



HAL
open science

Imagerie ultrasonore dans des matériaux complexes par focalisation en tous points : développement d'une méthode de débruitage des images basées sur la décomposition de l'opérateur de retournement temporel

Eduardo Rigoberto Lopez Villaverde

► To cite this version:

Eduardo Rigoberto Lopez Villaverde. Imagerie ultrasonore dans des matériaux complexes par focalisation en tous points : développement d'une méthode de débruitage des images basées sur la décomposition de l'opérateur de retournement temporel. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité, 2017. Français. NNT : 2017USPCC126 . tel-02016013

HAL Id: tel-02016013

<https://theses.hal.science/tel-02016013>

Submitted on 12 Feb 2019

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

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

Thèse de doctorat
de l'Université Sorbonne Paris Cité
préparée à l'Université Paris Diderot



École Doctorale 564 – Physique en Île de France
CEA-LIST / Département Imagerie Simulation pour le Contrôle
Institut Langevin

**Imagerie ultrasonore dans des matériaux complexes
par focalisation en tous points :**
**Développement d'une méthode de débruitage des images
basée sur la décomposition de l'opérateur de retournement temporel**

par

Eduardo R. López Villaverde

Thèse de doctorat de Physique

présentée et soutenue publiquement au CEA Saclay le 11 avril 2017

devant le jury composé de

Laurent Daudet	Professeur des Universités – Institut Langevin	Président du jury
Christophe Aristégui	Professeur des Universités – I2M Bordeaux	Rapporteur
Sébastien Grondel	Professeur des Universités – IEMN	Rapporteur
Ludovic Moreau	Maître de conférences – Institut des Sciences de la Terre	Examineur
Barbara Nicolas	Chargée de recherche CNRS – Créatis	Examinatrice
Claire Prada	Directrice de recherche CNRS – Institut Langevin	Directrice de thèse
Sébastien Robert	Ingénieur-chercheur – CEA-LIST	Co-directeur de thèse

Résumé

Cette thèse porte sur le contrôle non destructif par ultrasons et la détection de défauts dans des matériaux complexes. Elle apporte des améliorations à l'imagerie Total Focusing Method (TFM) lorsque les images sont altérées par un haut niveau de bruit. Trois points essentiels sont abordés : l'optimisation de l'acquisition de la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$ avec des sources virtuelles ou des émissions codées en amplitude; la séparation des sous-espaces vectoriels associés au signal et au bruit avec la Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel (DORT); et la formation d'image dans le domaine temporel avec TFM après le débruitage des signaux. La thèse s'intéresse au bruit cohérent lié à la structure hétérogène d'un acier à gros grains, puis au bruit électronique incohérent introduit par la chaîne d'acquisition des signaux dans le cas d'un matériau viscoélastique très atténuant. Ce travail s'intéresse aussi aux artefacts d'imagerie engendrés par les ondes de surface se propageant le long d'un capteur multiéléments au contact. Les valeurs singulières associées à ces modes guidés sont modélisées pour faciliter l'interprétation de la décomposition de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ et filtrer les artefacts d'imagerie. Lorsque la zone d'intérêt est éloignée de l'axe central du capteur, une approche alternative à la rétro-propagation de vecteurs singuliers est proposée pour améliorer la qualité des images formées dans le domaine fréquentiel. Elle consiste à combiner la méthode DORT avec l'imagerie topologique. Après filtrage du bruit et des ondes de surface, les images TFM sont comparées avec celles calculées par rétro-propagation ou par imagerie topologique. Ensuite, ce travail s'intéresse à la détection dans un tube en polyéthylène dont l'atténuation viscoélastique fait apparaître un fort bruit électronique sur les images TFM. Pour enregistrer la matrice $\mathbf{K}(t)$ en augmentant la profondeur de pénétration des ultrasons, deux pseudo-codages de Hadamard sont développés, et les gains apportés sont justifiés théoriquement et expérimentalement. Un modèle théorique des valeurs singulières associées au bruit est ensuite proposé pour faciliter l'extraction de la réponse du défaut dans la matrice $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Enfin, la thèse introduit une méthode de filtrage pour Plane Wave Imaging (PWI) offrant de bonnes performances dans les matériaux complexes car elle cumule les avantages de sources virtuelles (utilisées dans l'acier) et des émissions codées (utilisées dans le polyéthylène).

Mots clefs : *contrôle non destructif, imagerie ultrasonore, traducteur multiéléments, matériaux complexes, méthode DORT, filtrage de bruit.*

Abstract

This thesis is related to ultrasonic non-destructive testing and detection of defects in complex materials. Improvements of the Total Focusing Method (TFM) when images are corrupted by a high noise level are proposed. Three main points are developed : the optimization of the acquisition of the impulse response matrix $\mathbf{K}(t)$ using virtual sources or spatial coding ; the separation of subspaces associated with the signal and the noise using the decomposition of the time reversal operator (DORT); and the image formation in the time domain with TFM after the signal denoising. Two different types of noise are considered : the coherent noise linked to the heterogeneous structure of a coarse-grained steel, and the incoherent electronic noise introduced by the signal acquisition system in the case of a high attenuating viscoelastic material. The study also focuses on imaging artifacts generated by surface waves which propagate along a contact array probe. The singular values associated with these guided modes are modeled to facilitate the interpretation of the decomposition of the transfer matrix $\hat{\mathbf{K}}(f)$, and to filter the artifacts. When the region of interest is far from the probe axis, an alternative approach to singular vector back-propagation is proposed in order to improve the quality of images formed in the frequency domain. This approach consists in combining the DORT method with the topological imaging. After the noise and surface waves filtering, the TFM images are compared with those calculated by the singular vector back-propagation or by the topological imaging. Then, this work focuses on the detection in a polyethylene pipe of high viscoelastic attenuation introducing unwanted noise in the TFM images. To record the $\mathbf{K}(t)$ matrix while increasing the ultrasonic penetration depth, two Hadamard pseudo-codes are developed, and the gains are theoretically and experimentally justified. A theoretical model of the singular values associated with the noise is then proposed to facilitate the defect response extraction from the transfer matrix $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Finally, a filtering procedure for Plane Wave Imaging (PWI) is proposed, which combines the advantages of virtual sources (used in the coarse-grained steel) and coded transmissions (used in the polyethylene), thus giving excellent performances in complex materials.

Keywords : *non-destructive testing, ultrasonic imaging, array probe, complex materials, DORT method, noise filtering.*

Remerciements

Avant d'entrer en matière, cette section a pour but de remercier toutes les personnes rencontrées durant la thèse, et qui ont sans doute contribué de près ou de loin au bon acheminement du travail de recherche.

Cette thèse s'est déroulée au CEA-LIST dans le *Département Imagerie Simulation pour le Contrôle* (DISC), et plus particulièrement dans le *Laboratoire Instrumentation et Capteurs* (LIC) dirigé par François Cartier, à qui s'adressent mes remerciements pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Les remerciements s'adressent également à Pierre Calmon, directeur de recherche au DISC, pour son intérêt et suivi de la thèse.

Ma sincère reconnaissance s'exprime à tous les membres du jury qui ont fait l'honneur d'examiner ce travail de thèse. D'abord, j'adresse mon énorme gratitude aux rapporteurs Christophe Aristégui et Sébastien Grondel, pour le temps consacré à la l'évaluation de ce manuscrit ainsi que pour les commentaires m'ayant permis de l'améliorer. Toute ma reconnaissance à Barbara Nicolas et Ludovic Moreau pour leur participation au jury de thèse, et pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Je tiens également à remercier Laurent Daudet pour l'intérêt qu'il a manifesté en participant en qualité de président du jury.

Mes profonds remerciements s'adressent à ma directrice de thèse Claire Prada pour sa constante présence au cours de ces trois années, pour ses conseils techniques, particulièrement sur DORT, et aussi pour le soutien personnel et professionnel.

Ma plus profonde gratitude s'adresse à mon co-directeur et encadrant de thèse Sébastien Robert, qui m'a donné l'occasion de m'immerger dans l'imagerie multiéléments, d'abord en stage de master et ensuite en thèse. Je lui remercie pour l'implication et la disponibilité accordées tout au long de ces années. C'est grâce à son expertise en imagerie et à ses conseils techniques que la thèse progressait significativement. Je lui remercie infiniment pour tout l'apprentissage scientifique et technique.

Maintenant, j'adresse mes remerciements à mes co-bureaux. D'abord, Léonard Le Jeune à qui je remercie pour tout l'aide, notamment lors des montages expérimentaux, et aussi pour son soutien durant ces années. J'espère que ce manuscrit sera utile pour ses projets à venir, surtout le couplage PWI-DORT. Je m'adresse également à Lucas Merabet avec qui j'ai partagé le bureau pendant l'étape la plus chargée de la thèse. C'était un plaisir de discuter de son travail, de l'imagerie $f-k$, ou du fameux Lu. Je suivrai de près l'évolution de sa thèse. Je profite pour saluer les stagiaires qu'on a accueillis dans notre bureau : Sara, Adrien, et Jordan.

Ces lignes sont dédiées à l'ensemble de doctorants avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir pendant ces années. D'abord, je m'adresse aux déjà docteurs : Audrey G., Clémence R., Blandine D., Marouane E. B., Jason L., Konstantinos P., et Eleftherios A. Je félicite les nouveaux docteurs de ma génération : Audrey K., Hussein B., Hamza C., Benjamin D., Mathilde S., et Adrien S. Ensuite, je souhaite une très bonne continuation et le meilleur succès aux nouvelles générations : Bastien C., Arnaud R., Tom D., Laure P., Nicolas B., Kombossé S., Ameny A., Carlos C., Paul Z., Olivier J., Fawaz H., Andrii K., et en particulier à Célia M. avec les ultrasons laser. Je profite de l'occasion pour remercier Paul pour l'invitation aux séances de foot, et aux joueurs pour les matches très amusants. Finalement, je m'adresse aux jeunes informaticiens : Michaël R., Simon L., et Adrien B.

Un grand merci aux personnes du LIC pour leur amabilité et gentillesse. Je tiens aussi à remercier Marie-Odile Bourdeau, Coralie Chaumulot, et Daniel Lobjois pour leur aide administratif et informatique durant ces années.

Ces remerciements s'adressent également à certaines personnes en dehors du monde du travail. D'abord, je remercie ma famille pour l'appui tout au long de ma formation et pour le soutien actuel malgré la distance. Je remercie Mai Nguyen-Verger et Omar Olvera, pour assister à ma soutenance de thèse. J'exprime ma reconnaissance à mes amis pour leur présence pendant ces années, et je souhaite en particulier une très

bonne continuation à Omar avec sa thèse.

Enfin, je termine en adressant ma gratitude et mes remerciements les plus sincères à Chun Geng pour son soutien inconditionnel. Je remercie les encouragements au quotidien et pour m'avoir accompagné dans cette dernière étape académique.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	4
Remerciements	5
Introduction générale	13
1 Imagerie ultrasonore en contrôle non destructif	23
1.1 Généralités sur l'imagerie multiéléments	23
1.1.1 Capteurs multiéléments 1D et 2D	24
1.1.2 Modalités d'inspection : contact, immersion, immersion locale .	25
1.1.3 Paramètres essentiels en imagerie multiéléments	26
1.1.3.1 Champ proche et champ lointain	27
1.1.3.2 Résolutions axiale et latérale	27
1.1.3.3 Pas inter-éléments et lobes de réseau	28
1.2 Méthodes d'imagerie multiéléments	30
1.2.1 Images B-scan et S-scan à faisceaux formés	31
1.2.1.1 Imagerie B-scan	33
1.2.1.2 Imagerie S-scan	33
1.2.2 Méthodes de focalisation en tous points	34
1.2.2.1 Imagerie Total Focusing Method	35

1.2.2.2	Imagerie par émission d'ondes planes	38
1.2.3	Méthodes basées sur le principe de retournement temporel . . .	41
1.2.3.1	Décomposition de l'opérateur de retournement temporel	42
1.2.3.2	Méthode de l'énergie topologique	46
2	Méthode de débruitage des images TFM par la méthode DORT : Imagerie dans un acier à gros grains	49
2.1	Caractérisation de l'échantillon en acier à gros grains	51
2.1.1	Origine du bruit de structure	51
2.1.2	Caractéristiques de l'onde cohérente	52
2.1.3	Mesure de l'atténuation et du libre parcours moyen élastique . .	54
2.2	Filtrage des ondes de surface et du bruit par la méthode DORT	57
2.2.1	Principe général du filtrage basé sur la décomposition de $\hat{\mathbf{K}}(f)$.	57
2.2.2	Caractérisation et filtrage des ondes de surface	59
2.2.2.1	Expression analytique des valeurs singulières associées aux ondes de surface	62
2.2.2.2	Comparaison des valeurs singulières théoriques et expérimentales	65
2.2.2.3	Élimination des contributions des ondes de surface dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$	68
2.2.3	Filtrage du bruit de structure	69
2.2.3.1	Séparation du signal et du bruit par intercorrélacion de lois de retards	69
2.2.3.2	Séparation du signal et du bruit par intercorrélacion de vecteurs singuliers	71
2.2.3.3	Apport du filtrage sur les signaux temporels	73
2.2.4	Images TFM après filtrage du bruit et des ondes de surface . . .	74

