'ondes ultrasonores par FBG. Lorsque les technologies en instrumentation progresseront et nous permettront de faire l'acquisition de manière simultanée sur plusieurs dizaines de voies, la tomographie passive à l'aide d'un système reposant uniquement sur des FBG sera alors une solution prometteuse en SHM pour les applications industrielles.

Les résultats de tomographie passive utilisant de l'air comprimé comme source de bruit élastique sont très satisfaisants mais peu représentatifs industriellement. Un autre point de recherche qui nous intéresse particulièrement, mais que nous n'avons que très peu abordé pour le moment à cause de contraintes sur le matériel disponible au laboratoire, est la tomographie passive par OG avec le bruit ambiant qui est généré par la circulation de l'eau à l'intérieur d'un tube. Des mesures préliminaires du bruit ambiant sur une boucle d'essai avec l'eau comme fluide nous ont montré que le spectre des sources de bruit est plus basse fréquence que les sources de bruit avec l'air. Mais les résultats de reconstructions restent toujours prometteurs. De manière générale, la caractérisation des sources de bruit ainsi que l'étude de l'effet de l'atténuation de certains modes due au fluide interne au tuyau doivent faire l'objet de travaux complémentaires afin d'exploiter la tomographie passive dans différentes configurations.

Les avancées sur la tomographie passive dans les tuyaux développées dans cette thèse conduisent ainsi à différentes pistes de travail qui doivent permettre d'aboutir à un système d'imagerie quantitative de l'épaisseur d'un tuyau présentant d'excellentes performances en terme de résolution et de fiabilité. L'emploi des FBG conduira alors à un système peu intrusif, facilement déployable et robuste pour une utilisation dans un environnement extrême.

## Publications

Les travaux menés dans cette thèse ont fait l'objet d'un dépôt de brevet qui concerne la méthode de calibration du champ pour la tomographie par OG adaptée à des structures de type cylindre, notamment pour les applications sur des tubes de petits diamètres.

Ces travaux ont aussi fait l'objet d'une rédaction d'articles scientifiques à comité de lecture ("Passive guided elastic waves tomography for pipe corrosion monitoring", en cours de soumission à NDT&E, et un autre sur la méthode d'autocalibration pour la tomographie par ondes élastiques guidées dans des tubes de petit diamètre, en cours de rédaction et qu'il est prévu de soumettre au journal JASA lorsque le dépôt du brevet correspondant le permettra).

Enfin, ces travaux ont également été valorisés par des présentations dans une conférence nationale (colloque du Groupe de Recherche MécaWave 2018), et à des conférences internationales (par exemple QNDE2019, IWSHM2019 [154, 155], IIW2020). Ces travaux ont également fait l'objet d'un démonstrateur (comme montré sur la figure 4.31) qui a été présenté à différents acteurs industriels et de partenaires académiques du CEA.



**FIGURE 4.31** – Démonstrateur du système de contrôle santé passif des tuyaux qui a été présenté à différents acteurs industriels et de partenaires académiques du CEA.

# Bibliographie

- [1] Mutiu Adesina ADEGBOYE, Wai-Keung FUNG et Aditya KARNIK. « Recent Advances in Pipeline Monitoring and Oil Leakage Detection Technologies : Principles and Approaches ». In : *Sensors* 19.11 (juin 2019), p. 2548. DOI : [10.3390/s19112548](https://doi.org/10.3390/s19112548) (cf. p. 1).
- [2] Md. Aminul ISLAM et Zoheir FARHAT. « Erosion-corrosion mechanism and comparison of erosion-corrosion performance of API steels ». In : *Wear* 376-377 (avr. 2017), p. 533-541. DOI : [10.1016/j.wear.2016.12.058](https://doi.org/10.1016/j.wear.2016.12.058) (cf. p. 1).
- [3] Li ZENG, Geng CHEN et Hanxin CHEN. « Comparative Study on Flow-Accelerated Corrosion and Erosion–Corrosion at a 90° Carbon Steel Bend ». In : *Materials* 13.7 (avr. 2020), p. 1780. DOI : [10.3390/ma13071780](https://doi.org/10.3390/ma13071780) (cf. p. 1).
- [4] James G. SPEIGHT. « Corrosion Monitoring and Control ». In : *Oil and Gas Corrosion Prevention*. Elsevier, 2014, p. 109-149. DOI : [10.1016/b978-0-12-800346-6.00006-5](https://doi.org/10.1016/b978-0-12-800346-6.00006-5) (cf. p. 1).
- [5] « Dye penetrant examination : (Penetrant flaw detection) ». In : *NDE Handbook*. Elsevier, 1989, p. 32-41. DOI : [10.1016/b978-0-408-04392-2.50010-2](https://doi.org/10.1016/b978-0-408-04392-2.50010-2) (cf. p. 1).
- [6] Pouyan KHALILI et Peter CAWLEY. « The choice of ultrasonic inspection method for the detection of corrosion at inaccessible locations ». In : *NDT & E International* 99 (oct. 2018), p. 80-92. DOI : [10.1016/j.ndteint.2018.06.003](https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2018.06.003) (cf. p. 1).
- [7] R. MARDANINEJAD et M. S. SAFIZADEH. « Gas Pipeline Corrosion Mapping Through Coating Using Pulsed Eddy Current Technique ». In : *Russian Journal of Nondestructive Testing* 55.11 (nov. 2019), p. 858-867. DOI : [10.1134/s1061830919110068](https://doi.org/10.1134/s1061830919110068) (cf. p. 1).
- [8] K. EDALATI et al. « The use of radiography for thickness measurement and corrosion monitoring in pipes ». In : *International Journal of Pressure Vessels and Piping* 83.10 (oct. 2006), p. 736-741. DOI : [10.1016/j.ijpvp.2006.07.010](https://doi.org/10.1016/j.ijpvp.2006.07.010) (cf. p. 1).
- [9] Yan SHI et al. « Theory and Application of Magnetic Flux Leakage Pipeline Detection ». In : *Sensors* 15.12 (déc. 2015), p. 31036-31055. DOI : [10.3390/s151229845](https://doi.org/10.3390/s151229845) (cf. p. 1).
- [10] Reza GOLDARAN et al. « Identification of corrosion in a prestressed concrete pipe utilizing acoustic emission technique ». In : *Construction and Building Materials* 242 (mai 2020), p. 118053. DOI : [10.1016/j.conbuildmat.2020.118053](https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2020.118053) (cf. p. 2).
- [11] P. CAWLEY. « Practical Long Range Guided Wave Inspection — Managing Complexity ». In : *AIP Conference Proceedings*. AIP, 2003. DOI : [10.1063/1.1570116](https://doi.org/10.1063/1.1570116) (cf. p. 2).
- [12] Irene LI et al. « State-of-the-art pipeline Structural Health Monitoring systems ». In : *2012 IEEE Sensors*. IEEE, oct. 2012. DOI : [10.1109/icsens.2012.6411531](https://doi.org/10.1109/icsens.2012.6411531) (cf. p. 2).
- [13] Charles R FARRAR et Keith WORDEN. « An introduction to structural health monitoring ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 365.1851 (déc. 2006), p. 303-315. DOI : [10.1098/rsta.2006.1928](https://doi.org/10.1098/rsta.2006.1928) (cf. p. 2).
- [14] Mahjoub El MOUNTASSIR, Slah YAACOUBI et Fethi DAHMENE. « Reducing false alarms in guided waves structural health monitoring of pipelines : Review synthesis and debate ». In : *International Journal of Pressure Vessels and Piping* (sept. 2020), p. 104210. DOI : [10.1016/j.ijpvp.2020.104210](https://doi.org/10.1016/j.ijpvp.2020.104210) (cf. p. 2).
- [15] Joseph L. ROSE. « A Baseline and Vision of Ultrasonic Guided Wave Inspection Potential ». In : *Journal of Pressure Vessel Technology* 124.3 (juill. 2002), p. 273-282. DOI : [10.1115/1.1491272](https://doi.org/10.1115/1.1491272) (cf. p. 2).

- [16] S. V. LENKOV et al. « Hardware and software system of the guided wave pipe testing using electromagnetic-acoustic transformation ». In : *2016 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON)*. IEEE, mai 2016. DOI : [10.1109/sibcon.2016.7491803](https://doi.org/10.1109/sibcon.2016.7491803) (cf. p. 2).
- [17] J. KRUGER et S. BEGUM. « Corrosion of Metals : Overview ». In : *Reference Module in Materials Science and Materials Engineering*. Elsevier, 2016. DOI : [10.1016/b978-0-12-803581-8.02708-9](https://doi.org/10.1016/b978-0-12-803581-8.02708-9) (cf. p. 2).
- [18] François CATTANT, Didier CRUSSET et Damien FÉRON. « Corrosion issues in nuclear industry today ». In : *Materials Today* 11.10 (oct. 2008), p. 32-37. DOI : [10.1016/s1369-7021\(08\)70205-0](https://doi.org/10.1016/s1369-7021(08)70205-0) (cf. p. 2).
- [19] Lekan POPOOLA et al. « Corrosion problems during oil and gas production and its mitigation ». In : *International Journal of Industrial Chemistry* 4.1 (2013), p. 35. DOI : [10.1186/2228-5547-4-35](https://doi.org/10.1186/2228-5547-4-35) (cf. p. 2).
- [20] Wael H. AHMED. « Evaluation of the proximity effect on flow-accelerated corrosion ». In : *Annals of Nuclear Energy* 37.4 (avr. 2010), p. 598-605. DOI : [10.1016/j.anucene.2009.12.020](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2009.12.020) (cf. p. 2).
- [21] A. GROYSMAN. « Corrosion problems and solutions in oil, gas, refining and petrochemical industry ». In : *Koroze a ochrana materialu* 61.3 (juill. 2017), p. 100-117. DOI : [10.1515/kom-2017-0013](https://doi.org/10.1515/kom-2017-0013) (cf. p. 2).
- [22] Wael H. « Flow Accelerated Corrosion in Nuclear Power Plants ». In : *Nuclear Power- Practical Aspects*. InTech, oct. 2012. DOI : [10.5772/51346](https://doi.org/10.5772/51346) (cf. p. 2).
- [23] Eugene V MALYARENKO et Mark K HINDERS. « Ultrasonic Lamb wave diffraction tomography ». In : *Ultrasonics* 39.4 (juin 2001), p. 269-281. DOI : [10.1016/s0041-624x\(01\)00055-5](https://doi.org/10.1016/s0041-624x(01)00055-5) (cf. p. 3, 58).
- [24] Pierre BELANGER, Peter CAWLEY et Francesco 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. DOI : [10.1109/tuffc.2010.1559](https://doi.org/10.1109/tuffc.2010.1559) (cf. p. 3, 20, 57, 58, 63, 65).
- [25] Alex J. BRATH et al. « Guided Wave Tomography of Pipe Bends ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64.5 (mai 2017), p. 847-858. DOI : [10.1109/tuffc.2017.2683259](https://doi.org/10.1109/tuffc.2017.2683259) (cf. p. 3, 20, 57).
- [26] « Acoustic emission ». In : *NDE Handbook*. Elsevier, 1989, p. 17-23. DOI : [10.1016/b978-0-408-04392-2.50008-4](https://doi.org/10.1016/b978-0-408-04392-2.50008-4) (cf. p. 3).
- [27] « Acoustic cross correlation ». In : *NDE Handbook*. Elsevier, 1989, p. 9-16. DOI : [10.1016/b978-0-408-04392-2.50007-2](https://doi.org/10.1016/b978-0-408-04392-2.50007-2) (cf. p. 3).
- [28] Joseph L. ROSE. « Unbounded Isotropic and Anisotropic Media ». In : *Ultrasonic Guided Waves in Solid Media*. Cambridge University Press, p. 36-52. DOI : [10.1017/cbo9781107273610.005](https://doi.org/10.1017/cbo9781107273610.005) (cf. p. 5, 6).
- [29] Eric A. ASH et Edward G. S. PAIGE, éd. *Rayleigh-Wave Theory and Application*. Springer Berlin Heidelberg, 1985. DOI : [10.1007/978-3-642-82621-4](https://doi.org/10.1007/978-3-642-82621-4) (cf. p. 5).
- [30] Robert STONELEY. « Elastic waves at the surface of separation of two solids ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 106.738 (oct. 1924), p. 416-428. DOI : [10.1098/rspa.1924.0079](https://doi.org/10.1098/rspa.1924.0079) (cf. p. 5).
- [31] Horace LAMB. « On waves in an elastic plate ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 93.648 (mars 1917), p. 114-128. DOI : [10.1098/rspa.1917.0008](https://doi.org/10.1098/rspa.1917.0008) (cf. p. 5, 20).
- [32] Pierre-Gilles de Gennes D ROYER E Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides*. Masson, 1996 (cf. p. 6).
- [33] Denos C. GAZIS. « Three-Dimensional Investigation of the Propagation of Waves in Hollow Circular Cylinders. I. Analytical Foundation ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 31.5 (mai 1959), p. 568-573. DOI : [10.1121/1.1907753](https://doi.org/10.1121/1.1907753) (cf. p. 7).
- [34] Denos C. GAZIS. « Three-Dimensional Investigation of the Propagation of Waves in Hollow Circular Cylinders. II. Numerical Results ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 31.5 (mai 1959), p. 573-578. DOI : [10.1121/1.1907754](https://doi.org/10.1121/1.1907754) (cf. p. 7).
- [35] Joseph L. ROSE. « Waves in Plates ». In : *Ultrasonic Guided Waves in Solid Media*. Cambridge University Press, p. 76-106. DOI : [10.1017/cbo9781107273610.008](https://doi.org/10.1017/cbo9781107273610.008) (cf. p. 7).

- [36] I. MIRSKY. « Wave Propagation in Transversely Isotropic Circular Cylinders Part I : Theory ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 37.6 (juin 1965), p. 1016-1021. DOI : [10.1121/1.1909508](https://doi.org/10.1121/1.1909508) (cf. p. 8).
- [37] Joseph ZEMANEK. « An Experimental and Theoretical Investigation of Elastic Wave Propagation in a Cylinder ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 51.1B (jan. 1972), p. 265-283. DOI : [10.1121/1.1912838](https://doi.org/10.1121/1.1912838) (cf. p. 8).
- [38] Joseph L. ROSE. « Guided Waves in Hollow Cylinders ». In : *Ultrasonic Guided Waves in Solid Media*. Cambridge University Press, p. 155-173. DOI : [10.1017/cbo9781107273610.012](https://doi.org/10.1017/cbo9781107273610.012) (cf. p. 8).
- [39] Baronian VAHAN. « Couplage des méthodes modale et éléments finis pour la diffraction des ondes élastiques guidées - Application au Contrôle Non Destructif ». Thèse de doct. École Doctorale de l'École Polytechnique, 2009 (cf. p. 8, 19).
- [40] Jian LI et Joseph L. ROSE. « Natural beam focusing of non-axisymmetric guided waves in large-diameter pipes ». In : *Ultrasonics* 44.1 (jan. 2006), p. 35-45. DOI : [10.1016/j.ultras.2005.07.002](https://doi.org/10.1016/j.ultras.2005.07.002) (cf. p. 11).
- [41] Jacob Owen DAVIES. « INSPECTION OF PIPES USING LOW FREQUENCY FOCUSED GUIDED WAVES ». Thèse de doct. IMPERIAL COLLEGE LONDON, 2008 (cf. p. 11, 14).
- [42] Tom DRUET. « Tomographie passive par ondes guidées pour des applications de contrôle santé intégré ». Thèse de doct. Université de VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS, 2017 (cf. p. 19, 20, 33, 36, 41, 42, 57, 70, 75, 76, 79, 99).
- [43] Lord RAYLEIGH. « On the Free Vibrations of an Infinite Plate of Homogeneous Isotropic Elastic Matter ». In : *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-20.1 (nov. 1888), p. 225-237. DOI : [10.1112/plms/s1-20.1.225](https://doi.org/10.1112/plms/s1-20.1.225) (cf. p. 20).
- [44] Peter HUTHWAITE et Francesco SIMONETTI. « High-resolution guided wave tomography ». In : *Wave Motion* 50.5 (juill. 2013), p. 979-993. DOI : [10.1016/j.wavemoti.2013.04.004](https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2013.04.004) (cf. p. 20, 57, 58, 70, 79).
- [45] Kevin R. LEONARD et Mark K. HINDERS. « Guided wave helical ultrasonic tomography of pipes ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 114.2 (août 2003), p. 767-774. DOI : [10.1121/1.1593068](https://doi.org/10.1121/1.1593068) (cf. p. 20, 57).
- [46] C.L. WILLEY et al. « Guided wave tomography of pipes with high-order helical modes ». In : *NDT & E International* 65 (juill. 2014), p. 8-21. DOI : [10.1016/j.ndteint.2014.03.010](https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2014.03.010) (cf. p. 20, 25, 57).
- [47] Alex J. BRATH et al. « Acoustic formulation of elastic guided wave propagation and scattering in curved tubular structures ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 61.5 (mai 2014), p. 815-829. DOI : [10.1109/tuffc.2014.2973](https://doi.org/10.1109/tuffc.2014.2973) (cf. p. 20, 24, 34, 63).
- [48] Alex J. BRATH et al. « Experimental Validation of a Fast Forward Model for Guided Wave Tomography of Pipe Elbows ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64.5 (mai 2017), p. 859-871. DOI : [10.1109/tuffc.2017.2683264](https://doi.org/10.1109/tuffc.2017.2683264) (cf. p. 20).
- [49] Shuzeng ZHANG et al. « Propagation of Rayleigh waves on curved surfaces ». In : *Wave Motion* 94 (avr. 2020), p. 102517. DOI : [10.1016/j.wavemoti.2020.102517](https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2020.102517) (cf. p. 23).
- [50] F. B. JENSEN et al. « Computational Ocean Acoustics ». In : *Physics Today* 47.11 (nov. 1994), p. 91-92. DOI : [10.1063/1.2808704](https://doi.org/10.1063/1.2808704) (cf. p. 24, 137).
- [51] Md. Amirul ISLAM. « A Comparative Study on Numerical Solutions of Initial Value Problems (IVP) for Ordinary Differential Equations (ODE) with Euler and Runge Kutta Methods ». In : *American Journal of Computational Mathematics* 05.03 (2015), p. 393-404. DOI : [10.4236/ajcm.2015.53034](https://doi.org/10.4236/ajcm.2015.53034) (cf. p. 25, 138).
- [52] R. L. WEAVER. « GEOPHYSICS : Information from Seismic Noise ». In : *Science* 307.5715 (mars 2005), p. 1568-1569. DOI : [10.1126/science.1109834](https://doi.org/10.1126/science.1109834) (cf. p. 36).
- [53] P. GOUÉDARD et al. « Cross-correlation of random fields : mathematical approach and applications ». In : *Geophysical Prospecting* 56.3 (mai 2008), p. 375-393. DOI : [10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x) (cf. p. 36, 38).