2.3	Imagerie en dehors de l'ouverture du capteur avec des sources virtuelles	79
2.3.1	Imagerie TFM avec des sources virtuelles orientées	80
2.3.2	Apport des sources virtuelles sur la méthode de filtrage de bruit	82
2.4	Conclusion du chapitre	88
3	Apport des émissions codées en amplitude dans la méthode de débruitage :	
	Imagerie dans le polyéthylène	91
3.1	Caractérisation du polyéthylène de haute densité	92
3.1.1	Caractéristiques du polyéthylène	93
3.1.2	Caractérisation ultrasonore du PEHD	96
3.2	Formation d'images avec les émissions codées de Hadamard	99
3.2.1	Principe du codage de Hadamard	101
3.2.2	Codage modifié de Hadamard	103
3.2.2.1	Pseudo-codage de Hadamard avec $2N$ transmissions .	104
3.2.2.2	Pseudo-codage de Hadamard avec N transmissions . .	106
3.2.3	Images TFM dans le polyéthylène avec des émissions codées . .	108
3.3	Filtrage du bruit basé sur la méthode DORT et la théorie des matrices aléatoires	112
3.3.1	Expression théorique des valeurs singulières de bruit dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$	114
3.3.2	Image TFM après élimination des composantes de bruit incohérent	117
3.4	Application de la méthode de filtrage à l'imagerie de défauts dans une soudure complexe	118
3.4.1	Principe de calcul des images TFM en immersion	120
3.4.2	Images TFM dans la soudure PEHD	122
3.5	Conclusion du chapitre	125

4 Introduction d'une méthode de débruitage des images PWI : Imagerie dans l'acier et dans le polyéthylène	127
4.1 Décomposition en valeurs singulières de la matrice d'ondes planes $\hat{S}(f)$	128
4.1.1 Interprétation des valeurs et vecteurs singuliers à l'aide de $\hat{K}(f)$	128
4.1.2 Réduction du nombre d'ondes planes émises par l'analyse du vecteur en émission	131
4.2 Application au filtrage du bruit de structure dans l'acier à gros grains .	133
4.3 Application au filtrage du bruit électronique dans le tube en PEHD . .	136
4.4 Conclusion du chapitre	140
Conclusion générale	143
A Synthèse d'images à partir de la matrice de transfert $\hat{K}(f)$	147
A.1 Imagerie B-scan	148
A.2 Imagerie S-scan	149
A.3 Imagerie TFM	149
A.4 Imagerie PWI	150
B Valeurs singulières théoriques associées aux ondes de surface	153
B.1 Expression de l'opérateur de retournement temporel $\Lambda(f)$	153
B.2 Expression des valeurs singulières	155
Bibliographie	157

Introduction générale

Contexte et objectifs

Les méthodes de *contrôle non destructif* (CND) par ultrasons tiennent une place importante dans de nombreux domaines tels que l'énergie, le transport ou l'aérospatial. L'objectif est de vérifier l'intégrité des structures sans dégrader leurs propriétés, lors de la production ou en cours de maintenance. Le traitement et l'interprétation des signaux mesurés par un ou plusieurs capteurs ultrasonores, après interaction des ondes avec les discontinuités du milieu, permettent d'y détecter des défauts critiques. Les sondes *multiéléments* sont de plus en plus souvent utilisées dans l'industrie pour caractériser et dimensionner les défauts, et diminuer les coûts de CND en réduisant les temps d'inspection. Cette technologie offre la possibilité de focaliser les ondes ultrasonores à la profondeur et dans la direction souhaitées, et permet ainsi de former des images sans recourir à un déplacement de la sonde.

Les techniques d'imagerie ultrasonore les plus sophistiquées reposent sur le traitement de la *matrice des réponses impulsionnelles inter-éléments* $\mathbf{K}(t)$. Cette matrice contient les signaux enregistrés par tous les éléments du capteur lorsque ces derniers sont excités individuellement et séquentiellement par un même signal impulsionnel [1, 2]. En 2005, Holmes *et al.* [3] ont introduit et popularisé en CND l'algorithme de focalisation

[1] C. Prada *et al.*, *Wave Motion*, 1994.

[2] A. J. Devaney, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2005.

[3] C. Holmes *et al.*, *NDT&E Int.*, 2005.

en tous points, appelé '*total focusing method*' (TFM). Cet algorithme post-traite les signaux de $\mathbf{K}(t)$ et fournit des images dont la résolution spatiale est optimale en tous points de la zone de reconstruction. L'atout majeur de la méthode TFM en CND est la possibilité d'imager intégralement des fissures verticales en considérant des trajets ultrasonores multi-modes (ex. : focalisation sur la fissure après réflexion sur le fond de pièce) [4, 5]. Toutefois, dans le cas de matériaux complexes, le *rapport signal sur bruit* (RSB) des images n'est pas satisfaisant du fait du principe d'acquisition des signaux où un élément émet une onde divergente de faible amplitude à chaque tir ultrasonore. La divergence des ondes engendre souvent des artefacts d'imagerie liés à des échos de géométrie (ex. : écho du fond de pièce), et leur faible amplitude peut entraîner un bruit de structure ou électronique important. Les matériaux complexes étudiés dans cette thèse sont de deux types : les aciers à gros grains du secteur nucléaire dont les hétérogénéités engendrent un bruit de structure ; et les matériaux en polyéthylène qui sont homogènes et isotropes, mais dont l'atténuation viscoélastique est à l'origine d'un fort bruit électronique. Les images TFM dans ces deux matériaux sont caractérisées par un niveau de bruit très important, même à des fréquences relativement basses. C'est dans ce contexte qu'une méthode d'imagerie a été développée pour débriiter les images dans les matériaux complexes. Cette méthode combine l'imagerie TFM avec la méthode DORT (*décomposition de l'opérateur de retournement temporel*), et exploite différentes stratégies d'acquisition des signaux de la matrice $\mathbf{K}(t)$.

Le premier volet de cette étude vise à débriiter les images TFM dans les aciers à gros grains avec la méthode DORT. Cette méthode a été introduite par Prada *et al.* dans les années 90 [6], et elle consiste à étudier les valeurs et les vecteurs singuliers de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ (par définition, la transformée de Fourier de $\mathbf{K}(t)$) afin d'identifier le sous-espace vectoriel permettant de focaliser sur un diffuseur sans

[4] N. Portzgen *et al.*, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2008.

[5] A. Fidahoussen *et al.*, *in AIP Conf. Proc.*, 2010.

[6] C. Prada *et al.*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1996.

connaissance précise des propriétés du milieu. La rétro-propagation numérique du sous-espace associé à la valeur singulière la plus forte fournit une image du milieu où le maximum d'amplitude repère le diffuseur. En 2003, Kerbrat *et al.* [7] ont montré que la méthode DORT permettait de détecter des défauts peu réfléchissants dans la micro-structure complexe de billettes cylindriques de titan TA6V. Toujours dans le contexte des milieux hétérogènes, Aubry *et al.* [8] ont introduit en 2009 une méthode de séparation des contributions de diffusion simple et de diffusion multiple qui est basée sur l'analyse de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$, et dont le but est de débruiter les images ultrasonores lorsque le régime de diffusion multiple prédomine. Plus récemment, Shahjahan *et al.* [9] ont appliqué la méthode de filtrage du bruit de diffusion multiple aux aciers à gros grains. Après l'opération de filtrage, l'image finale est calculée en rétro-propageant le sous-espace vectoriel avec un principe de fenêtre temporelle glissante. L'image est formée ligne par ligne où une ligne à la profondeur z est associée à une matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f, T(z))$ contenant uniquement les échos dans la fenêtre $T(z)$. À chaque profondeur z , une décomposition en valeurs singulières (SVD : *singular value decomposition*) est calculée, et le premier vecteur singulier est rétro-propagé numériquement pour construire la ligne de l'image. Ce procédé est donc très coûteux en temps de calcul et la qualité d'image n'est pas toujours satisfaisante du fait du principe de fenêtrage. Parallèlement à ces travaux, la thèse de Souad Bannouf [10] visait à éliminer le bruit de diffusion simple et à définir une matrice de transfert filtrée pour calculer une image TFM dans le domaine temporel. À la différence de la rétro-propagation, cette approche nécessite un seul calcul de SVD pour toute la fenêtre temporelle d'acquisition et, du fait de la longueur de cette fenêtre, l'image est de meilleure qualité en termes de résolutions spatiale et temporelle. Cependant, l'analyse

[7] E. Kerbrat *et al.*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 2003.

[8] A. Aubry *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 2009.

[9] S. Shahjahan *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 2014.

[10] S. Bannouf, *Thèse de doctorat*, 2013.

des valeurs singulières devient plus compliquée car, en plus du bruit de structure, la fenêtre d'acquisition contient des signaux perturbateurs pouvant générer du bruit ou des échos fantômes sur les images. Par exemple, dans une configuration de contrôle où le capteur est au contact direct de la pièce, les échos des défauts sont perturbés par les ondes guidées à l'interface, et ces dernières sont à l'origine de fausses alarmes dans le spectre de valeurs singulières. En fonction de la fréquence dans la bande passante du capteur, la première valeur singulière est tantôt associée aux modes guidés, tantôt à un écho de défaut [11]. Le filtrage "classique" consistant à sélectionner le sous-espace vectoriel associé à la valeur principale donne alors des images perturbées par des artefacts liés aux ondes guidées. De plus, comme l'information sur le défaut n'est pas extraite à toutes les fréquences, les résolutions spatiale et temporelle sont dégradées. Dans la continuité des travaux de Souad Bannouf, cette étude se propose d'améliorer la méthode de filtrage du bruit de diffusion simple dans l'imagerie TFM. En particulier, une étude approfondie du sous-espace vectoriel associé aux ondes de surface dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$ est proposée, afin de faciliter l'interprétation des spectres des valeurs singulières et identifier les fausses alarmes. La thèse présente également une méthode de sélection de l'information sur le défaut basée sur l'analyse des vecteurs singuliers. Ces améliorations apportées à la méthode TFM permettent de détecter des défauts jusqu'à 60 mm de profondeur dans un acier à gros grains en réduisant significativement le bruit de structure, ainsi que les artefacts d'imagerie liés aux ondes surfaciques.

Le deuxième volet de cette thèse vise à améliorer la qualité des images TFM dans les soudures bout-à-bout de tubes en polyéthylène. Ce matériau est caractérisé par une forte atténuation viscoélastique, ce qui entraîne un haut niveau de bruit électronique sur les images échographiques. Le polyéthylène est très répandu dans les circuits de tuyauterie pour le transport d'eau, de gaz, ou de fluides industriels. Dans le secteur nucléaire, le *polyéthylène haute densité* (PEHD) tend à remplacer les tuyauteries en fonte

[11] E. Lopez Villaverde et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2016.

des circuits tertiaires de refroidissement en raison de son extrême résistance à la corrosion et à l'érosion. Les études en imagerie multiéléments sont peu nombreuses et portent, pour la plupart, sur les méthodes classiques à faisceaux incidents formés (images B-scan et S-scan) [12, 13]. Les contrôles sont réalisés exclusivement avec des ondes longitudinales (moins atténuées que les ondes transversales), et aux basses fréquences pour atteindre une profondeur de pénétration allant de 25 à 35 mm. Au-delà, les signaux ne contiennent que du bruit électronique. Pour appliquer la méthode TFM et limiter le bruit électronique, Chiao *et al.* ont proposé à la fin des années 90 d'acquérir la matrice $\mathbf{K}(t)$ par des émissions codées en amplitude [14], ou codées temporellement [15]. Aujourd'hui, ces approches sont encore étudiées dans le domaine médical pour diminuer le bruit [16, 17], mais aussi pour accélérer les cadences d'imagerie par compression d'information [18, 19]. Au début des années 2000, Lingeitch *et al.* [20], ainsi que Folégot *et al.* [21], ont appliqué les codes de Hadamard en acoustique sous-marine pour faciliter la détection de cibles peu échogènes avec la méthode DORT. Cette thèse s'inspire directement de ces travaux, mais comporte une étape supplémentaire de décodage pour former les images TFM (après filtrage par SVD). En outre, ce travail propose deux codages de Hadamard modifiés qui sont compatibles avec la plupart des systèmes d'imagerie industriels. L'objectif de ces travaux est d'imager des soudures de PEHD à des fréquences plus hautes que celles habituellement utilisées dans la littérature.

[12] I. J. Munns *et al.*, in *Plastic Pipes IX*, 1995.

[13] F. Hagglund *et al.*, in *ECNDT*, 2014.

[14] R. Y. Chiao *et al.*, in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 1997.

[15] R. Y. Chiao *et al.*, in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2000.

[16] T. Harrison *et al.*, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2014.

[17] P. Gong *et al.*, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2015.

[18] T. Misaridis *et al.*, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2005.

[19] E. Tiran *et al.*, *Phys. Med. Biol.*, 2015.

[20] J. F. Lingeitch *et al.*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 2002.

[21] T. Folégot *et al.*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 2003.

Les études menées sur les aciers à gros grains et le polyéthylène montrent que l'acquisition conventionnelle de la matrice $\mathbf{K}(t)$ est défavorable à l'imagerie TFM de matériaux complexes. Dans le cas d'un milieu très atténuant, il faut passer par des émissions codées ; et si la zone d'inspection est située en dehors de l'ouverture du capteur, il est nécessaire de dévier le faisceau incident (ex. : sources virtuelles orientées). Les récents travaux de thèse de Léonard Le Jeune [22] ont montré que l'imagerie par émission d'ondes planes, *plane wave imaging* (PWI), donne des résultats comparables à la méthode TFM, souvent avec un nombre d'émissions plus petit et un meilleur RSB. En CND, le principal avantage de cette méthode par rapport à TFM (où les ondes transmises se propagent dans toutes les directions) est qu'elle permet de privilégier une direction d'inspection en émettant des ondes planes autour d'un angle d'incidence choisi. Par exemple, pour imager une fissure sous un angle de 45° , il a été montré qu'il suffit d'émettre quelques ondes planes autour de cet angle pour obtenir une image du défaut avec un RSB acceptable [23]. De plus, comme l'amplitude d'une onde plane décroît moins rapidement que celle d'une onde cylindrique émise par un élément, PWI produit des images dans le PEHD avec un meilleur RSB que la méthode TFM sans codage (le niveau de bruit électronique reste le même, mais les échos ont une amplitude plus forte). Cependant, la méthode de filtrage par SVD proposée dans les deux premiers volets de la thèse n'est pas compatible avec PWI car elle repose sur l'analyse de l'opérateur de retournement temporel $\hat{\mathbf{K}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$. C'est pourquoi, le dernier volet de la thèse propose une nouvelle méthode de filtrage du bruit (de structure ou électronique) par SVD applicable à des émissions planes.

[22] L. Le Jeune, *Thèse de doctorat*, 2016.

[23] L. Le Jeune et al., *Ultrasonics*, 2016.

Organisation du manuscrit

Le [chapitre 1](#) est un résumé de l'état de l'art sur l'imagerie ultrasonore en CND, et présente les notions et techniques utiles à la compréhension de la suite du manuscrit. Dans un premier temps, ce chapitre présente des généralités sur l'imagerie multiéléments, comme les capteurs, les modalités d'inspection, et les paramètres influents en imagerie. Ensuite, plusieurs méthodes d'imagerie pour le CND sont présentées : les méthodes historiques dites à faisceaux formés (images B-scan et S-scan); celles basées sur l'émission d'un large champ et une focalisation dynamique en tous points en réception (TFM et PWI); et enfin, des méthodes fréquentielles en rapport avec le retournement temporel, comme la rétro-propagation, et l'énergie topologique introduite en 2005 par Dominguez *et al.* [24]. Un formalisme matriciel basé sur la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ a été développé dans ce chapitre pour former n'importe quelle image (B-scan, S-scan, TFM, PWI, rétro-propagation, énergie topologique) à partir des signaux contenus dans $\mathbf{K}(t)$. Ce formalisme permet de comparer qualitativement les différentes méthodes en traitant le même jeu de données.

Le [chapitre 2](#) est dédié à l'imagerie dans les aciers à gros grains, et commence par une description de la structure polycristalline du matériau, ainsi qu'une méthode de mesure du libre parcours moyen élastique caractérisant le régime de diffusion. Ce chapitre présente ensuite une étude théorique et expérimentale des valeurs et vecteurs singuliers associés aux ondes de surface se propageant dans le solide le long du capteur multiéléments, et un outil permettant d'identifier leur sous-espace vectoriel est proposé. Cette étude a pour objectif de faciliter l'interprétation de la distribution de valeurs singulières en présence d'ondes de surface, car celles-ci sont associées à des valeurs singulières fortes, et engendrent ainsi des fausses alarmes lorsque la méthode DORT est utilisée comme moyen de détection. Un algorithme est ensuite présenté pour

[24] N. Dominguez *et al.*, *Wave Motion*, 2005.

éliminer, à la fois, les ondes de surface et le bruit de structure dans les données acquises. La méthode de débruitage des images TFM est évaluée dans un bloc en acier à gros grains comprenant des défauts situés à différentes profondeurs. Les images obtenues sont comparées avec celles sans filtrage et avec des images calculées par rétro-propagation de vecteurs singuliers. Enfin, le cas plus complexe d'un défaut situé en dehors de l'ouverture du capteur est traité. La méthode TFM est alors mise en œuvre en enregistrant la matrice d'acquisition avec un réseau de sources virtuelles orientées en direction du défaut. Les images TFM débruitées sont comparées avec celles sans traitement et avec des images calculées par la méthode de l'énergie topologique dans le domaine fréquentiel [25].

Le [chapitre 3](#) vise à améliorer l'imagerie TFM dans le PEHD. Pour commencer, les propriétés acoustiques du matériau (vitesse de phase et atténuation) sont mesurées avec un dispositif expérimental de type Sachse et Pao [26] en régime impulsionnel. Pour maximiser le RSB des images TFM dans le PEHD, ce chapitre s'intéresse ensuite aux émissions codées en amplitude de Hadamard, et propose deux pseudo-codages de Hadamard qui sont compatibles avec l'architecture électronique des systèmes d'acquisition conventionnels. Pour chaque type de codage, le RSB attendu est démontré théoriquement, puis comparé avec des mesures sur des images issues de la simulation et de l'expérience. Enfin, sur la base de la théorie des matrices aléatoires, les valeurs singulières théoriques associées au bruit sont établies, ce qui permet de séparer à chaque fréquence les sous-espaces associés au signal et au bruit dans les données expérimentales. La méthode de filtrage, combinée aux excitations codées, est d'abord évaluée à 5 MHz dans le matériau de base d'un tube en PEHD, puis dans une soudure bout-à-bout.

Enfin, le [chapitre 4](#) introduit une méthode de filtrage par SVD applicable aux don-

[25] S. Rodriguez et al., *Ultrasonics*, 2012.

[26] W. Sachse et al., *J. Appl. Phys.*, 1978.

nées de l'acquisition PWI. L'intérêt est que l'imagerie par ondes planes cumule les avantages des sources virtuelles orientées (image d'un défaut en dehors de l'ouverture du capteur) et des codes de Hadamard (RSB augmenté dans le cas d'un bruit électronique), et offre donc de bonnes performances, que ce soit dans l'acier à gros grains ou dans le PEHD (l'apport des sources virtuelles est peu significatif dans le PEHD en termes de RSB). Ce chapitre apporte une interprétation physique des valeurs et vecteurs singuliers de la matrice d'ondes planes $\hat{\mathbf{S}}(f)$, dont le produit matriciel $\hat{\mathbf{S}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{S}}(f)$ ne représente plus l'opérateur de retournement temporel. Entre autres choses, on montre qu'un vecteur singulier en émission informe sur le nombre d'ondes planes ayant interagi avec le défaut, et sur la directivité des éléments dans le matériau. Les valeurs singulières théoriques associées au bruit sont reformulées car la matrice d'onde plans $\hat{\mathbf{S}}(f)$ est rectangulaire ($\hat{\mathbf{K}}(f)$ était une matrice carrée dans les précédents chapitres), et la méthode de filtrage des images PWI est mise en application dans l'acier et le PEHD en utilisant les dispositifs expérimentaux des [chapitres 2](#) et [3](#).

Chapitre 1

Imagerie ultrasonore en contrôle non destructif

L'objectif de ce chapitre est d'introduire les principales méthodes d'imagerie multi-éléments utilisées en contrôle non destructif (CND) par ultrasons. Dans un premier temps, ce chapitre présente un résumé de l'état de l'art sur les capteurs multiéléments et les configurations d'inspection en CND. Ensuite, les méthodes d'imagerie conventionnelles basées sur la formation de faisceaux focalisés (B-scan et S-scan) sont décrites de manière succincte. La section suivante introduit les méthodes d'imagerie de focalisation en tous points, et met en évidence leurs avantages par rapport aux méthodes précédentes. Enfin, ce chapitre s'achève par une présentation des méthodes de focalisation adaptative basées sur le principe du retournement temporel.

1.1 Généralités sur l'imagerie multiéléments

L'imagerie ultrasonore regroupe l'ensemble des techniques de synthèse d'images à partir des signaux acoustiques mesurés en différentes positions. Le contrôle non destructif exploite l'imagerie ultrasonore pour la détection et la caractérisation de défauts

au sein d'un matériau. Cette section présente succinctement les capteurs multiéléments utilisés en CND et donne un aperçu général des paramètres essentiels en imagerie multiéléments.

1.1.1 Capteurs multiéléments 1D et 2D

Les capteurs multiéléments sont très répandus en imagerie car ils offrent la possibilité de focaliser les ondes transmises dans la direction et à la profondeur souhaitées. Cette technologie remplace donc l'emploi de plusieurs capteurs monoéléments munis de sabots différents, et peut fournir une image échographique du milieu sans déplacement de la sonde (on parle d'imagerie statique). La disposition des éléments dépend de l'application visée. La [figure 1.1](#) donne les trois découpages multiéléments les plus répandus. Avec un réseau linéaire (voir [figure 1.1\(a\)](#)), il est possible de focaliser dans le plan d'incidence du capteur pour des applications en imagerie 2D. Un réseau matriciel (voir [figure 1.1\(b\)](#)) est utilisé en imagerie 3D car les ondes peuvent être focalisées dans toutes les directions. Bien que les méthodes étudiées dans cette thèse restent valides quel que soit le type d'arrangement des éléments, on s'intéressera exclusivement à l'imagerie 2D avec des capteurs linéaires. Un dernier exemple est le capteur annulaire qui comporte des anneaux concentriques (voir [figure 1.1\(c\)](#)) permettant de focaliser à différentes profondeurs le long d'un axe.

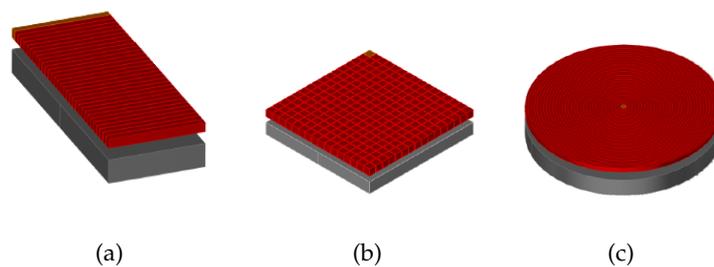


FIGURE 1.1 – Exemples de découpages multiéléments : (a) linéaire, (b) matriciel, (c) annulaire.

1.1.2 Modalités d'inspection : contact, immersion, immersion locale

Lorsque les contrôles sont réalisés au contact, le capteur multiéléments est en général fixé à un sabot en plexyglas (ou réxolyte) pour éviter l'abrasion des éléments et assurer un déplacement plus fluide du capteur sur la surface de la pièce. Un sabot droit (cf. [figure 1.2\(a\)](#)) est employé lorsque la zone d'intérêt à imager est centrée sous l'ouverture du capteur (ex. : mesure d'épaisseur, contrôle de porosités, etc.). Un sabot incliné (cf. [figure 1.2\(b\)](#)) favorise une direction d'inspection grâce à l'angle de réfraction à l'interface sabot/pièce. Ce type de sabot est couramment utilisé pour la détection et caractérisation de fissures, ou pour le contrôle de zones d'accès difficile du fait de l'état de surface (ex. : inspection d'une soudure non arasée). Le contrôle au contact avec sabot est adapté à des pièces de géométries planes ou cylindriques présentant un rayon de courbure grand par rapport à la dimension latérale du sabot. Lorsque ce n'est pas le cas, il est possible d'utiliser des sabots avec une mise en forme cylindrique.

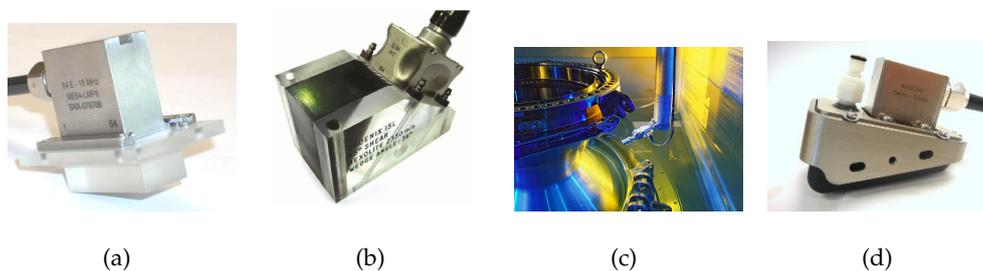


FIGURE 1.2 – Exemples de modalités d'inspection : (a) avec un sabot droit, (b) avec un sabot incliné, (c) un capteur en immersion, (d) avec un capteur monté sur un sabot souple incliné et rempli d'eau (Imasonic).

Dans le cas où la surface présente des irrégularités, les capteurs conventionnels au contact ne sont plus adaptés. Le CEA-LIST a donc développé des capteurs multiéléments flexibles pouvant s'adapter à la surface de la pièce [27]. Cette technologie intègre

[27] O. Casula et al., *in Proc. Ultrason. Int. and World Congress Ultrason.*, 2006.

un dispositif mécanique assurant le couplage des éléments sur la pièce et un profilomètre permettant de mesurer l'irrégularité locale de la surface. La prise en compte des irrégularités permet de maîtriser en temps réel la profondeur et la direction de focalisation d'une onde ultrasonore lors du déplacement de la sonde.