- [54] Adelaide DUROUX et al. « Extracting guided waves from cross-correlations of elastic diffuse fields : Applications to remote structural health monitoring ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 127.1 (jan. 2010), p. 204-215. DOI : [10.1121/1.3257602](https://doi.org/10.1121/1.3257602) (cf. p. 36, 38).
- [55] Karim G. SABRA et al. « Structural health monitoring by extraction of coherent guided waves from diffuse fields ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 123.1 (jan. 2008), EL8-EL13. DOI : [10.1121/1.2820800](https://doi.org/10.1121/1.2820800) (cf. p. 36, 38).
- [56] Eric LAROSE, Philippe ROUX et Michel CAMPILLO. « Reconstruction of Rayleigh–Lamb dispersion spectrum based on noise obtained from an air-jet forcing ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 122.6 (déc. 2007), p. 3437-3444. DOI : [10.1121/1.2799913](https://doi.org/10.1121/1.2799913) (cf. p. 36, 38, 45, 48).
- [57] Oleg I. LOBKIS et Richard L. WEAVER. « On the emergence of the Green’s function in the correlations of a diffuse field ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 110.6 (déc. 2001), p. 3011-3017. DOI : [10.1121/1.1417528](https://doi.org/10.1121/1.1417528) (cf. p. 36, 38).
- [58] Eric LAROSE et al. « Correlation of random wavefields : An interdisciplinary review ». In : *GEO-PHYSICS* 71.4 (juill. 2006), SI11-SI21. DOI : [10.1190/1.2213356](https://doi.org/10.1190/1.2213356) (cf. p. 37).
- [59] Alison E. MALCOLM, John A. SCALES et Bart A. van TIGGELEN. « Extracting the Green function from diffuse, equipartitioned waves ». In : *Physical Review E* 70.1 (juill. 2004). DOI : [10.1103/physreve.70.015601](https://doi.org/10.1103/physreve.70.015601) (cf. p. 37).
- [60] K. van WIJK. « On estimating the impulse response between receivers in a controlled ultrasonic experiment ». In : *GEOPHYSICS* 71.4 (juill. 2006), SI79-SI84. DOI : [10.1190/1.2215360](https://doi.org/10.1190/1.2215360) (cf. p. 37).
- [61] Richard L. WEAVER et Oleg I. LOBKIS. « Ultrasonics without a Source : Thermal Fluctuation Correlations at MHz Frequencies ». In : *Physical Review Letters* 87.13 (sept. 2001). DOI : [10.1103/physrevlett.87.134301](https://doi.org/10.1103/physrevlett.87.134301) (cf. p. 37).
- [62] Philippe ROUX et W. A. Kuperman AND. « Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 116.4 (oct. 2004), p. 1995-2003. DOI : [10.1121/1.1797754](https://doi.org/10.1121/1.1797754) (cf. p. 37).
- [63] K.G. SABRA et al. « Using Ocean Ambient Noise for Array Self-Localization and Self-Synchronization ». In : *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 30.2 (avr. 2005), p. 338-347. DOI : [10.1109/joe.2005.850908](https://doi.org/10.1109/joe.2005.850908) (cf. p. 37).
- [64] Karim G. SABRA et al. « Surface wave tomography from microseisms in Southern California ». In : *Geophysical Research Letters* 32.14 (juill. 2005), n/a-n/a. DOI : [10.1029/2005g1023155](https://doi.org/10.1029/2005g1023155) (cf. p. 38).
- [65] N. M. SHAPIRO. « High-Resolution Surface-Wave Tomography from Ambient Seismic Noise ». In : *Science* 307.5715 (mars 2005), p. 1615-1618. DOI : [10.1126/science.1108339](https://doi.org/10.1126/science.1108339) (cf. p. 38).
- [66] David HALLDAY, Andrew CURTIS et Ed KRAGH. « Seismic surface waves in a suburban environment : Active and passive interferometric methods ». In : *The Leading Edge* 27.2 (fév. 2008), p. 210-218. DOI : [10.1190/1.2840369](https://doi.org/10.1190/1.2840369) (cf. p. 38).
- [67] Masatoshi MIYAZAWA, Roel SNIEDER et Anupama VENKATARAMAN. « Application of seismic interferometry to extract P- and S-wave propagation and observation of shear-wave splitting from noise data at Cold Lake, Alberta, Canada ». In : *GEOPHYSICS* 73.4 (juill. 2008), p. D35-D40. DOI : [10.1190/1.2937172](https://doi.org/10.1190/1.2937172) (cf. p. 38).
- [68] Karim G. SABRA et al. « Passive in vivo elastography from skeletal muscle noise ». In : *Applied Physics Letters* 90.19 (mai 2007), p. 194101. DOI : [10.1063/1.2737358](https://doi.org/10.1063/1.2737358) (cf. p. 38).
- [69] Emmanuel MOULIN et al. « Applicability of acoustic noise correlation for structural health monitoring in nondiffuse field conditions ». In : *Applied Physics Letters* 95.9 (août 2009), p. 094104. DOI : [10.1063/1.3200240](https://doi.org/10.1063/1.3200240) (cf. p. 38, 42).
- [70] Tom DRUET et al. « Passive guided wave tomography for structural health monitoring ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 146.4 (oct. 2019), p. 2395-2403. DOI : [10.1121/1.5128332](https://doi.org/10.1121/1.5128332) (cf. p. 38).
- [71] Philippe ROUX et al. « Ambient noise cross correlation in free space : Theoretical approach ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 117.1 (jan. 2005), p. 79-84. DOI : [10.1121/1.1830673](https://doi.org/10.1121/1.1830673) (cf. p. 39).

- [72] Karim G. SABRA, Philippe ROUX et W. A. KUPERMAN. « Arrival-time structure of the time-averaged ambient noise cross-correlation function in an oceanic waveguide ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 117.1 (jan. 2005), p. 164-174. DOI : [10.1121/1.1835507](https://doi.org/10.1121/1.1835507) (cf. p. 39).
- [73] M. CAMPILLO. « Long-Range Correlations in the Diffuse Seismic Coda ». In : *Science* 299.5606 (jan. 2003), p. 547-549. DOI : [10.1126/science.1078551](https://doi.org/10.1126/science.1078551) (cf. p. 39).
- [74] N. M. SHAPIRO et M. CAMPILLO. « Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise ». In : *Geophysical Research Letters* 31.7 (avr. 2004), n/a-n/a. DOI : [10.1029/2004gl019491](https://doi.org/10.1029/2004gl019491) (cf. p. 39).
- [75] Karim G. SABRA. « Extracting time-domain Green's function estimates from ambient seismic noise ». In : *Geophysical Research Letters* 32.3 (2005). DOI : [10.1029/2004gl021862](https://doi.org/10.1029/2004gl021862) (cf. p. 39).
- [76] Kevin J. SEATS, Jesse F. LAWRENCE et German A. PRIETO. « Improved ambient noise correlation functions using Welch's method ». In : *Geophysical Journal International* 188.2 (nov. 2011), p. 513-523. DOI : [10.1111/j.1365-246x.2011.05263.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2011.05263.x) (cf. p. 39).
- [77] G. D. BENSON et al. « Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements ». In : *Geophysical Journal International* 169.3 (juin 2007), p. 1239-1260. DOI : [10.1111/j.1365-246x.2007.03374.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2007.03374.x) (cf. p. 39).
- [78] Germán A. PRIETO et al. « On amplitude information carried by the ambient seismic field ». In : *Comptes Rendus Geoscience* 343.8-9 (sept. 2011), p. 600-614. DOI : [10.1016/j.crte.2011.03.006](https://doi.org/10.1016/j.crte.2011.03.006) (cf. p. 39).
- [79] Marc NIETHAMMER et al. « Time-frequency representation of Lamb waves using the reassigned spectrogram ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 107.5 (mai 2000), p. L19-L24. DOI : [10.1121/1.428894](https://doi.org/10.1121/1.428894) (cf. p. 41, 76).
- [80] P. FLANDRIN, F. AUGER et E. CHASSANDE-MOTTIN. « Time-Frequency Reassignment : From Principles to Algorithms ». In : *Applications in Time-Frequency Signal Processing*. CRC Press, oct. 2018, p. 179-204. DOI : [10.1201/9781315220017-5](https://doi.org/10.1201/9781315220017-5) (cf. p. 41, 76).
- [81] Karim G. SABRA, Philippe 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 (déc. 2005), p. 3524-3531. DOI : [10.1121/1.2109059](https://doi.org/10.1121/1.2109059) (cf. p. 45).
- [82] Richard L. WEAVER et Oleg 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 (juin 2005), p. 3432-3439. DOI : [10.1121/1.1898683](https://doi.org/10.1121/1.1898683) (cf. p. 45).
- [83] Eric LAROSE et al. « Fluctuations of correlations and Green's function reconstruction : Role of scattering ». In : *Journal of Applied Physics* 103.11 (juin 2008), p. 114907. DOI : [10.1063/1.2939267](https://doi.org/10.1063/1.2939267) (cf. p. 47).
- [84] James F. TRESSLER, Sedat ALKOY et Robert E. NEWNHAM. « Piezoelectric Sensors and Sensor Materials ». In : *Journal of Electroceramics* 2.4 (1998), p. 257-272. DOI : [10.1023/a:1009926623551](https://doi.org/10.1023/a:1009926623551) (cf. p. 48).
- [85] K.C. KAO et G.A. HOCKHAM. « Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies ». In : *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 113.7 (juill. 1966), p. 1151-1158. DOI : [10.1049/ptee.1966.0189](https://doi.org/10.1049/ptee.1966.0189) (cf. p. 49).
- [86] R S MEDLOCK. « Review of Modulating Techniques for Fibre Optic Sensors ». In : *Measurement and Control* 19.1 (fév. 1986), p. 4-17. DOI : [10.1177/002029408601900101](https://doi.org/10.1177/002029408601900101) (cf. p. 49).
- [87] Syed ATIQUE et al. « Detecting Ultrasound Using Optical Fibres ». In : *Journal of Optics* 33.4 (déc. 2004), p. 241-255. DOI : [10.1007/bf03354768](https://doi.org/10.1007/bf03354768) (cf. p. 49).
- [88] Sylwia MUC, Tadeusz GUDRA et Elżbieta BERES-PAWLIK. « Methods of modulation of light wave propagated in optical fiber using ultrasonic wave ». In : *Physics Procedia* 3.1 (jan. 2010), p. 1075-1080. DOI : [10.1016/j.phpro.2010.01.139](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2010.01.139) (cf. p. 49).
- [89] Graham WILD et Steven HINCKLEY. « Acousto-Ultrasonic Optical Fiber Sensors : Overview and State-of-the-Art ». In : *IEEE Sensors Journal* 8.7 (juill. 2008), p. 1184-1193. DOI : [10.1109/jsen.2008.926894](https://doi.org/10.1109/jsen.2008.926894) (cf. p. 49).

- [90] Crispin T. M. DOYLE et al. « Intensity-based optical fiber sensors for condition monitoring of engineering materials ». In : *Fiber Optic Sensors V*. Sous la dir. de Kim D. BENNETT, Byoung Yoon KIM et Yanbiao LIAO. SPIE, sept. 1996. DOI : [10.1117/12.252145](https://doi.org/10.1117/12.252145) (cf. p. 49).
- [91] Stephanus J. SPAMMER, Pieter L. SWART et André BOOYSEN. « Interferometric distributed optical-fiber sensor ». In : *Applied Optics* 35.22 (août 1996), p. 4522. DOI : [10.1364/ao.35.004522](https://doi.org/10.1364/ao.35.004522) (cf. p. 49).
- [92] Raman KASHYAP. « Theory of Fiber Bragg Gratings ». In : *Fiber Bragg Gratings*. Elsevier, 1999, p. 119-193. DOI : [10.1016/b978-012400560-0/50005-1](https://doi.org/10.1016/b978-012400560-0/50005-1) (cf. p. 49).
- [93] Andreas OTHONOS. « Fiber Bragg gratings ». In : *Review of Scientific Instruments* 68.12 (déc. 1997), p. 4309-4341. DOI : [10.1063/1.1148392](https://doi.org/10.1063/1.1148392) (cf. p. 49).
- [94] Pierre FERDINAND et al. « Applications of Fiber Bragg Grating Sensors in the Composite Industry ». In : *MRS Bulletin* 27.5 (mai 2002), p. 400-407. DOI : [10.1557/mrs2002.126](https://doi.org/10.1557/mrs2002.126) (cf. p. 49).
- [95] Regina C. S. B. ALLIL et al. « Application of Fiber Bragg Grating Sensors in Power Industry ». In : *Current Trends in Short- and Long-period Fiber Gratings*. InTech, mai 2013. DOI : [10.5772/54148](https://doi.org/10.5772/54148) (cf. p. 49).
- [96] X. W. YE, Y. H. SU et J. P. HAN. « Structural Health Monitoring of Civil Infrastructure Using Optical Fiber Sensing Technology : A Comprehensive Review ». In : *The Scientific World Journal* 2014 (2014), p. 1-11. DOI : [10.1155/2014/652329](https://doi.org/10.1155/2014/652329) (cf. p. 49).
- [97] Qi WU, Yoji OKABE et Fengming YU. « Ultrasonic Structural Health Monitoring Using Fiber Bragg Grating ». In : *Sensors* 18.10 (oct. 2018), p. 3395. DOI : [10.3390/s18103395](https://doi.org/10.3390/s18103395) (cf. p. 49, 50).
- [98] Hiroshi TSUDA. « Response of FBG sensors to Lamb wave propagation and its application to active sensing ». In : *Nondestructive Evaluation and Health Monitoring of Aerospace Materials, Composites, and Civil Infrastructure IV*. Sous la dir. de Peter J. SHULL, Andrew L. GYEKENYESI et Aftab A. MUFTI. SPIE, mai 2005. DOI : [10.1117/12.598993](https://doi.org/10.1117/12.598993) (cf. p. 49).
- [99] Zhang HAIYAN et al. « Ultrasonic Lamb Wave Inspection Using Fiber Bragg Gratings ». In : *2008 China-Japan Joint Microwave Conference*. IEEE, sept. 2008. DOI : [10.1109/cjmw.2008.4772550](https://doi.org/10.1109/cjmw.2008.4772550) (cf. p. 49).
- [100] Hyeonseok LEE et al. « Integrated guided wave generation and sensing using a single laser source and optical fibers ». In : *Measurement Science and Technology* 21.10 (sept. 2010), p. 105207. DOI : [10.1088/0957-0233/21/10/105207](https://doi.org/10.1088/0957-0233/21/10/105207) (cf. p. 49).
- [101] Claire DAVIS et al. « Remote Sensing of Lamb Waves Using Optical Fibres—An Investigation of Modal Composition ». In : *Journal of Lightwave Technology* 36.14 (juill. 2018), p. 2820-2826. DOI : [10.1109/jlt.2018.2816563](https://doi.org/10.1109/jlt.2018.2816563) (cf. p. 49).
- [102] Daniel C BETZ et al. « Structural damage identification using multifunctional Bragg grating sensors : II. Damage detection results and analysis ». In : *Smart Materials and Structures* 15.5 (août 2006), p. 1313-1322. DOI : [10.1088/0964-1726/15/5/021](https://doi.org/10.1088/0964-1726/15/5/021) (cf. p. 49).
- [103] Daniel C. BETZ et al. « Structural Damage Location with Fiber Bragg Grating Rosettes and Lamb Waves ». In : *Structural Health Monitoring : An International Journal* 6.4 (déc. 2007), p. 299-308. DOI : [10.1177/1475921707081974](https://doi.org/10.1177/1475921707081974) (cf. p. 49, 50).
- [104] Hyeonseok LEE, Jinyeol YANG et Hoon SOHN. « Baseline-free pipeline monitoring using optical fiber guided laser ultrasonics ». In : *Structural Health Monitoring : An International Journal* 11.6 (août 2012), p. 684-695. DOI : [10.1177/1475921712455682](https://doi.org/10.1177/1475921712455682) (cf. p. 49).
- [105] Joseph ROSE et al. « A Hybrid Ultrasonic Guided Wave-Fiber Optic System for Flaw Detection in Pipe ». In : *Applied Sciences* 8.5 (mai 2018), p. 727. DOI : [10.3390/app8050727](https://doi.org/10.3390/app8050727) (cf. p. 49).
- [106] B. LISSAK, A. ARIE et M. TUR. « Highly sensitive dynamic strain measurements by locking lasers to fiber Bragg gratings ». In : *Optics Letters* 23.24 (déc. 1998), p. 1930. DOI : [10.1364/ol.23.001930](https://doi.org/10.1364/ol.23.001930) (cf. p. 50).
- [107] Daniel C BETZ et al. « Acousto-ultrasonic sensing using fiber Bragg gratings ». In : *Smart Materials and Structures* 12.1 (jan. 2003), p. 122-128. DOI : [10.1088/0964-1726/12/1/314](https://doi.org/10.1088/0964-1726/12/1/314) (cf. p. 50).
- [108] N TAKEDA et al. « Development of smart composite structures with small-diameter fiber Bragg grating sensors for damage detection : Quantitative evaluation of delamination length in CFRP laminates using Lamb wave sensing ». In : *Composites Science and Technology* 65.15-16 (déc. 2005), p. 2575-2587. DOI : [10.1016/j.compscitech.2005.07.014](https://doi.org/10.1016/j.compscitech.2005.07.014) (cf. p. 50).