Les contrôles peuvent également être réalisés sans contact, en immergeant le capteur et la pièce dans l'eau (voir [figure 1.2\(c\)](#)). Cette modalité d'inspection offre l'avantage d'utiliser des capteurs conventionnels pour contrôler des pièces complexes, ce qui est une alternative intéressante aux capteurs flexibles instrumentés, souvent plus onéreux. La direction d'inspection souhaitée dans le matériau est obtenue en inclinant simplement le capteur dans l'eau, ce qui remplace l'emploi de plusieurs sabots en plexiglas. Cependant, l'immersion est contraignante pour les contrôles de maintenance. Il faut en effet démonter la partie de la structure pour l'immerger dans une cuve, ce qui n'est pas toujours possible (ex. : circuit primaire d'une centrale nucléaire, coque d'un navire, etc.). Pour pallier cet inconvénient, une nouvelle solution en immersion locale a été développée par la société Imasonic (cf. [figure 1.2\(d\)](#)). Il s'agit d'un sabot constitué d'une membrane souple et remplie d'eau qui assure le couplage entre le capteur et la pièce [28]. Ils permettent de réaliser des contrôles de type immersion sans recourir à une immersion en cuve, ou à un contrôle par jet d'eau.

1.1.3 Paramètres essentiels en imagerie multiéléments

Dans un premier temps, cette sous-section décrit brièvement les différentes zones du champ ultrasonore. Ensuite, les critères de qualité de focalisation sont décrits. Finalement, l'origine des lobes de réseau en fonction du pas du réseau est détaillée.

[28] L. Le Jeune et al., in *AIP Conf. Proc.*, 2015.

1.1.3.1 Champ proche et champ lointain

Le champ acoustique émis par un transducteur dans un milieu homogène comporte deux régions particulières : la zone de champ proche et la zone de champ lointain. La frontière entre ces deux zones est appelée distance de Fresnel. Cette distance correspond à la distance de focalisation naturelle du capteur où le champ est d'amplitude maximale. Elle est définie par [29] :

$$F_0 = \frac{D^2}{4\lambda_0}, \quad (1.1)$$

où D est l'ouverture de la sonde et λ_0 est la longueur d'onde dans le milieu de propagation. Le champ proche, ou zone de Fresnel, est la zone qui est la plus près du traducteur. Au-delà de F_0 se situe le champ lointain, ou zone de Fraunhofer, où l'amplitude décroît régulièrement et le faisceau devient divergent. En imagerie multiéléments, les contrôles sont réalisés dans la zone de champ proche car il n'est plus possible de focaliser au-delà de F_0 .

1.1.3.2 Résolutions axiale et latérale

Le pouvoir de résolution d'un système d'imagerie est sa capacité à séparer deux cibles proches l'une de l'autre. En imagerie échographique, on distingue deux résolutions : la résolution axiale (ou temporelle) et la résolution latérale (ou spatiale).

La *résolution axiale* est la distance minimale entre deux réflecteurs ponctuels localisés sur l'axe de propagation donnant lieu à deux échos bien séparés. Cette résolution est dite aussi temporelle car elle dépend de la durée de l'impulsion émise [30] :

$$R_{\text{ax}} = \frac{cn_c}{2f_0}, \quad (1.2)$$

[29] O. T. von Ramm et al., *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, 1983.

[30] J. A. Jensen, *Prog. Biophys. Mol. Biol.*, 2007.

où c est la vitesse de propagation dans le milieu, f_0 est la fréquence centrale de l'impulsion, et n_c est le nombre de cycles.

La *résolution latérale* est la distance minimale entre deux réflecteurs situés sur l'axe perpendiculaire à la direction de propagation. Elle dépend des caractéristiques géométriques du faisceau ultrasonore et est optimale dans la zone focale du capteur où la largeur du faisceau est étroite. Au point focal, la résolution latérale est donnée par

$$R_{\text{lat}} = \frac{\lambda_0 F}{D}, \quad (1.3)$$

où F est la profondeur de focalisation.

1.1.3.3 Pas inter-éléments et lobes de réseau

Le pas du réseau d , appelé souvent *pitch*, est l'un des paramètres les plus importants en imagerie ultrasonore car un mauvais choix de d conduit à l'apparition d'artéfacts d'imagerie associés à des lobes de réseau. Pour décrire mathématiquement ce phénomène, on considère un réseau de N éléments répartis le long de l'axe Ox et, pour simplifier le problème, le réseau est immergé dans un fluide. En notant a la largeur d'un élément avec $a < d$, la surface active du capteur peut être exprimée par la fonction porte $\Pi_a(x)$ comme suit

$$s(x) = \sum_{n=1}^N \Pi_a(x - nd). \quad (1.4)$$

En supposant que le même signal $e(t)$ excite tous les éléments, l'amplitude du champ en un point d'observation situé dans la zone de Fraunhofer s'exprime par [31] :

$$A(\theta, f) = \hat{e}(f) \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \exp(-j2\pi f x \sin \theta / c) dx, \quad (1.5)$$

où $\hat{e}(f)$ est la transformée de Fourier de $e(t)$, c est la vitesse de propagation dans le milieu fluide, et θ est l'angle d'observation par rapport à l'axe vertical Oz . Le calcul de

[31] B. G. Bardsley et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 1981.

l'intégrale permet d'exprimer le champ comme le produit de trois termes :

$$A(\theta, f) = \hat{e}(f)a \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi f a \sin \theta}{c}\right) \frac{\sin(\pi f N d \sin \theta / c)}{\sin(\pi f d \sin \theta / c)}. \quad (1.6)$$

Le premier facteur $\hat{e}(f)$ représente le spectre du signal d'excitation. Le deuxième facteur est souvent appelé *directivité élémentaire* et exprime la diffraction par l'ouverture rectangulaire d'un élément de largeur a . Le dernier facteur, souvent désigné par *facteur de réseau*, exprime le rayonnement caractéristique d'un réseau périodique de N sources ponctuelles. Les maxima du champ sont localisés aux angles $\theta_\ell = \arcsin\left(\frac{c}{f a} \ell\right)$ pour tout $\ell \in \mathbb{Z}$. Le maximum en $\theta_0 = 0$ est le lobe principal, et les maxima en $\theta_{\ell \neq 0}$ sont les *lobes de réseau*. Pour minimiser les effets des lobes de réseau, il faut satisfaire la condition $d < \lambda$, où $\lambda = \frac{c}{f}$.

Si le signal $e(t)$ est appliqué aux éléments avec N retards d'émission pour dévier le faisceau dans la direction β , l'amplitude $A(\theta, f)$ en champ lointain devient

$$A(\theta, f) = \hat{e}(f)a \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi f a \sin \theta}{c}\right) \frac{\sin(\pi f N d (\sin \theta - \sin \beta) / c)}{\sin(\pi f d (\sin \theta - \sin \beta) / c)}. \quad (1.7)$$

Cette dernière équation montre que des maxima apparaissent dans les directions θ_ℓ satisfaisant $\sin \theta_\ell = \sin \beta + \frac{c}{f a} \ell$. Pour un angle β fort, l'amplitude du lobe principal $A(\theta_0 = \beta, f)$ peut être inférieure à celles des lobes de réseau $A(\theta_{\ell \neq 0}, f)$ du fait de la directivité élémentaire qui privilégie la direction en incidence normale. Pour éviter les lobes de réseau dans l'ouverture angulaire $-90^\circ < \theta < 90^\circ$, la condition de périodicité des éléments suivante doit être imposée :

$$d < \frac{c}{f(1 + \sin \beta)} = \frac{\lambda}{1 + \sin \beta}. \quad (1.8)$$

L'espacement d est donc choisi par rapport à la longueur d'onde $\lambda = \frac{c}{f}$ et l'angle de déviation souhaité β . Quelle que soit la direction β , il n'y a pas de lobe de réseau à la fréquence f si l'espacement des éléments vérifie $d < \frac{\lambda}{2}$. En général, le pas d est choisi en fonction de la fréquence centrale f_0 du capteur.

La [figure 1.3](#) donne l'allure du champ $|A(\theta, f_0)|$ à la fréquence f_0 pour différents ratios d/λ_0 . Une loi de retards est appliquée afin de dévier le faisceau dans la direction $\beta = 45^\circ$. Le capteur constitué de 64 éléments transmet une onde de fréquence centrale $f_0 = 5$ MHz et avec une bande passante de 60% à -6 dB. La [figure 1.3\(a\)](#) correspond au cas $d = 2\lambda_0$ où les lobes de réseau à proximité de la normale prédominent. Le champ à 45° a une amplitude 5 fois inférieure à celle du lobe de réseau le plus proche situé à $\theta_{-1} = 12^\circ$. Lorsque l'espacement est $d = 1,25\lambda_0$, le champ est caractérisé par un seul lobe de réseau en $\theta_{-1} = -5^\circ$. La [figure 1.3\(b\)](#) montre que son amplitude est 3 fois plus importante que celle du lobe principal à 45° . Si d est égal à une demi-longueur d'onde, aucun lobe de réseau n'est présent et le lobe principal correspond bien à un champ maximal dans la direction 45° , comme observé sur la [figure 1.3\(c\)](#).

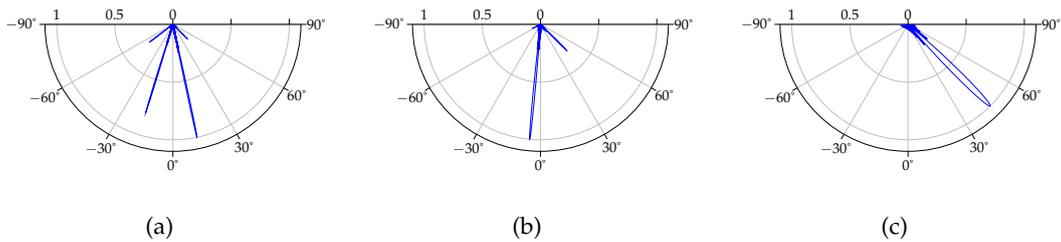


FIGURE 1.3 – Amplitude du champ $|A(\theta, f_0 = 5 \text{ MHz})|$ pour un capteur de 64 éléments espacés de : (a) $d = 2\lambda_0$, (b) $d = 1,25\lambda_0$, et (c) $d = \lambda_0/2$.

1.2 Méthodes d'imagerie multiéléments

Cette section rappelle dans un premier temps le principe des méthodes d'imagerie reposant sur l'émission d'ondes focalisées et une reconstruction de l'image ligne par ligne. Ensuite, deux méthodes de focalisation en tous points sont présentées : l'une est basée sur l'émission d'ondes cylindriques divergentes, l'autre sur l'émission d'ondes planes. Ces méthodes sont de plus en plus employées en contrôle non destructif en rai-

son de la grande qualité des images obtenues et des nouvelles possibilités offertes pour la caractérisation de défauts plans verticaux. Finalement, cette section s'achève par une présentation des méthodes fréquentielles basées sur un principe de rétro-propagation numérique des spectres des signaux reçus. Pour illustrer et comparer qualitativement les différentes méthodes, la description des algorithmes s'accompagne d'images échographiques. Celles-ci ont toutes été calculées en utilisant la configuration d'inspection décrite sur la [figure 1.4](#).

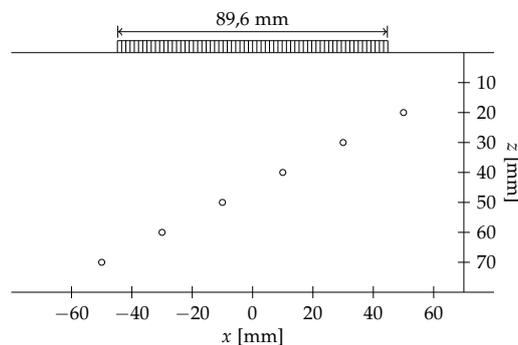


FIGURE 1.4 – Configuration d'inspection : capteur de 64 éléments ($f_0 = 1,1$ MHz ; $d = 1,4$ mm) au contact d'un bloc d'acier ($c = 5,9$ mm/ μ s) comprenant une série de trous (2 mm de diamètre) régulièrement espacés ($\Delta x = 20$ mm et $\Delta z = 10$ mm).

Les images associées aux six méthodes sont regroupées sur la [figure 1.5](#). Toutes ces images ont été obtenues en post-traitant le même jeu de signaux contenu dans la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$ (cf. 1.2.2.1). Les algorithmes permettant de passer de la matrice $\mathbf{K}(t)$ à l'image sont décrits dans l'[annexe A](#).