- [109] E. KIRKBY et al. « Impact localisation with FBG for a self-healing carbon fibre composite structure ». In : *Composite Structures* 94.1 (déc. 2011), p. 8-14. DOI : [10.1016/j.compstruct.2011.07.030](https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2011.07.030) (cf. p. 50).
- [110] Guigen LIU et al. « Detection of Fundamental Shear Horizontal Guided Waves Using a Surface-Bonded Chirped Fiber-Bragg-Grating Fabry–Perot Interferometer ». In : *Journal of Lightwave Technology* 36.11 (juin 2018), p. 2286-2294. DOI : [10.1109/jlt.2018.2808686](https://doi.org/10.1109/jlt.2018.2808686) (cf. p. 50).
- [111] Victor GIURGIUTIU et al. « Omnidirectional piezo-optical ring sensor for enhanced guided wave structural health monitoring ». In : *Smart Materials and Structures* 24.1 (nov. 2014), p. 015008. DOI : [10.1088/0964-1726/24/1/015008](https://doi.org/10.1088/0964-1726/24/1/015008) (cf. p. 50).
- [112] Kevin R. LEONARD et Mark K. HINDERS. « Multi-mode Lamb wave tomography with arrival time sorting ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 117.4 (avr. 2005), p. 2028-2038. DOI : [10.1121/1.1867792](https://doi.org/10.1121/1.1867792) (cf. p. 57, 58).
- [113] Arno VOLKER et Hendrik Vos. « Experimental results of guided wave travel time tomography ». In : AIP, 2012. DOI : [10.1063/1.4716450](https://doi.org/10.1063/1.4716450) (cf. p. 57, 58).
- [114] Arno VOLKER et Tim van ZON. « Guided wave travel time tomography for bends ». In : AIP, 2013. DOI : [10.1063/1.4789119](https://doi.org/10.1063/1.4789119) (cf. p. 57).
- [115] James C. P. MCKEON et Mark K. HINDERS. « Parallel projection and crosshole Lamb wave contact scanning tomography ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 106.5 (nov. 1999), p. 2568-2577. DOI : [10.1121/1.428088](https://doi.org/10.1121/1.428088) (cf. p. 58, 59).
- [116] Eugene V. MALYARENKO et Mark K. HINDERS. « Fan beam and double crosshole Lamb wave tomography for mapping flaws in aging aircraft structures ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 108.4 (oct. 2000), p. 1631-1639. DOI : [10.1121/1.1289663](https://doi.org/10.1121/1.1289663) (cf. p. 58, 59).
- [117] P. HUTHWAITE et F. SIMONETTI. « High-resolution imaging without iteration : a fast and robust method for breast ultrasound tomography ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 130.3 (sept. 2011), p. 1721-1734. DOI : [10.1121/1.3613936](https://doi.org/10.1121/1.3613936) (cf. p. 58, 70).
- [118] 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. DOI : [10.1190/1.1443032](https://doi.org/10.1190/1.1443032) (cf. p. 58).
- [119] P. HUTHWAITE. « Evaluation of inversion approaches for guided wave thickness mapping ». In : *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 470.2166 (juin 2014), p. 20140063. DOI : [10.1098/rspa.2014.0063](https://doi.org/10.1098/rspa.2014.0063) (cf. p. 58, 63).
- [120] Avinash C. KAK et Malcolm SLANEY. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. Society for Industrial et Applied Mathematics, jan. 2001. DOI : [10.1137/1.9780898719277](https://doi.org/10.1137/1.9780898719277) (cf. p. 58, 61, 63, 65).
- [121] Jing RAO, Madis RATASSEPP et Zheng 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. DOI : [10.1109/tuffc.2016.2536144](https://doi.org/10.1109/tuffc.2016.2536144) (cf. p. 58).
- [122] Jing RAO, Madis RATASSEPP et Zheng FAN. « Investigation of the reconstruction accuracy of guided wave tomography using full waveform inversion ». In : *Journal of Sound and Vibration* 400 (juill. 2017), p. 317-328. DOI : [10.1016/j.jsv.2017.04.017](https://doi.org/10.1016/j.jsv.2017.04.017) (cf. p. 58).
- [123] D.P. JANSEN et D.A. HUTCHINS. « Lamb wave tomography ». In : *IEEE Symposium on Ultrasonics*. IEEE. DOI : [10.1109/ultsym.1990.171515](https://doi.org/10.1109/ultsym.1990.171515) (cf. p. 59).
- [124] L. A. SHEPP et B. F. LOGAN. « The Fourier reconstruction of a head section ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 21.3 (juin 1974), p. 21-43. DOI : [10.1109/tns.1974.6499235](https://doi.org/10.1109/tns.1974.6499235) (cf. p. 59).
- [125] S. KACZMARZ. « Approximate solution of systems of linear equations† ». In : *International Journal of Control* 57.6 (juin 1993), p. 1269-1271. DOI : [10.1080/00207179308934446](https://doi.org/10.1080/00207179308934446) (cf. p. 60).
- [126] Richard GORDON, Robert BENDER et Gabor T. HERMAN. « Algebraic Reconstruction Techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography ». In : *Journal of Theoretical Biology* 29.3 (déc. 1970), p. 471-481. DOI : [10.1016/0022-5193\(70\)90109-8](https://doi.org/10.1016/0022-5193(70)90109-8) (cf. p. 61).
- [127] Peter GILBERT. « Iterative methods for the three-dimensional reconstruction of an object from projections ». In : *Journal of Theoretical Biology* 36.1 (juill. 1972), p. 105-117. DOI : [10.1016/0022-5193\(72\)90180-4](https://doi.org/10.1016/0022-5193(72)90180-4) (cf. p. 61).

- [128] A ANDERSEN. « Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART) : A superior implementation of the ART algorithm ». In : *Ultrasonic Imaging* 6.1 (jan. 1984), p. 81-94. DOI : [10.1016/0161-7346\(84\)90008-7](https://doi.org/10.1016/0161-7346(84)90008-7) (cf. p. 61).
- [129] Raymond D. MINDLIN. « Thickness-Shear and Flexural Vibrations of Crystal Plates ». In : *Journal of Applied Physics* 22.3 (mars 1951), p. 316-323. DOI : [10.1063/1.1699948](https://doi.org/10.1063/1.1699948) (cf. p. 62).
- [130] C. H. WANG. « Plate-Wave Diffraction Tomography for Structural Health Monitoring ». In : *AIP Conference Proceedings*. AIP, 2003. DOI : [10.1063/1.1570323](https://doi.org/10.1063/1.1570323) (cf. p. 62).
- [131] A. H. ROHDE et al. « Imaging Flexural Inhomogeneities Using Plate-Wave Diffraction Tomography ». In : *AIP Conference Proceedings*. AIP, 2007. DOI : [10.1063/1.2718035](https://doi.org/10.1063/1.2718035) (cf. p. 63).
- [132] A.H. ROHDE et al. « A computer simulation study of imaging flexural inhomogeneities using plate-wave diffraction tomography ». In : *Ultrasonics* 48.1 (mars 2008), p. 6-15. DOI : [10.1016/j.ultras.2007.09.002](https://doi.org/10.1016/j.ultras.2007.09.002) (cf. p. 63).
- [133] F. SIMONETTI et L. HUANG. « From beamforming to diffraction tomography ». In : *Journal of Applied Physics* 103.10 (mai 2008), p. 103110. DOI : [10.1063/1.2927433](https://doi.org/10.1063/1.2927433) (cf. p. 63, 65, 68).
- [134] Paul MÜLLER, Mirjam SCHÜRMAN et Jochen GUCK. « The Theory of Diffraction Tomography ». In : *Cornell University* (2015) (cf. p. 63).
- [135] Roberto Toscano COUTO. « Green's functions for the wave, Helmholtz and Poisson equations in a two-dimensional boundless domain ». In : *Revista Brasileira de Ensino de Física* 35.1 (mars 2013). DOI : [10.1590/s1806-11172013000100004](https://doi.org/10.1590/s1806-11172013000100004) (cf. p. 64).
- [136] B. A. LIPPMANN et Julian SCHWINGER. « Variational Principles for Scattering Processes. I ». In : *Physical Review* 79.3 (août 1950), p. 469-480. DOI : [10.1103/physrev.79.469](https://doi.org/10.1103/physrev.79.469) (cf. p. 64).
- [137] A DEVANEY. « Diffraction tomography using arbitrary transmitter and receiver surfaces ». In : *Ultrasonic Imaging* 6.2 (avr. 1984), p. 181-193. DOI : [10.1016/0161-7346\(84\)90025-7](https://doi.org/10.1016/0161-7346(84)90025-7) (cf. p. 65).
- [138] Michael P. ANDRÉ et al. « A New Consideration of Diffraction Computed Tomography for Breast Imaging : Studies in Phantoms and Patients ». In : *Acoustical Imaging*. Springer US, 1995, p. 379-390. DOI : [10.1007/978-1-4615-1943-0\\_40](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1943-0_40) (cf. p. 65).
- [139] Serge MENSAH et Emilie FRANCESCHINI. « Near-field ultrasound tomography ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 121.3 (mars 2007), p. 1423-1433. DOI : [10.1121/1.2436637](https://doi.org/10.1121/1.2436637) (cf. p. 65).
- [140] A DEVANEY. « A filtered backpropagation algorithm for diffraction tomography ». In : *Ultrasonic Imaging* 4.4 (oct. 1982), p. 336-350. DOI : [10.1016/0161-7346\(82\)90017-7](https://doi.org/10.1016/0161-7346(82)90017-7) (cf. p. 65).
- [141] L.R. Francis ROSE, Eugene CHAN et Chun 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 (nov. 2015), p. 222-243. DOI : [10.1016/j.wavemoti.2015.05.010](https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2015.05.010) (cf. p. 65, 67).
- [142] Milton ABRAMOWITZ, Irene A. STEGUN et Robert H. ROMER. « Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables ». In : *American Journal of Physics* 56.10 (oct. 1988), p. 958-958. DOI : [10.1119/1.15378](https://doi.org/10.1119/1.15378) (cf. p. 65).
- [143] C HOLMES, B DRINKWATER et P WILCOX. « The post-processing of ultrasonic array data using the total focusing method ». In : *Insight - Non-Destructive Testing and Condition Monitoring* 46.11 (nov. 2004), p. 677-680. DOI : [10.1784/insi.46.11.677.52285](https://doi.org/10.1784/insi.46.11.677.52285) (cf. p. 67).
- [144] Caroline HOLMES, Bruce W. DRINKWATER et Paul D. WILCOX. « Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive evaluation ». In : *NDT & E International* 38.8 (déc. 2005), p. 701-711. DOI : [10.1016/j.ndteint.2005.04.002](https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2005.04.002) (cf. p. 67).
- [145] P. HUTHWAITE. « Eliminating incident subtraction in diffraction tomography ». In : *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 472.2195 (nov. 2016), p. 20160707. DOI : [10.1098/rspa.2016.0707](https://doi.org/10.1098/rspa.2016.0707) (cf. p. 68, 69, 71).
- [146] C LU. « Image Reconstruction with Acoustic Measurement Using Distorted Born Iteration Method ». In : *Ultrasonic Imaging* 18.2 (avr. 1996), p. 140-156. DOI : [10.1006/uimg.1996.0008](https://doi.org/10.1006/uimg.1996.0008) (cf. p. 69).

- [147] Philippe LASAYGUES, Régine GUILLERMIN et Jean-Pierre LEFEBVRE. « Ultrasonic Computed Tomography ». In : *Bone Quantitative Ultrasound*. Springer Netherlands, nov. 2010, p. 441-459. DOI : [10.1007/978-94-007-0017-8\\_17](https://doi.org/10.1007/978-94-007-0017-8_17) (cf. p. 70).
- [148] Philippe LASAYGUES et al. « Nonlinear inversion modeling for ultrasonic computed tomography : transition from soft to hard tissues imaging ». In : *Medical Imaging 2012 : Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy*. Sous la dir. de Johan G. BOSCH et Marvin M. DOYLEY. SPIE, fév. 2012. DOI : [10.1117/12.911012](https://doi.org/10.1117/12.911012) (cf. p. 70).
- [149] A. IMPERIALE et al. « UT Simulation of Embedded Parametric Defects Using a Hybrid Model Based Upon Spectral Finite Element and Domain Decomposition Methods ». In : 2016 (cf. p. 30, 72).
- [150] Olivier MESNIL et al. « Validation of spectral finite element simulation tools dedicated to guided wave based structure health monitoring ». In : Author(s), 2019. DOI : [10.1063/1.5099784](https://doi.org/10.1063/1.5099784) (cf. p. 30, 72).
- [151] P.D. WILCOX. « A rapid signal processing technique to remove the effect of dispersion from guided wave signals ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 50.4 (avr. 2003), p. 419-427. DOI : [10.1109/tuffc.2003.1197965](https://doi.org/10.1109/tuffc.2003.1197965) (cf. p. 79).
- [152] Mehmet K. YUCEL et al. « Pulse-compression based iterative time-of-flight extraction of dispersed Ultrasonic Guided Waves ». In : *2015 IEEE 13th International Conference on Industrial Informatics (INDIN)*. IEEE, juill. 2015. DOI : [10.1109/indin.2015.7281840](https://doi.org/10.1109/indin.2015.7281840) (cf. p. 79).
- [153] Tom DRUET et al. « Autocalibration method for guided wave tomography with undersampled data ». In : *Wave Motion* 89 (juin 2019), p. 265-283. DOI : [10.1016/j.wavemoti.2019.04.002](https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2019.04.002) (cf. p. 80).
- [154] Huu Tinh HOANG et al. « Passive Tomography by Elastic Guided Wave for Corrosion Detection in Pipelines ». In : *Structural Health Monitoring 2019*. DEStech Publications, Inc., nov. 2019. DOI : [10.12783/shm2019/32189](https://doi.org/10.12783/shm2019/32189) (cf. p. 125).
- [155] Tom DRUET et al. « Effect of Fiber Bragg Gratings Receivers' Directivity on Guided Wave Tomography of Pipe ». In : *Structural Health Monitoring 2019*. DEStech Publications, Inc., nov. 2019. DOI : [10.12783/shm2019/32191](https://doi.org/10.12783/shm2019/32191) (cf. p. 125).



# Dérivation du système d'équations des rayons dans un tube coudé

Dans le système de coordonnées curvilignes  $x^i := X, Y$  avec  $i = 1, 2$  respectivement, la longueur de la trajectoire  $s$  est égale à l'intégrale :

$$s(\tau) = \int \sqrt{g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j} d\tau \quad (\text{A.1})$$

où  $g_{ij}$  est le tenseur métrique fondamental de l'espace euclidien en coordonnées curvilignes, défini par :

$$g_{ij} = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial x^j}. \quad (\text{A.2})$$

Pour la partie coudée du tube, à partir des relations explicites entre les coordonnées  $(x, y, z)$  et  $(X, Y)$ , nous pouvons obtenir le tenseur métrique fondamental de l'espace euclidien dans ces coordonnées curvilignes  $(X, Y)$  comme :

$$g = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{R_0 + R} \right)^2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Notons que les composantes  $g_{12} = g_{21} = 0$  signifie que les coordonnées  $(X, Y)$  que nous avons choisies sont des coordonnées orthogonales. Le choix de coordonnées curvilignes afin qu'elles soient orthogonales est important car cela nous permettra de simplifier les calculs par la suite.

À partir du principe de Fermat, on considère que le trajet entre deux points par lesquels passe un rayon laisse la longueur du trajet stationnaire pour des variations dans une famille de trajets proches [50]. En utilisant la méthode de Lagrange relative au calcul des variations pour exprimer que l'intégrale est minimale, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial L}{\partial x^k} - \frac{d}{d\tau} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^k} \right) = 0 \quad (\text{A.4})$$

où la fonction de Lagrange  $L = \sqrt{g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j}$ .

Nous pouvons réécrire sous forme de  $X, Y$  comme :

$$L = \sqrt{(\dot{X})^2 + \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{R_0 + R} \right)^2 (\dot{Y})^2} \quad (\text{A.5})$$



Nous obtenons alors le système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial L}{\partial X} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \dot{X}} = 0 \\ \frac{\partial L}{\partial Y} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \dot{Y}} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Pour la première équation de ce système, nous avons :

$$\frac{\partial L}{\partial X} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \dot{X}} \Leftrightarrow \left[ \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{R_0 + R} \right)^2 \right]' (\dot{Y})^2 - \frac{d}{d\tau} \left[ (\dot{X})^2 \right]' = 0 \Leftrightarrow \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{(R_0 + R)^2} \right) (\dot{Y})^2 \sin \frac{X}{R} + \ddot{X} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Respectivement, pour la deuxième équation, nous obtenons :

$$\frac{\partial L}{\partial Y} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \dot{Y}} = 0 \Leftrightarrow \frac{d}{d\tau} \left[ \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{R_0 + R} \right)^2 2\dot{Y} \right] = 0 \Leftrightarrow \frac{-2 \sin \frac{X}{R}}{R_0 + R \cos \frac{X}{R}} \dot{Y} \dot{X} + \ddot{Y} = 0 \quad (\text{A.8})$$

En combinant les deux équations A.7 et A.8 et en choisissant  $\tau = t$ , nous retrouvons le système d'équations introduit dans le chapitre 1 :

$$\begin{cases} \frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{(R_0 + R \cos(\frac{X}{R})) \sin(\frac{X}{R})}{(R_0 + R)^2} \left( \frac{dY}{dt} \right)^2 = 0 \\ \frac{d^2 Y}{dt^2} - \frac{2 \sin(\frac{X}{R})}{R_0 + R \cos(\frac{X}{R})} \frac{dY}{dt} \frac{dX}{dt} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

La méthode de Runge Kutta d'ordre 4 [51] est utilisée pour résoudre ce système d'équations. En posant des nouvelles variables  $X_1 = \dot{X}$  et  $Y_1 = \dot{Y}$ , nous obtenons le système d'équations différentielles ordinaires de premier ordre, ce qui est facile à résoudre par la méthode de Runge Kutta d'ordre 4, comme :

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = X_1 \\ \frac{dY}{dt} = Y_1 \\ \frac{dX_1}{dt} = - \frac{(R_0 + R \cos(\frac{X}{R})) \sin(\frac{X}{R})}{(R_0 + R)^2} Y_1^2 \\ \frac{dY_1}{dt} = \frac{2 \sin(\frac{X}{R})}{R_0 + R \cos(\frac{X}{R})} X_1 Y_1 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Le problème de tracé des rayons est formé sous forme d'un problème à valeur bordée de ce système A.10. Cela signifie que nous devons trouver le rayon  $(X, Y)$  qui satisfait ce système entre un émetteur  $(X^{em}, Y^{em})$  et un récepteur  $(X^{rep}, Y^{rep})$ . Nous pouvons reformuler ce problème par un problème à valeur initiale en combinant avec la technique de tir. En choisissant différentes valeurs initiales  $(X_1^k, Y_1^k)$ , où  $k = 0, 1, 2, \dots$ , nous obtenons le rayon  $(X^k, Y^k)$  respectivement. Les valeurs  $(X_1^k, Y_1^k)$  sont changées itérativement jusqu'à ce que la convergence de  $(X^k, Y^k)$  vers  $(X^{rep}, Y^{rep})$  soit atteinte.

Notons que si la vitesse de propagation est considérée isotrope et dans le cas homogène que cette vitesse soit  $v_0$ , nous avons la relation :

$$v_0 = \sqrt{(\dot{X})^2 + \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{R_0 + R} \right)^2 (\dot{Y})^2} \Leftrightarrow v_0 = \sqrt{X_1^2 + \left( \frac{R_0 + R \cos \frac{X}{R}}{R_0 + R} \right)^2 Y_1^2} \quad (\text{A.11})$$

Cette relation est considérée comme une contrainte pour les valeurs initiales  $(X_1^k, Y_1^k)$ , où  $k = 0, 1, 2, \dots$  respectivement. En général, pour la première itération, les valeurs  $(X_1^0, Y_1^0)$  sont choisies pour que la direction de propagation soit égale à la direction qui relie l'émetteur  $(X^{em}, Y^{em})$  et le récepteur

$(X^{rep}, Y^{rep})$ <sup>1</sup>. Cela s'exprime par :

$$\frac{(X_1^0, Y_1^0)}{\|(X_1^0, Y_1^0)\|} = \frac{(X^{rep}, Y^{rep}) - (X^{em}, Y^{em})}{\|(X^{rep}, Y^{rep}) - (X^{em}, Y^{em})\|} \quad (\text{A.12})$$

où  $\|\cdot\|$  représente la norme d'un vecteur.

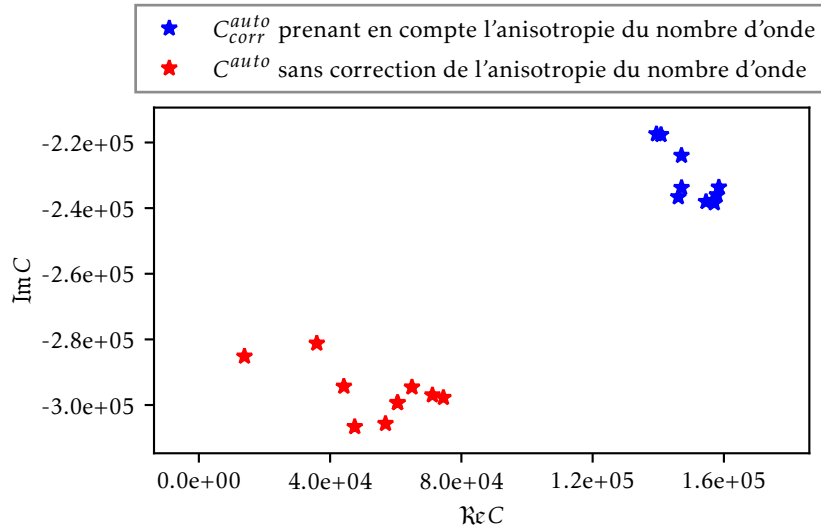
---

1. Pour le cas de tube droit et dans le cas homogène, nous obtenons directement la solution à la première itération parce que le rayon est la ligne droite qui relie l'émetteur et le récepteur.