1.2.1 Images B-scan et S-scan à faisceaux formés

Les méthodes d'imagerie multiéléments conventionnelles, dites à faisceaux formés, reposent sur la focalisation en émission et en réception par application de lois de retards. Les images sont formées séquentiellement ligne par ligne, chaque ligne représentant le

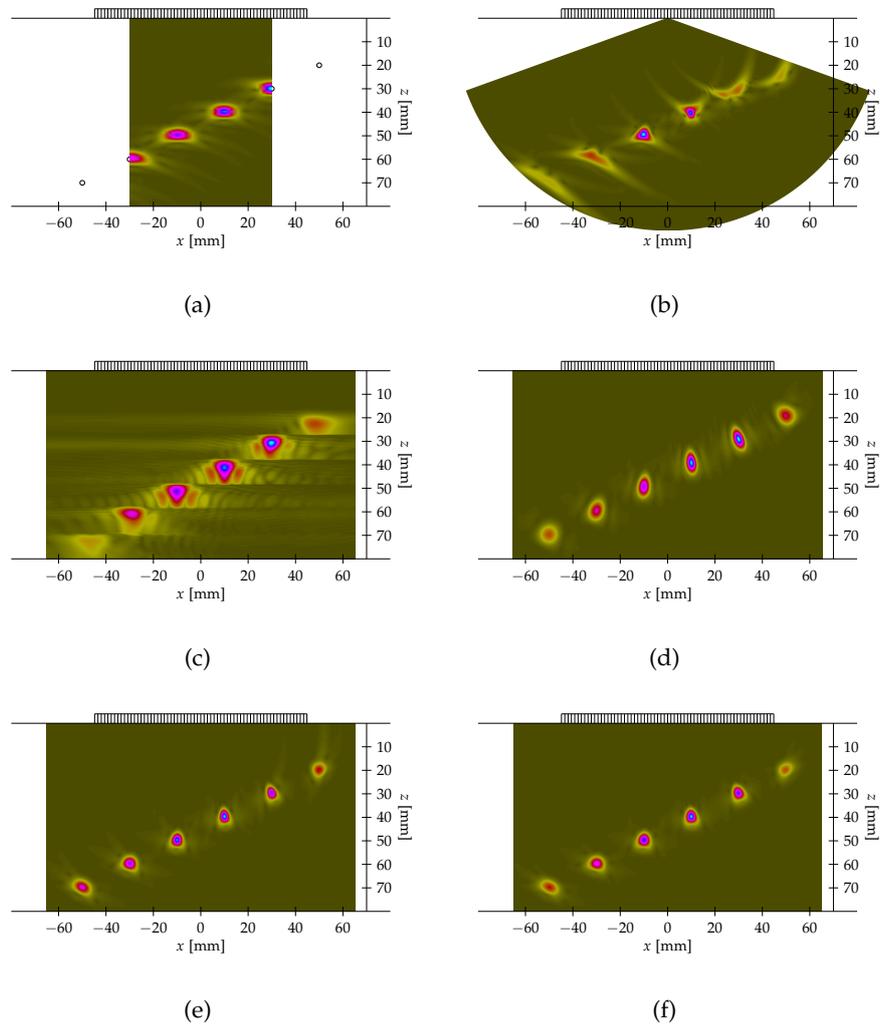


FIGURE 1.5 – Images calculées à partir de la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$: (a) B-scan focalisé à 45 mm de profondeur avec une sous-ouverture de 21 éléments; (b) S-scan focalisé à 45 mm de profondeur entre -70° et 70° avec un pas angulaire de $0,5^\circ$; (c) Rétro-propagation du premier vecteur singulier; (d) Image FTIM calculée à partir de 61 ondes planes émises entre -64° et 64° ; (e) Image TFM; (f) Image PWI calculée à partir de 61 ondes planes émises entre -64° et 64° .

signal ultrasonore enregistré après focalisation. Cette sous-section rappelle brièvement le principe des méthodes B-scan et S-scan.

1.2.1.1 Imagerie B-scan

Une image B-scan est la représentation spatiale d'une juxtaposition de signaux enregistrés en différentes positions. Chaque ligne verticale de l'image est une somme cohérente de signaux élémentaires issus d'une émission focalisée. La direction de focalisation doit être constante en fonction du déplacement. Dans le cas d'un déplacement mécanique, tous les éléments sont excités à chaque émission focalisée et une ligne de l'image correspond à une position donnée du capteur le long de sa trajectoire. Dans le cas d'un balayage électronique, le capteur est fixe et une ligne de l'image correspond à une émission focalisée avec une sous-ouverture du réseau.

Le B-scan avec un balayage électronique focalisé permet de remplacer le balayage mécanique lorsque le déplacement du capteur n'est pas possible. La largeur de l'image est limitée par l'ouverture totale du capteur. La [figure 1.5\(a\)](#) présente une image B-scan obtenue avec une sous-ouverture de 21 éléments déplacée le long d'un capteur de 64 éléments. Les tirs sont focalisés à 45 mm de profondeur. L'image est composée de 44 lignes, chacune représentant la somme cohérente des 21 signaux élémentaires reçus par les éléments de la sous-ouverture. La série de défauts n'est pas complètement imagée car l'ouverture du réseau n'est pas assez grande par rapport à la largeur de l'image. Cette technique nécessite donc l'utilisation de capteurs comprenant un grand nombre d'éléments pour imager des zones étendues.

1.2.1.2 Imagerie S-scan

L'imagerie S-scan est une représentation sectorielle d'une zone d'inspection pour une position fixe du capteur. Contrairement au B-scan, l'image sectorielle n'est pas limi-

tée par l'ouverture du capteur. L'image résulte d'une succession d'émissions focalisées (généralement avec l'ouverture complète du capteur) suivant plusieurs directions dans un secteur angulaire couvrant la zone d'intérêt. Le pas angulaire a une influence importante sur la résolution de l'image et impacte fortement la cadence d'imagerie.

La [figure 1.5\(b\)](#) présente l'image S-scan résultant d'un balayage angulaire focalisé à 45 mm de profondeur. L'image sectorielle permet de visualiser des défauts qui ne se trouvent pas sous le capteur. La résolution spatiale est optimale aux alentours de la profondeur de focalisation.

1.2.2 Méthodes de focalisation en tous points

Les méthodes d'imagerie B-scan et S-scan fournissent des images bien résolues à proximité des points de focalisation. Lorsque l'on s'éloigne des points focaux, la résolution spatiale et le contraste des images se dégradent. Les méthodes décrites dans cette sous-section reposent sur l'émission d'un large champ (onde cylindrique divergente ou onde plane) et une focalisation dynamique en tous points qui pallient l'inconvénient des images B-scan et S-scan.

Les images obtenues par focalisation en tous points présentent une résolution optimale en tous points de la zone d'intérêt. En contrôle non destructif, elles offrent aussi la possibilité de calculer des images multi-modes en exploitant les réflexions aux interfaces d'une structure [5, 32]. L'imagerie multi-modale améliore la caractérisation de défauts étendus, comme des fissures.

[5] A. Fidahoussen et al., *in AIP Conf. Proc.*, 2010.

[32] E. Iakovleva et al., *in AIP Conf. Proc.*, 2014.

1.2.2.1 Imagerie Total Focusing Method

L'imagerie *Synthetic Transmit Aperture* (STA) est une méthode très répandue dans divers domaines tel que l'imagerie médicale [33], le radar [34], et le sonar [35]. En contrôle non destructif [36], cette méthode est plus connue sous le nom de *Total Focusing Method* (TFM).

L'acquisition consiste à exciter individuellement les éléments du capteur avec un signal électrique impulsionnel. À chaque émission par un élément, les échos sont enregistrés par tous les récepteurs. La figure 1.6 décrit cette opération qui est communément appelée *Full Matrix Capture* (FMC). Si N est le nombre d'éléments du capteur, l'acquisition comporte N^2 signaux élémentaires.

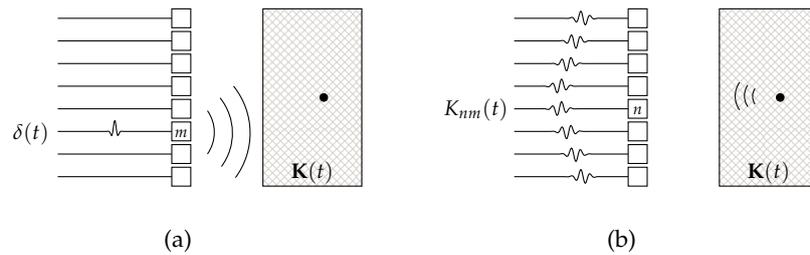


FIGURE 1.6 – Acquisition de la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$. (a) L'élément m est excité par un signal impulsionnel $\delta(t)$. (b) Les N éléments enregistrent les ondes rétro-diffusées par le milieu. Le signal $K_{nm}(t)$ correspond au signal enregistré par l'élément n lorsque l'on excite l'élément m .

En définissant $\mathbf{E}(t)$ la matrice des signaux d'excitation, la matrice des signaux reçus $\mathbf{S}(t)$ s'exprime dans le domaine fréquentiel comme

$$\hat{\mathbf{S}}(f) = \hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}(f), \quad (1.9)$$

[33] J. A. Jensen et al., *Ultrasonics*, 2006.

[34] M. Cheney et al., *Inverse Prob.*, 2009.

[35] T. Sato et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 1973.

[36] A. J. Hunter et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2008.

où $\hat{\mathbf{K}}(f)$ est la matrice de transfert caractérisant le milieu de propagation et les phénomènes de transduction. En imagerie TFM, la matrice des signaux d'excitation s'écrit $\hat{\mathbf{E}}(f) = \mathbf{I}_N \hat{e}(f)$, où \mathbf{I}_N est la matrice identité de rang N , et $\hat{e}(f)$ est la transformée de Fourier du signal d'excitation. En régime impulsionnel, comme $e(t) = \delta(t)$, la matrice d'acquisition $\mathbf{S}(t)$ correspond à la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$ de dimensions $N \times N$. Une composante $K_{nm}(t)$ de $\mathbf{K}(t)$ est la réponse impulsionnelle de l'élément n quand on excite l'élément m .

L'amplitude en chaque point d'une image TFM est la somme cohérente des N^2 signaux analytiques $K_{nm}^a(t)$ des composantes $K_{nm}(t)$, définis par $K_{nm}^a(t) = K_{nm}(t) + j\mathcal{H}\{K_{nm}(t)\}$, où \mathcal{H} désigne la transformée de Hilbert. L'amplitude $I(\mathbf{r})$ de l'image en un point $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ (voir [figure 1.7](#)) s'écrit de façon générale :

$$I(\mathbf{r}) = \left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N w_m^e(\mathbf{r}) w_n^r(\mathbf{r}) K_{nm}^a(t_m^e(\mathbf{r}) + t_n^r(\mathbf{r})) \right|, \quad (1.10)$$

où $w_m^e(\mathbf{r})$ et $w_n^r(\mathbf{r})$ sont des coefficients de pondération appliqués en émission et en réception; $t_m^e(\mathbf{r})$ et $t_n^r(\mathbf{r})$ sont respectivement les temps de propagation théoriques de l'émetteur m jusqu'au point de l'image $\mathbf{P}(\mathbf{r})$, et de ce même point jusqu'au récepteur n .

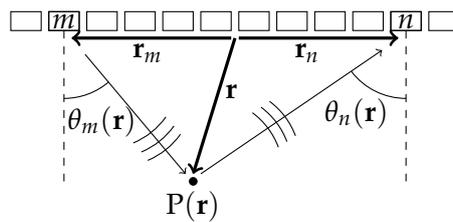


FIGURE 1.7 – Imagerie TFM : géométrie du problème et notations associées à un point de focalisation $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ et un couple émetteur/récepteur n - m .

Dans le cas simple d'un capteur posé directement au contact d'une pièce, le temps de

propagation à l'émission se calcule simplement par la relation

$$t_m^e(\mathbf{r}) = \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_m\|}{c}. \quad (1.11)$$

Tout au long de ce manuscrit, on ne s'intéressera qu'à l'imagerie TFM en mode direct et en supposant la propagation d'ondes longitudinales. Les temps de propagation en émission et en réception sont donc identiques $t_m^e(\mathbf{r}) = t_m^r(\mathbf{r})$. Il en résulte aussi que les coefficients de pondération en émission et en réception sont identiques. Ces coefficients de pondération correspondent généralement à la directivité élémentaire [37] qui, pour un élément piézoélectrique rayonnant dans un solide [38], s'écrit

$$w_m^e(\mathbf{r}) = \frac{(c_L^2/c_T^2 - 2\sin^2\theta_m(\mathbf{r}))\cos^2\theta_m(\mathbf{r})}{\Gamma(\sin\theta_m(\mathbf{r}))} \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi f_0 a \sin\theta_m(\mathbf{r})}{c_L}\right), \quad (1.12)$$

où c_L et c_T sont les vitesses des ondes longitudinales (L) et transversales (T), $\theta_m(\mathbf{r})$ est l'angle d'observation de l'élément m en direction du point $P(\mathbf{r})$, et

$$\Gamma(\xi) = (2\xi^2 - c_L^2/c_T^2)^2 - 4\xi^2\sqrt{\xi^2 - 1}\sqrt{\xi^2 - c_L^2/c_T^2}. \quad (1.13)$$

On remarque que l'équation (1.12) fait intervenir la directivité élémentaire dans les fluides (cf. équation (1.6)). Cette pondération des signaux par la directivité élémentaire peut s'interpréter comme une généralisation des fenêtres d'apodisation utilisées en imagerie classique [39]. En imagerie TFM, la fenêtre d'apodisation varie en fonction de la localisation du point de focalisation dans la zone d'intérêt (et dépend du mode de reconstruction choisi en imagerie multi-modale).

Par rapport à l'échographie en mode B-scan (cf. figure 1.5(a)), ou mode S-scan (cf. figure 1.5(b)), TFM est une méthode de focalisation *a posteriori* en émission/réception en tous points de l'espace, ce qui fournit des images dont la résolution spatiale est optimale quelle que soit la profondeur (cf. figure 1.5(e)). La largeur de l'image TFM n'est

[37] Y. Tasinkevych et al., *Ultrasonics*, 2012.

[38] G. F. Miller et al., *Proc. R. Soc. A: Math., Phys., Eng. Sci.*, 1954.

[39] C. H. Frazier et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 1998.

pas limitée par l'ouverture du capteur, et le nombre de points focaux est indépendant du nombre de tirs ultrasonores. Cependant, l'imagerie TFM est plus sensible au bruit que les méthodes conventionnelles, en raison du principe d'acquisition des signaux où chaque tir ultrasonore met en jeu un seul émetteur du capteur. C'est pourquoi, d'autres stratégies d'acquisition plus performantes comme les réseaux virtuels [40], les émissions codées [41], et les émissions d'ondes planes [42], sont étudiées dans ce manuscrit pour garantir à la fois une résolution optimale et un faible niveau de bruit.

1.2.2.2 Imagerie par émission d'ondes planes

La méthode *Plane Wave Imaging* (PWI) repose sur l'émission d'ondes planes en excitant tous les éléments de façon uniséquentielle, ce qui permet d'orienter et d'augmenter l'amplitude du champ incident dans des directions désirées [43]. En imagerie TFM, l'onde cylindrique émise par un seul élément du capteur subit une perte d'amplitude significative au fur et à mesure de sa propagation. L'onde décroît en $1/\sqrt{r}$ où r est la distance de propagation (et $1/r$ pour des ondes sphériques émises avec un capteur matriciel). L'avantage de la méthode PWI est que l'amplitude d'une onde plane reste quasi constante dans le champ proche du capteur ($r < F_0$).

Une onde plane incidente est formée en excitant tous les éléments du réseau avec N retards d'émission. En notant M le nombre total d'ondes planes émises, et τ_{nm} le retard associé à l'élément n et à l'onde plane d'incidence β_m , les composantes $\hat{E}_{nm}(f)$ de la matrice d'excitation $\hat{\mathbf{E}}(f)$ sont définies par : $\hat{E}_{nm}(f) = \hat{e}(f) \exp(-j2\pi f \tau_{nm})$. La matrice des signaux reçus est notée $\mathbf{S}(t)$ et est de dimensions $N \times M$.

Comme en TFM, les N signaux reçus à chaque tir ultrasonore sont focalisés en récep-

[40] M. Karaman et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 1995.

[41] I. Trots et al., *IEEE Signal Process. Lett.*, 2015.

[42] G. Montaldo et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2009.

[43] S. Robert et al., *Brevet WO2014009671A1*, 2014.

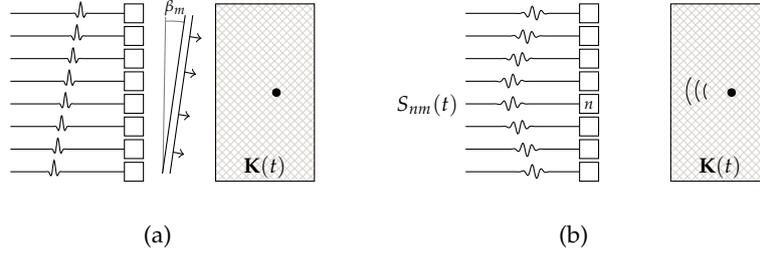


FIGURE 1.8 – Acquisition par émission d'ondes planes. (a) Une loi de retards est appliquée aux éléments afin de créer une onde plane d'incidence β_m . (b) Les N éléments enregistrent les ondes rétro-diffusées. Le signal $S_{nm}(t)$ correspond au signal enregistré par l'élément n pour une onde plane émise sous un angle β_m .

tion en tous points de la zone d'intérêt. Avec M ondes planes émises, l'amplitude $I(\mathbf{r})$ de l'image en un point repéré par \mathbf{r} s'écrit

$$I(\mathbf{r}) = \left| \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N w_m^e(\mathbf{r}) w_n^r(\mathbf{r}) S_{nm}^a(t_m^e(\mathbf{r}) + t_n^r(\mathbf{r})) \right|. \quad (1.14)$$

Le temps de propagation théorique en émission $t_m^e(\mathbf{r})$ est celui de l'onde plane d'incidence β_m pour atteindre le point $P(\mathbf{r})$, et $t_n^r(\mathbf{r})$ est le temps de propagation d'une onde cylindrique partant de ce point et se propageant jusqu'au récepteur n . Par définition, ce temps de trajet ne dépend pas de la méthode de création de sources (ondes incidentes cylindriques ou planes) et reste inchangé pour le calcul des images TFM ou PWI. Les coefficients de pondération en réception $w_n^r(\mathbf{r})$ sont également identiques pour les deux méthodes. Par contre, le coefficient en émission $w_m^e(\mathbf{r})$ a un rôle différent pour PWI car il permet de réduire les temps de calcul des images en utilisant un principe de reconstruction par zones effectives. Une zone effective est le sous-domaine de l'image contenant tous les points isonifiés par une onde plane d'extension finie.

Dans une configuration au contact, comme représenté sur la [figure 1.9\(a\)](#), le temps de propagation de l'onde plane est donné par

$$t_m^e(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{n}_m \cdot \mathbf{r}}{c}, \quad (1.15)$$

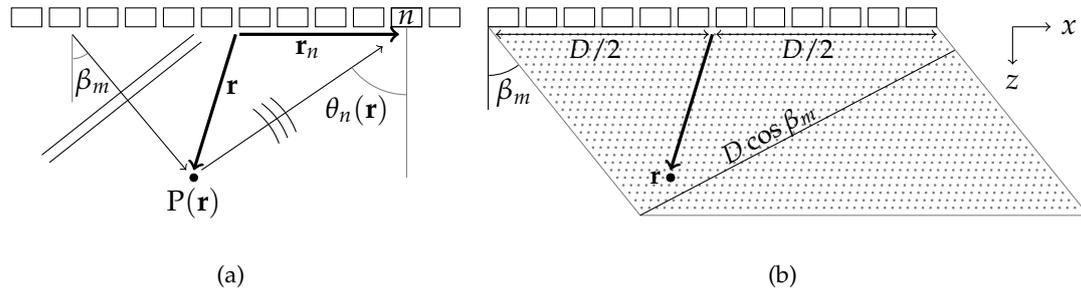


FIGURE 1.9 – Imagerie PWI : (a) géométrie du problème et notations associées à un point de focalisation $P(\mathbf{r})$, une onde plane transmise sous un angle β_m , et un récepteur n ; (b) zone effective $w_m^e(\mathbf{r})$ de largeur $D \cos \beta_m$ contenant les points isonifiés par une onde plane d'incidence β_m .

où le vecteur unitaire $\mathbf{n}_m = (\sin \beta_m \cos \beta_m)^T$ définit la direction de propagation de l'onde plane.

La fonction décrivant les points isonifiés par l'onde plane d'incidence β_m s'exprime :

$$w_m^e(\mathbf{r} = (x \ z)^T) = \begin{cases} 1 & \text{si } z \tan \beta_m - \frac{D}{2} \leq x \leq z \tan \beta_m + \frac{D}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} . \quad (1.16)$$

En notant D l'ouverture du capteur, l'extension d'une onde plane d'incidence β_m est $D \cos \beta_m$ et diminue donc quand l'angle de tir augmente (cf. [figure 1.9\(b\)](#)). Le principe de reconstruction par zone effective réduit les temps de calcul car les points de l'image situés à l'extérieur de cette zone ne sont pas considérés dans l'algorithme d'imagerie. Ce gain en temps de calcul est d'autant plus important lorsque la zone imagée est plus grande devant l'ouverture du capteur. Il faut aussi préciser que ce principe de calcul par zone effective réduit sensiblement les artefacts de reconstruction liés à des lobes de réseau (cf. [1.1.3.3](#)).

Pour une couverture angulaire symétrique, les angles d'incidence β'_i des ondes planes

sont usuellement définis par la relation [44] :

$$\sin \beta'_i = \frac{i\lambda_0}{2D}, \quad (1.17)$$

pour $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(M-1)/2$. En suivant l'indexation adoptée dans ce manuscrit ($m = 1, \dots, M$), les angles β_m optimaux sont obtenus par

$$\beta_m = \arcsin \left(\frac{(m - \frac{M+1}{2}) \lambda_0}{2D} \right). \quad (1.18)$$

Si le nombre d'ondes planes est fixé à $M = 61$, l'équation (1.18) fournit une plage angulaire entre -64° et 64° . L'image PWI correspondante est donnée sur la figure 1.5(f).

Les $N \times M$ signaux ont été synthétisés à l'aide de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ en utilisant la relation $\hat{\mathbf{S}}(f) = \hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}(f)$ (cf. annexe A.4), et l'on constate que l'image est très similaire à celle donnée par la méthode TFM.

1.2.3 Méthodes basées sur le principe de retournement temporel

Au début des années 90, le retournement temporel a été développé au Laboratoire Ondes et Acoustique, désormais appelé Institut Langevin [45]. Le retournement temporel consiste à enregistrer les ondes rétro-diffusées par des cibles dans un milieu dont les propriétés (géométriques et acoustiques) sont méconnues ; puis, à ré-émettre ces ondes dans la chronologie inversée pour focaliser de façon adaptative sur chacune des cibles. L'itération du retournement temporel permet de converger sur la cible la plus réfléchissante. Ce principe a été appliqué à la thérapie, à l'imagerie médicale, et au contrôle non destructif [46].

Le processus commence par l'émission d'un large champ (onde divergente ou plane) dans le milieu pour créer une source secondaire (cf. figure 1.10(a)). L'onde rétro-diffusée par la source est enregistrée par les N éléments du réseau (cf. figure 1.10(b)).

[44] J. Cheng et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2006.

[45] M. Fink, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 1992.

[46] N. Chakraborty et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 1995.

Finalement, les échos sont réémis par le réseau en inversant le temps pour focaliser sur la source (cf. [figure 1.10\(c\)](#)).

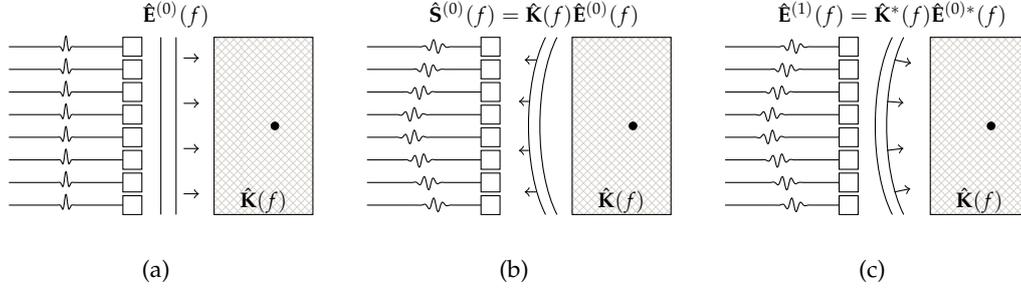


FIGURE 1.10 – Principe du retournement temporel : (a) une onde plane est transmise dans le milieu caractérisé par $\hat{\mathbf{K}}(f)$, (b) les ondes rétro-diffusées sont enregistrées par le capteur multiéléments, (c) les échos sont réémis par le capteur dans la chronologie inversée pour focaliser sur la cible.

1.2.3.1 Décomposition de l'opérateur de retournement temporel

Proposée dans les années 90, la méthode *Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel* (DORT) est issue de l'analyse dans le domaine fréquentiel du processus itératif du retournement temporel comme décrit sur la [figure 1.10](#). À partir de l'émission initiale $\hat{\mathbf{E}}^{(0)}(f) \in \mathbb{C}^N$, le vecteur en réception $\hat{\mathbf{S}}^{(0)}(f) \in \mathbb{C}^N$ s'écrit $\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}^{(0)}(f)$. Comme l'opération de retournement temporel équivaut à une conjugaison de phase, le vecteur émis est $\hat{\mathbf{E}}^{(1)}(f) = \hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{E}}^{(0)*}(f)$, et le vecteur en réception après une itération s'écrit $\hat{\mathbf{S}}^{(1)}(f) = \hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{E}}^{(0)*}(f)$. À l'itération suivante, le vecteur en émission s'écrit $\hat{\mathbf{E}}^{(2)}(f) = \hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}^{(0)}(f)$, et le vecteur des signaux reçus $\hat{\mathbf{S}}^{(2)}(f) = \hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{S}}^{(0)}(f)$. Ces expressions peuvent être généralisées à l'itération $i + 2$ comme suit :

$$\hat{\mathbf{E}}^{(i+2)} = \hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}^{(i)}(f), \quad (1.19)$$

$$\hat{\mathbf{S}}^{(i+2)} = \hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{S}}^{(i)}(f). \quad (1.20)$$

La matrice $\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$ est nommée l'opérateur de retournement temporel [1], qui est à symétrie hermitienne et donc diagonalisable. La diagonalisation de l'opérateur $\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$ s'écrit :

$$\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{K}}(f) = \mathbf{V}(f)\mathbf{M}(f)\mathbf{V}^\dagger(f), \quad (1.21)$$

où la matrice $\mathbf{V}(f)$ contient les vecteurs propres en émission $\mathbf{v}_p(f)$ associés aux valeurs propres $\mu_p(f)$, contenues dans la matrice diagonale $\mathbf{M}(f)$. Les valeurs propres de $\hat{\mathbf{K}}^*(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$ sont réelles et positives, et ses vecteurs propres sont orthogonaux. Ces vecteurs sont des invariants du processus itératif du retournement temporel.