## Vérification de la stabilité de la méthode d'autocalibration prenant en compte l'anisotropie de nombre d'onde

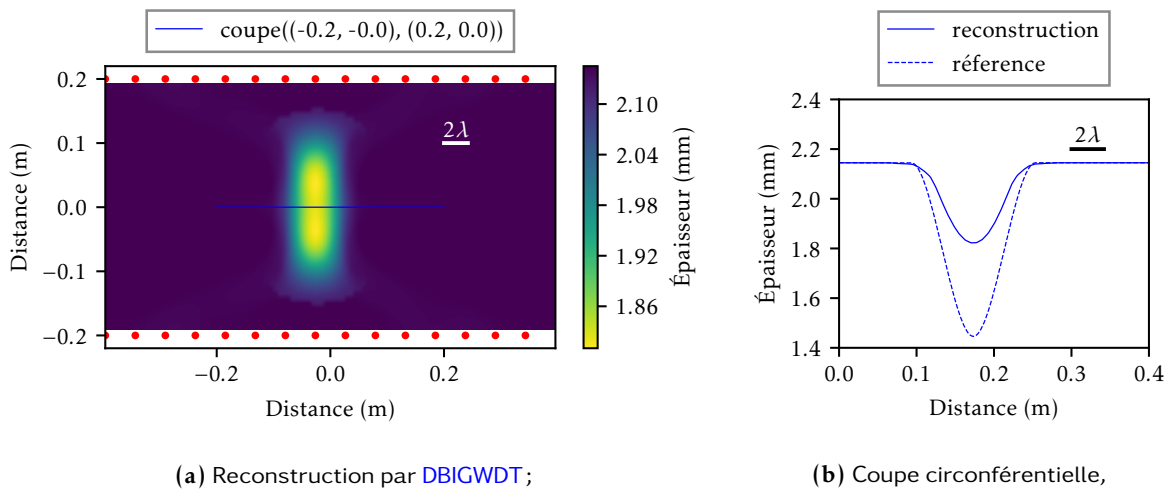
Nous présentons ici les résultats de tomographie basés sur les données simulées pour un défaut plus profond  $\Delta e = 0,7$  mm sur le tube de grand diamètre pour vérifier la stabilité de la méthode d'autocalibration prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde (le tube droit de grand diamètre est présenté dans la partie 3.3.1.1). Tout d'abord, la figure B.1 montre des facteurs d'autocalibration obtenus (pour cette configuration) par l'autocalibration avec correction du nombre d'onde et sans correction du nombre d'onde pour différentes valeurs du paramètre de confiance  $\beta$ . Cette figure montre que l'autocalibration



**FIGURE B.1** – Facteurs d'autocalibration (pour différentes valeurs du paramètre  $\beta = 20 \%$ ,  $30 \%$ ,  $40 \%$ ,  $50 \%$ ,  $60 \%$ ,  $70 \%$ ,  $80 \%$ ,  $90 \%$ ,  $95 \%$ ,  $99 \%$ ) qui sont obtenus par la méthode d'autocalibration prenant en compte l'anisotropie du nombre d'onde et la méthode d'autocalibration sans correction du nombre d'onde, sur un tube droit de grand diamètre avec un défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm, et  $\Delta e = 0,7$  mm.

prenant en compte l'anisotropie du nombre rend la tomographie par diffraction plus robuste parce que les facteurs d'autocalibration est moins variée quand nous faisons varier ce paramètre  $\beta$ . De plus, les 2 groupes des facteurs d'autocalibration sont séparés et que nous allons voir par la suite l'effet sur la cartographie d'épaisseur obtenue.

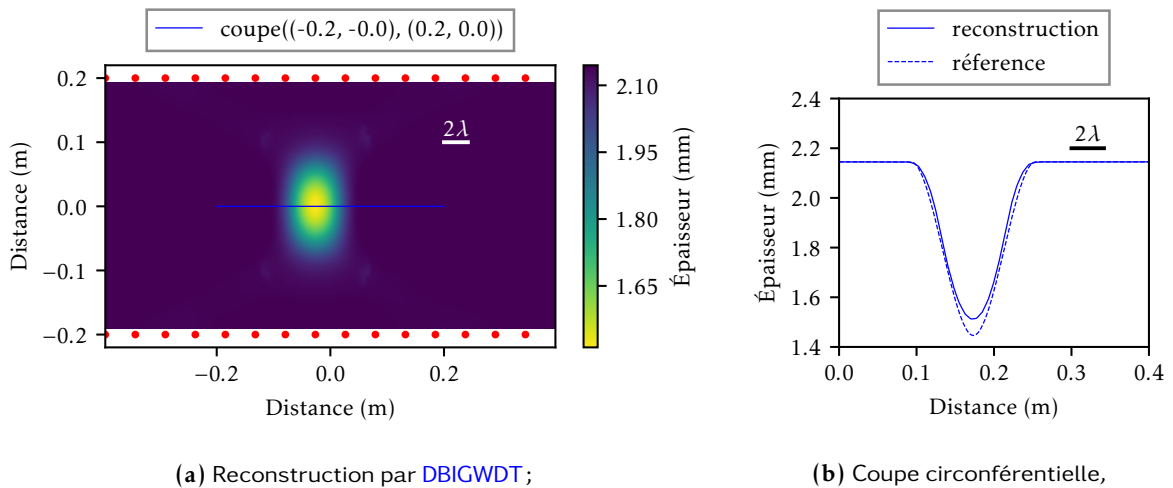
La figure B.2 présente le résultat de la tomographie par **Distorted Born Iterative Guided Wave Diffraction Tomography (DBIGWDT)** avec autocalibration sans correction de l'anisotropie du nombre d'onde. La cartographie d'épaisseur obtenue sur la figure B.2a montre une perte de résolution axiale et la



**FIGURE B.2** – Tomographie sur un tube droit de grand diamètre avec autocalibration ( $\beta = 90\%$ ), basée sur les données de l'état de défaut, sans correction de l'anisotropie du nombre d'onde pour un défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm, et  $\Delta e = 0,7$  mm.

coupe circconférentielle est présentée sur la figure B.2b qui montre que la perte maximale d'épaisseur est beaucoup sous-estimée.

Pour bien voir l'effet du terme de correction, nous montrons sur la figure B.3 le résultat de la tomographie avec autocalibration avec correction de l'anisotropie du nombre d'onde. Nous avons bien



**FIGURE B.3** – Tomographie sur un tube droit avec autocalibration ( $\beta = 90\%$ ), basée sur les données de l'état de défaut, avec correction de l'anisotropie du nombre d'onde pour un défaut de corrosion de rayon  $w = 80$  mm, et  $\Delta e = 0,7$  mm.

trouvé que l'autocalibration avec la correction est beaucoup plus robuste que l'approche sans correction. Nous voyons qu'il y a une amélioration pour la méthode d'autocalibration avec correction. Notons que la qualité de cartographie B.2 est encore acceptable. La position du défaut est clairement visible et donc il est détecté. La qualité des résultats obtenus reste donc tout à fait raisonnable pour les tubes de grands diamètres.

## Création d'un défaut de corrosion par électrolyse

Le défaut de corrosion étudié dans cette thèse a été introduit sur un tube par une procédure d'électrolyse. Le système nous permettant de faire l'électrolyse est montré sur la Figure C.1.

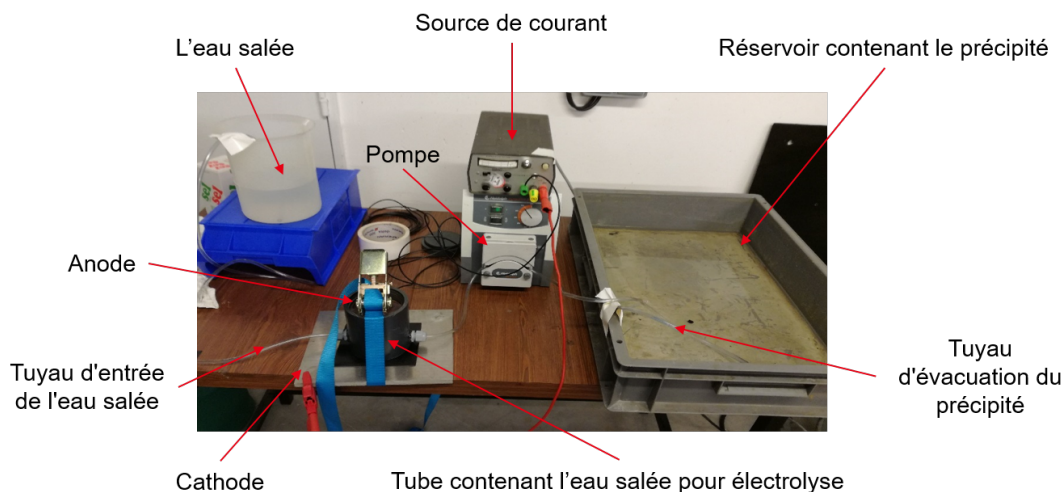


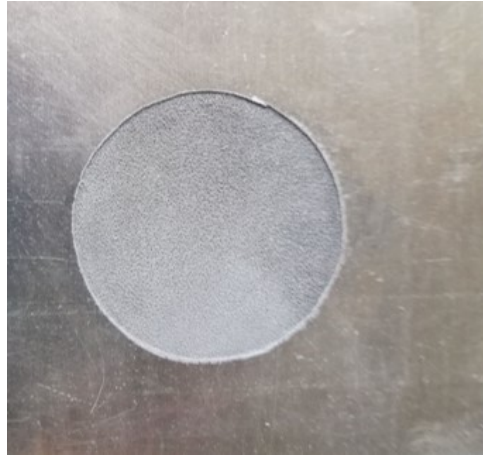
FIGURE C.1 – Schéma du système d'électrolyse pour créer un défaut de corrosion.

Ce système est composé des éléments principaux ci-dessous :

- Un réservoir qui contient l'eau salée,
- Un autre réservoir qui contient le précipité après électrolyse,
- Une source de courant pour que la procédure d'électrolyse puisse se dérouler (intensité du courant 2 A),
- Un tube qui est utilisé comme une chambre qui contient l'eau salée,
- Une pompe pour sortir le précipité de la chambre de l'eau salée,
- Deux électrodes sont utilisés pour fermer le circuit électrolyse. La structure métallique que nous voulons corroder est utilisée comme un électrode et c'est une cathode,
- Deux tuyaux plastiques sont utilisés pour faire circuler l'eau salée entrant dans la chambre et évacuer le précipité de la chambre.

Un exemple de défaut de corrosion sur une plaque aluminium obtenu par l'électrolyse est montré sur la Figure C.2.

Les tests préliminaires nous ont permis d'estimer les bons paramètres par exemple : l'intensité de courant, le temps d'électrolyse, la quantité de sel à ajouter pour qu'on puisse reproduire l'expérience sur tube. Par exemple, avec le test réalisé sur une plaque aluminium à l'aide d'une chambre qui contient



**FIGURE C.2** – Un exemple de défaut de corrosion sur plaque qui a été créé par le système d'électrolyse.

l'eau salée utilisée de diamètre 140 mm, avec un courant de 2 A, nous avons obtenu une perte d'épaisseur d'environ 0,5 mm après 6 heures d'électrolyse.

Une remarque est que le défaut de corrosion correspond à une perte d'épaisseur assez homogène. Dans le cas d'un tube la surface est courbée et la morphologie du défaut obtenue dans ce cas est plus compliquée comme nous avons vu dans le chapitre 4.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>vii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>ix</b>
<b>Acronymes</b>	<b>xi</b>
<b>Sommaire</b>	<b>xiii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Propagation des ondes guidées dans les plaques et les tubes</b>	<b>5</b>
1.1 Ondes de volume	6
1.2 Ondes guidées	7
1.2.1 Le cas des plaques	7
1.2.2 Le cas des tubes	8
1.2.3 Vers une formulation acoustique simple pour les tubes	18
1.3 Formulation acoustique de la propagation des ondes guidées dans les tubes	19
1.3.1 Modèle acoustique pour les tubes droits et coudés	21
1.3.2 Tracé de rayons	25
1.3.3 Validation par simulation par éléments finis	30
1.4 Conclusion sur la propagation des ondes guidées dans les tubes	31
<b>2 La méthode passive et son application pour le contrôle santé passif de structure</b>	<b>35</b>
2.1 Méthode passive pour le contrôle santé des structures	36
2.1.1 Méthode passive par Corrélation de Bruit Ambiant (CBA)	37
2.1.2 Signaux passifs pour le Contrôle Santé des Structures (Structural Health Monitoring en anglais) (SHM) par ondes élastiques guidées dans les tubes	40
2.2 Comparaison entre les reconstructions passives et les signaux de référence actifs	42
2.3 Convergence de la reconstruction passive	45
2.4 Vers le SHM passif par Réseau de Bragg sur Fibre Optique (Fiber Bragg Grating en anglais) (FBG)	48
2.4.1 Le capteur FBG	49
2.4.2 Comparaison de mesures actives par Titano-Zirconate de Plomb (PZT) et FBG	50
2.4.3 Reconstruction passive par FBG	52
2.5 Conclusion sur la méthode passive	55
<b>3 Tomographie par ondes élastiques guidées pour l'inspection de tubes</b>	<b>57</b>
3.1 Algorithmes de tomographie par ondes élastiques guidées	58
3.1.1 Tomographie en temps de vol	59
3.1.2 Tomographie par diffraction	62
3.2 Données d'entrée des algorithmes de tomographie	71
3.2.1 Données de simulation par éléments finis	72
3.2.2 Détection de temps de vol	75
3.2.3 Estimation de champ diffracté	79
3.3 Résultats sur données simulées	85
3.3.1 Tomographie sur tube droit	85



3.3.2 Tomographie sur tube coudé . . . . .	92
3.4 Conclusion sur la tomographie par ondes élastiques guidées dans les tubes . . . . .	98
<b>4 Tomographies expérimentales par ondes élastiques guidées</b>	<b>99</b>
4.1 Configuration expérimentale . . . . .	100
4.1.1 Propriétés de la structure étudiée . . . . .	100
4.1.2 Référence : numérisation 3D à l'aide de lumière structurée . . . . .	101
4.2 Tomographie active . . . . .	104
4.2.1 Acquisition active . . . . .	104
4.2.2 Calibration avec un état de référence . . . . .	106
4.2.3 Autocalibration - méthode sans état de référence . . . . .	107
4.3 Tomographie passive . . . . .	110
4.3.1 Acquisition passive . . . . .	111
4.3.2 Calibration sur l'état de référence . . . . .	112
4.3.3 Autocalibration - méthode sans état de référence . . . . .	113
4.4 Tomographie hybride PZT-FBG . . . . .	116
4.4.1 Configuration expérimentale pour la tomographie hybride PZT-FBG . . . . .	116
4.4.2 Acquisition hybride . . . . .	117
4.4.3 Calibration avec un état de référence . . . . .	119
4.5 Conclusions sur la tomographie par ondes élastiques guidées . . . . .	120
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>123</b>
Conclusion générale . . . . .	123
Perspectives . . . . .	124
Publications . . . . .	125
<b>Bibliographie</b>	<b>127</b>
<b>A Dérivation du système d'équations des rayons dans un tube coudé</b>	<b>137</b>
<b>B Vérification de la stabilité de la méthode d'autocalibration</b>	<b>141</b>
<b>C Création d'un défaut de corrosion par électrolyse</b>	<b>143</b>
<b>Table des matières</b>	<b>145</b>



### Résumé

Le contrôle santé des structures (plus connu sous l'acronyme SHM pour Structural Health Monitoring) consiste à intégrer des capteurs dans une structure afin de suivre son état de santé en temps réel tout au long de sa vie. Les travaux de recherche menés dans cette thèse avaient pour objectif de développer une nouvelle approche de SHM pour la détection de corrosion/érosion dans les tuyaux. Ce manuscrit présente une nouvelle méthode d'imagerie quantitative, dite tomographie passive par ondes élastiques guidées, basée sur l'utilisation d'un réseau embarqué de capteurs piézoélectriques (PZT) écoutant et analysant uniquement le bruit élastique ambiant généré naturellement par la circulation de fluide dans des tuyaux. Cette technique passive offre de nombreux atouts pour un système SHM comme une diminution de sa consommation énergétique, un système électronique simplifié et la possibilité de réaliser une inspection lorsque la structure est en fonctionnement. La méthode passive permet aussi d'utiliser des nouveaux capteurs de type réseaux de Bragg sur fibre optique (FBG) qui présentent plusieurs avantages par rapport aux capteurs classiques PZT (faible intrusivité, possibilité de multiplexage, résistance aux environnements sévères, etc.) mais qui ne sont pas capable d'émettre des ondes. Une première démonstration de faisabilité d'imagerie de corrosion/érosion par FBG est illustrée expérimentalement au travers d'une tomographie hybride dans laquelle l'émission d'ondes est réalisée par PZT et la réception par FBG. Toutes ces études offrent des perspectives prometteuses en vue de l'application de la tomographie passive sur des structures industrielles à l'aide d'un système purement FBG. Parmi les principaux résultats présentés dans la thèse, nous montrons que les défauts de corrosion/érosion peuvent être caractérisés par tomographie sur un tube droit sans nécessité de recourir à un état de référence. Cela est faisable à l'aide d'une nouvelle méthode d'auto-calibration des données développée dans cette thèse et utilisée pour réaliser l'imagerie par tomographie. L'absence d'un état de référence rend la méthode très fiable et limite les fausses alarmes du système. Finalement, des études préliminaires de tomographie sur des structures plus complexes comme un tube coudé ont été menées et validées numériquement.

**Mots clés :** contrôle santé des structures, ondes élastiques guidées, méthodes passives, corrélation du bruit ambiant, tomographie, transducteurs piézoélectriques, réseaux de bragg sur fibre optique

---

PASSIVE STRUCTURAL HEALTH MONITORING OF PIPES BY ELASTIC GUIDED WAVES FOR NUCLEAR AND OIL&GAS APPLICATIONS

### Abstract

Structural Health Monitoring (SHM) consists in embedding sensors into a structure in order to monitor its health in real time throughout its lifetime. The research works carried out in this thesis aimed at developing a new approach of SHM for the detection of corrosion/erosion in pipes. This manuscript presents a new quantitative imaging method, called passive elastic guided wave tomography, based on the use of an embedded network of piezoelectric sensors (PZT) listening and analyzing only the ambient elastic noise which is naturally generated by the fluid circulation in pipes. This passive method offers many advantages for a SHM system, such as reduction of energy consumption, simplified electronics and ability to perform an inspection while the structure is in operation. In addition, this passive method makes SHM systems possible to use Fiber Bragg Grating sensors (FBG) which have several advantages over traditional PZT sensors (low intrusivity, resistance to harsh environments, etc.) but which are not able to emit waves. A first demonstration of the feasibility of corrosion/erosion imaging by FBG is illustrated experimentally thanks to a result obtained by hybrid tomography in which wave emission is performed by PZT and reception by FBG. All these works offer promising perspectives for the application of passive tomography on industrial structures using a pure FBG system. Among the various results presented in this thesis, we also show that corrosion/erosion defects can be characterized by tomography on a straight pipe without the need for a baseline measurement in a pristine state. It is feasible by using a new method of auto-calibration of the data used for tomography. The absence of baseline measurement makes the method very reliable and avoid false alarms of the system. Finally, preliminary studies on tomography for more complex structures such as a bended pipe have been realized and validated through simulations.

**Keywords:** structural health monitoring, elastic guided waves, passive methods, ambient noise correlation, tomography, piezoelectric transducers, fiber bragg gratings