De la même manière, la diagonalisation de $\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{K}}^*(f)$ s'écrit :

$$\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{K}}^*(f) = \mathbf{U}(f)\mathbf{M}(f)\mathbf{U}^\dagger(f), \quad (1.22)$$

où $\mathbf{U}(f)$ contient les vecteurs propres en réception $\mathbf{u}_p(f)$ associés aux valeurs propres $\mu_p(f)$.

Une décomposition en valeurs singulières (SVD : *Singular Value Decomposition*) de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ est plus directe car elle fournit à la fois les vecteurs propres en émission et en réception. Cette décomposition s'écrit :

$$\hat{\mathbf{K}}(f) = \mathbf{U}(f)\mathbf{\Sigma}(f)\mathbf{V}^\dagger(f), \quad (1.23)$$

où $\mathbf{\Sigma}(f)$ est une matrice diagonale contenant les valeurs singulières $\sigma_p(f)$ de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ qui sont rangées par ordre décroissant. Les valeurs singulières sont égales à la racine carrée des valeurs propres de l'opérateur de retournement temporel, soit $\sigma_p = \sqrt{\mu_p}$. Le nombre de valeurs singulières non nulles indique le rang de $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Les matrices $\mathbf{U}(f)$ et $\mathbf{V}(f)$ sont des matrices unitaires contenant les vecteurs singuliers, $\mathbf{u}_p(f)$ et $\mathbf{v}_p(f)$, de $\hat{\mathbf{K}}(f)$. La matrice de transfert peut être exprimée comme la somme de matrices de rang 1 :

$$\hat{\mathbf{K}}(f) = \sum_{p=1}^N \sigma_p(f) \mathbf{u}_p(f) \mathbf{v}_p^\dagger(f). \quad (1.24)$$

[1] C. Prada et al., *Wave Motion*, 1994.

Dans le cas de diffuseurs isotropes et idéalement résolus, le nombre de valeurs singulières correspond au nombre de diffuseurs détectés à la fréquence f . La valeur singulière $\sigma_p(f)$ peut être considérée comme la réflectivité apparente du diffuseur p , et le vecteur associé $\mathbf{v}_p(f)$ décrit la propagation depuis le réseau vers le diffuseur. La [figure 1.11](#) présente deux vecteurs temporels obtenus par transformée de Fourier inverse des vecteurs singuliers. La configuration d'inspection est toujours celle décrite sur la [figure 1.4](#) où le solide comporte six trous latéraux. Les signaux du premier vecteur temporel sur la [figure 1.11\(a\)](#) sont les N signaux à appliquer aux éléments du capteur pour focaliser sur le diffuseur le plus réfléchissant, et ce, sans avoir une connaissance précise des propriétés du milieu. La [figure 1.11\(b\)](#) donne un second exemple de signaux à appliquer pour focaliser sur la cible associée à la valeur singulière σ_6 . En présence de plusieurs diffuseurs, cet exemple montre que la méthode DORT permet d'extraire les *lois focales* associées à toutes les cibles pour focaliser sélectivement sur chacune d'elles.

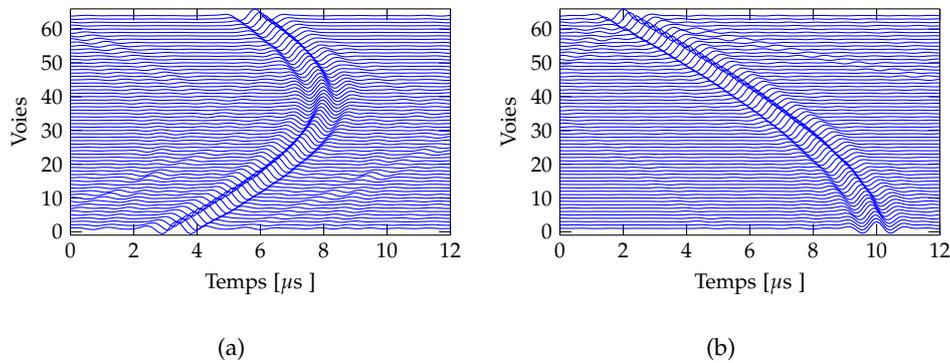


FIGURE 1.11 – Vecteurs temporels obtenus par transformée de Fourier inverse des vecteurs singuliers : (a) $\mathbf{v}_1(f)$ et (b) $\mathbf{v}_6(f)$.

Compte tenu du fait que la phase des vecteur propres associés à des réflecteurs s'écrit $\varphi_{n,p}(f) = 2\pi f t_{n,p} + \phi_0$, où $t_{n,p}$ est le temps de propagation de l'élément n au réflecteur p , il est possible d'extraire la loi de retards $\tau_p \in \mathbb{R}^N$ pour focaliser sur le diffuseur p

associé au vecteur \mathbf{v}_p :

$$\tau_p = \frac{\max(\arg \mathbf{v}_p(f)) - \arg \mathbf{v}_p(f)}{2\pi f}, \quad (1.25)$$

où $\arg \mathbf{v}_p(f)$ est la phase de $\mathbf{v}_p(f)$.

Si les propriétés acoustiques et géométriques du milieu sont connues, une image des diffuseurs peut être calculée dans le domaine fréquentiel en rétro-propageant numériquement les vecteurs singuliers.

La rétro-propagation des vecteurs est calculée à chaque profondeur z en utilisant une fenêtre temporelle glissante $T(z)$ supposée contenir les échos de défauts situés en z . La fenêtre $T(z)$ est centrée en $t = 2z/c$ et sa largeur optimale doit correspondre à la durée de l'impulsion émise. À chaque profondeur z , une matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f, T(z))$ est calculée, puis décomposée en valeurs singulières [47, 48]. Les vecteurs singuliers associés aux valeurs singulières les plus fortes sont alors rétro-propagés numériquement en supposant la propagation d'ondes cylindriques en milieu homogène. La propagation d'onde d'un élément repéré par \mathbf{r}_n jusqu'à un point $P(\mathbf{r})$ s'écrit dans le domaine fréquentiel :

$$G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n\|, f) = \frac{\exp\left(j\frac{2\pi f}{c}\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n\|\right)}{\sqrt{f\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n\|}}. \quad (1.26)$$

En définissant le vecteur $\mathbf{g}(\mathbf{r}, f) = [G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1\|, f) \cdots G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_N\|, f)]^T$ décrivant la propagation des N éléments jusqu'au point $P(\mathbf{r})$, la rétro-propagation du vecteur singulier $\mathbf{v}_p(f, T(z))$ peut s'écrire

$$I_p(\mathbf{r}, f) = \sigma_p(f, T(z)) \left| \mathbf{v}_p^\dagger(f, T(z)) \mathbf{g}(\mathbf{r}, f) \right|. \quad (1.27)$$

L'image finale est la somme incohérente des images calculées à différentes fréquences dans la bande passante du capteur. Il est également possible d'ajouter les images correspondant à différents vecteurs singuliers.

[47] E. Kerbrat et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2002.

[48] L. J. Cunningham et al., *Proc. R. Soc. A: Math., Phys., Eng. Sci.*, 2016.

Les images calculées par rétro-propagation sont très coûteuses en temps de calcul parce qu'une SVD doit être calculée à chaque profondeur, et le calcul de la rétro-propagation des vecteurs doit être répété à différentes fréquences.

La [figure 1.5\(c\)](#) présente l'image calculée à partir du premier vecteur singulier pour des fréquences allant de 0,7 MHz à 1,4 MHz. Comme les réflecteurs sont bien séparés les uns des autres suivant la profondeur, un seul vecteur singulier suffit pour calculer l'image. Les artefacts d'imagerie horizontaux sont dus à la fenêtre temporelle qui ne dépend que de la profondeur z , alors que les fronts d'ondes enregistrés ont une forme hyperbolique avec une dépendance en x et z . Le principe de fenêtre glissante a aussi pour conséquence une forte dégradation des échos (par rapport aux méthodes TFM et PWI) lorsque les défauts sont éloignés de l'axe central du capteur.

1.2.3.2 Méthode de l'énergie topologique

L'énergie topologique fait partie des méthodes d'optimisation de forme. Ces méthodes consistent à déterminer la forme optimale d'un objet qui minimise une fonctionnelle de coût avec des contraintes imposées.

Le gradient topologique et, plus récemment, l'énergie topologique, ont été développés pour résoudre des problèmes inverses en mathématiques. En contrôle non destructif par ultrasons, l'expression du gradient topologique dans le domaine temporel [\[24\]](#) a permis de mettre au point la méthode d'imagerie *Time Domain Topological Energy* (TDTE) pour le contrôle de matériaux composites aéronautiques [\[49\]](#).

La méthode repose sur la définition d'un milieu de référence numérique Ω_0 qui est aussi proche que possible du domaine d'inspection Ω . Par un processus itératif, le domaine Ω_0 est modifié afin de le faire tendre vers le domaine Ω . Par un développe-

[24] N. Dominguez et al., *Wave Motion*, 2005.

[49] N. Dominguez et al., *Ultrasonics*, 2010.

ment mathématique du gradient, il a été démontré que ce dernier pouvait être calculé en résolvant un problème direct de propagation et un problème adjoint. Le problème direct considère le champ $u(\mathbf{r}, t)$ propagé dans le milieu de référence Ω_0 . Le problème adjoint consiste à déterminer le champ $v(\mathbf{r}, t)$ résultant de la propagation numérique de la différence entre $s_n(t)$ et $u(\mathbf{r}_n, t)$, retournée temporellement, où $s_n(t)$ est le signal mesuré par l'élément n , et $u(\mathbf{r}_n, t)$ est le champ dans Ω_0 à la position de l'élément n . Le gradient topologique s'exprime dans le domaine fréquentiel comme

$$g(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(\mathbf{r}, f) \hat{v}(\mathbf{r}, f) df, \quad (1.28)$$

où \hat{u} et \hat{v} sont les transformées de Fourier temporelles de u et v , respectivement. En utilisant les fonctions de Green 2D (cf. équation (1.26)), $\hat{u}(\mathbf{r}, f)$ et $\hat{v}(\mathbf{r}, f)$ s'expriment respectivement :

$$\hat{u}(\mathbf{r}, f) = \sum_{q=1}^N G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q\|, f) \hat{e}_q(f), \quad (1.29)$$

$$\hat{v}(\mathbf{r}, f) = \sum_{n=1}^N G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n\|, f) [\hat{u}(\mathbf{r}_n, f) - \hat{s}_n(f)]^*. \quad (1.30)$$

En pratique, le début du signal expérimental $s_n(t)$ est presque toujours saturé, et il est donc préférable de remplacer cette partie du signal par un signal nul. En conséquence, $u(\mathbf{r}_n, t)$ devient inutile dans le problème adjoint, et c'est uniquement $s_n(t)$ qui est rétro-propagé [50]. Pour une seule émission, l'image du milieu est finalement calculée par

$$I(\mathbf{r}) = \left| \int_0^{\infty} \sum_{n=1}^N \sum_{q=1}^N G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q\|, f) \hat{e}_q(f) G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n\|, f) \hat{s}_n^*(f) df \right|. \quad (1.31)$$

Cette méthode d'imagerie dans le domaine fréquentiel a été nommée *Fast Topological Imaging* (FTIM) [25, 51] du fait de la réduction des temps de calcul par rapport

[50] P. Sahuquet, *Thèse de doctorat*, 2012.

[25] S. Rodriguez et al., *Ultrasonics*, 2012.

[51] S. Rodriguez et al., *Ultrasonics*, 2016.

aux méthodes d'optimisation topologique dans le domaine temporel. La méthode est applicable à n'importe quel type de séquençage multiéléments. Par exemple, dans le cas d'une acquisition PWI, où M ondes planes sont transmises sous différents angles, l'équation d'imagerie devient

$$I(\mathbf{r}) = \left| \int_0^\infty \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{q=1}^N G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q\|, f) \hat{E}_{mq}(f) G(\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n\|, f) \hat{S}_{nm}^*(f) df \right|, \quad (1.32)$$

où m est l'indice de l'onde plane émise.

La [figure 1.5\(d\)](#) présente l'image FTIM calculée en utilisant la couverture et la plage angulaire de l'image PWI (61 ondes planes entre -64° et 64°). On observe une qualité d'image comparable à celle fournie par les méthodes temporelles basées sur une focalisation en tous points (TFM ou PWI). Par rapport à ces dernières, la méthode FTIM est plus difficile à mettre en œuvre en imagerie multi-modes ou dans des configurations d'inspection conventionnelles (ex. : contrôle en immersion ou avec un sabot en plexiglas, surfaces complexes...) en raison du calcul des fonctions de Green. En contrepartie, le calcul de l'image dans le domaine de Fourier offre l'avantage de pouvoir considérer une variation des propriétés acoustiques du matériau dans la bande passante du capteur (ex. : dispersion, atténuation, anisotropie...).

Si l'on compare FTIM à l'autre méthode fréquentielle consistant à rétro-propager un vecteur singulier selon l'équation (1.27), l'énergie topologique produit généralement des images de meilleure qualité car une seule décomposition en valeurs singulières est calculée sur toute la base de temps, sans recourir à une fenêtre temporelle glissante. Cette propriété de la méthode FTIM permet, par exemple, d'imager des défauts situés en dehors de l'ouverture du capteur avec une qualité d'image comparable à celle des méthodes temporelles. C'est ce qui sera montré à la fin du [chapitre 2](#).

Chapitre 2

Méthode de débruitage des images TFM par la méthode DORT : Imagerie dans un acier à gros grains

Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'imagerie de défauts dans un matériau complexe dont la particularité est de présenter une structure granulaire. Il s'agit des *aciers à gros grains* rencontrés dans certains composants de la tuyauterie primaire des réacteurs à eau pressurisée des centrales nucléaires. La méthode développée dans ce chapitre sera appliquée à l'imagerie de défauts artificiels dans un bloc en acier moulé auténoferritique à l'aide d'un capteur linéaire au contact.

La première section de ce chapitre présente les caractéristiques de l'échantillon en acier moulé et décrit une méthode de caractérisation du régime de diffusion (simple ou multiple) en fonction de la fréquence du capteur.

La deuxième section est dédiée à l'étude des ondes de surface se propageant dans le solide le long du capteur multiéléments. Ces ondes sont à l'origine d'une "zone morte" plus ou moins étendue sous le capteur où le bruit est plus intense et peut masquer l'écho d'un éventuel défaut. Elles peuvent de plus engendrer des "fausses alarmes"

lorsque la méthode DORT est appliquée comme moyen de détection, car ces ondes sont associées à des valeurs singulières élevées pouvant être confondues avec celles qui sont associées à la réponse d'un défaut. L'analyse de la décomposition en valeurs singulières de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ a permis de mettre au point un procédé d'élimination des ondes de surface pour faciliter, en seconde étape, le filtrage du bruit de structure [11].

Après filtrage des ondes de surface, le sous-espace signal associé au défaut est identifié par un algorithme de suivi de vecteurs singuliers dans le domaine fréquentiel. L'image TFM dépourvue de bruit de structure est finalement calculée dans le domaine temporel. Les résultats obtenus en combinant la méthode DORT et l'imagerie TFM sont donnés en fin de section pour des réflecteurs situés à différentes profondeurs, et dans une situation simple où le réflecteur est centré sous l'ouverture du capteur. Les images sont comparées avec celles calculées dans le domaine fréquentiel par rétro-propagation de vecteurs singuliers dans une fenêtre glissante.

Enfin, dans la dernière section, la méthode de filtrage est appliquée à une configuration d'inspection de type L45 où les défauts sont situés en dehors de l'ouverture du capteur et imagés sous une incidence de 45° . Pour limiter les effets liés à la directivité des éléments et aux plus longs parcours ultrasonores dans l'acier moulé, les réponses impulsionnelles sont enregistrées en utilisant un réseau de sources virtuelles orientées à 45° . Les résultats expérimentaux démontrent l'apport des sources virtuelles pour minimiser la contribution des ondes de surface et, à la fois, maximiser la réponse du défaut par rapport au niveau de bruit. Comme la rétro-propagation avec une fenêtre glissante n'est plus adaptée à cette configuration d'inspection (en raison de la proximité du défaut avec le fond de pièce), les images TFM filtrées sont comparées avec celles issues de l'imagerie topologique dans le domaine fréquentiel (FTIM), et en synthétisant les signaux reçus avec les valeurs et vecteurs singuliers extraits de la matrice $\hat{\mathbf{K}}(f)$.

[11] E. Lopez Villaverde et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2016.

2.1 Caractérisation de l'échantillon en acier à gros grains

Cette section traite sur les effets de la micro-structure des aciers à gros grains et rappelle les notions de base sur la propagation ultrasonore en milieu aléatoire multidifusant. L'échantillon contrôlé tout au long de ce chapitre est caractérisé.

2.1.1 Origine du bruit de structure

Les interactions des ondes élastiques avec les grains d'un matériau polycristallin sont à l'origine du *bruit de structure* observé sur les images échographiques. Un exemple de structure polycristalline est donné sur la [figure 2.1](#) dans le cas d'un acier moulé austéno-ferritique. La micrographie correspond à une coupe suivant l'épaisseur d'un tube en acier moulé par centrifugation. Le matériau comporte des grains colonnaires de 20 mm de hauteur et des grains équiaxes de 2 mm. Le contraste d'impédance à la frontière d'un grain est significatif et implique qu'une onde se propageant d'un grain à l'autre subit une diffusion, et une partie de son énergie est dispersée dans toutes les directions.

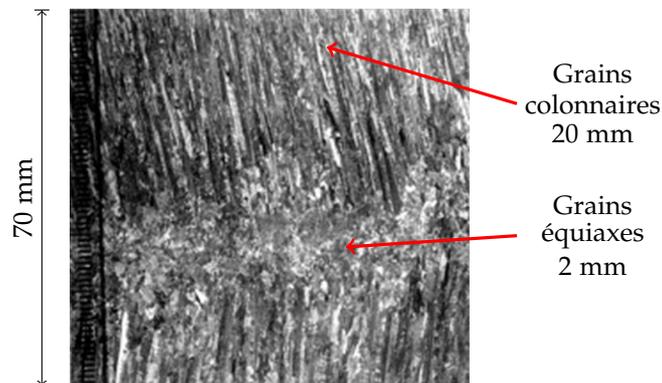


FIGURE 2.1 – Coupe micrographique d'un acier moulé austéno-ferritique.

Le bruit de structure est dû à deux phénomènes de diffusion : la *diffusion simple* et

la *diffusion multiple*. Une onde *simplement* diffusée interagit une seule fois avec un élément de la microstructure, alors qu'une onde *multiplement* diffusée y subit plusieurs interactions avec des trajets plus longs. Le bruit de structure observé résulte toujours des deux phénomènes qui coexistent, et la prédominance de l'un ou l'autre dépend de la fréquence du capteur et de la profondeur d'inspection. Pour minimiser le bruit de structure, les contrôles des aciers à gros grains sont souvent réalisés à des fréquences basses, typiquement 500 kHz [52], où la longueur d'onde (>10 mm) est plus grande que la taille moyenne des grains. Cependant, une caractérisation précise des défauts nécessite de travailler à des fréquences plus élevées où le bruit de structure prédomine. Ce bruit de structure est un signal déterministe qui dépend de la position et de l'orientation des grains. Pour une position fixe du capteur, moyenniser des signaux sur différentes réalisations ne diminue pas le niveau de bruit, mais le bruit correspondant à une position donnée peut être considéré comme un tirage indépendant vis-à-vis des autres positions. La moyenne sur toutes les positions possibles est une *moyenne sur le désordre*, et c'est cette moyenne qui est exploitée pour caractériser le milieu aléatoire. L'étude de la propagation ultrasonore dans ce type d'acier a fait l'objet de la thèse de Thomas Bedetti [53] où des paramètres caractéristiques de la propagation de l'onde multiplement diffusée ont été mesurés grâce à la matrice $\mathbf{K}(t)$, tel que l'atténuation et le libre parcours moyen élastique. En s'appuyant sur ces travaux, on s'intéressera par la suite à la mesure de ces paramètres dans notre bloc à gros grains.

2.1.2 Caractéristiques de l'onde cohérente

Le champ acoustique se propageant dans un milieu aléatoire multidiffusant peut être décomposé en deux champs. Le premier est appelé *champ cohérent* et correspond à la partie du champ qui résiste à la moyenne sur le désordre. Le second est appelé *champ*

[52] A. Vanhoye et al., in *AIP Conf. Proc.*, 2013.

[53] T. Bedetti, *Thèse de doctorat*, 2012.

incohérent, et c'est lui qui s'annule par la moyenne de l'ensemble. Du point de vue du champ cohérent, le milieu est équivalent à un milieu homogène et atténuant, appelé *milieu effectif* [54].

L'atténuation d'une onde correspond à la diminution de son amplitude au cours de sa propagation. La loi de décroissance en amplitude est de la forme $\exp(-\alpha r)$, où r est la distance à la source, et $\alpha > 0$ est le coefficient d'atténuation qui dépend des pertes par diffusion et/ou par absorption. Dans les aciers à gros grains, les pertes par absorption sont souvent négligées devant celles liées aux phénomènes de diffusion. Dans ce cas, le coefficient d'atténuation α dépend du rapport entre la longueur d'onde λ et la taille caractéristique des grains γ . En fonction de λ/γ , on distingue trois régimes d'atténuation où le coefficient α suit une loi de puissance en fonction de la fréquence f et de la taille des grains γ [55] :

- le régime de Rayleigh où $\frac{\lambda}{\gamma} \gg 1$ et $\alpha \propto \gamma^3 f^4$,
- le régime stochastique où $\frac{\lambda}{\gamma} \sim 1$ et $\alpha \propto \gamma f^2$,
- le régime de diffusion où $\frac{\lambda}{\gamma} < 1$ et $\alpha \propto 1/\gamma$.

Par une mesure du coefficient d'atténuation, il est possible de calculer la distance caractéristique d'atténuation de l'intensité de l'onde cohérente, appelée *libre parcours moyen élastique* $\ell_e(f)$. En négligeant l'atténuation par absorption, cette distance s'écrit [56] :

$$\ell_e(f) = \frac{1}{2\alpha(f)}. \quad (2.1)$$

Ce paramètre est la distance séparant les régimes de diffusion simple ($r < \ell_e$) et de diffusion multiple ($r > \ell_e$). Au-delà du libre parcours moyen élastique, la diffusion multiple prédomine et l'onde cohérente s'éteint progressivement.

[54] J.-M. Conoir et al., *Wave Motion*, 2010.

[55] E. P. Papadakis, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1965.

[56] A. Tourin et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2000.

2.1.3 Mesure de l'atténuation et du libre parcours moyen élastique

La mesure de l'atténuation (coefficient α) et du paramètre ℓ_e pour l'échantillon en acier austéno-ferritique a été réalisée en enregistrant les échos successifs du fond de pièce en différentes positions de la sonde [57, 58]. Le dispositif expérimental est décrit sur la figure 2.2. Le capteur linéaire est composé de $N = 32$ éléments avec un pas inter-éléments $d = 1,4$ mm. Les éléments ont une surface de $0,9 \times 20$ mm² et fonctionnent autour de la fréquence moyenne $f_0 = 1,1$ MHz avec une bande passante estimée à 60% (mesure à -6 dB). L'acquisition a été réalisée avec un système MultiX++ (M2M) en translatant le capteur sur une distance de 198 mm avec un pas d'acquisition de 2 mm. La matrice des réponses impulsionnelles a été enregistrée en chaque position; elle est notée $\mathbf{K}(t, q)$ avec $1 \leq q \leq Q$, où Q est le nombre de positions ($Q = 100$).

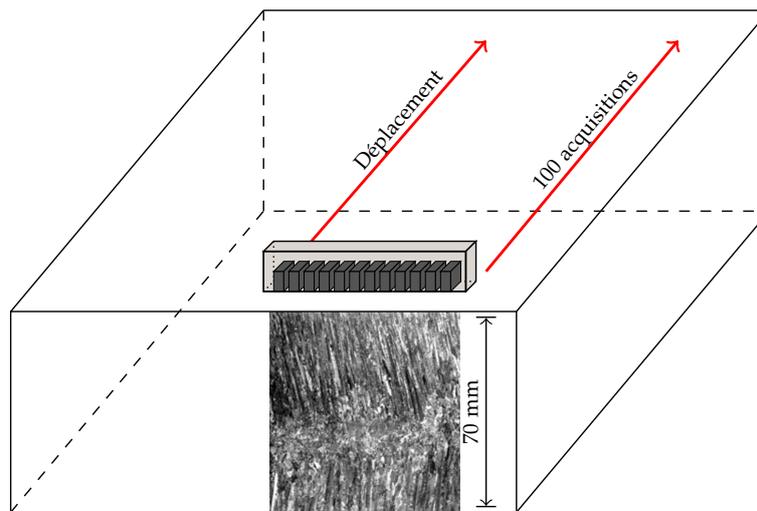


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du libre parcours moyen élastique : un capteur linéaire au contact est déplacé le long du bloc en acier moulé austéno-ferritique, avec un pas d'acquisition de 2 mm.

[57] P. Wu et al., *Ultrasonics*, 2000.

[58] T. Bedetti et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, 2013.

Les échos de fond de l'onde cohérente (voir [figure 2.3](#)) ont été calculés en moyennant les QN^2 signaux de l'acquisition, ce qui s'écrit

$$A_{\text{coh}}(t) = \frac{1}{QN^2} \sum_{q=1}^Q \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N K_{nm}(t, q), \quad (2.2)$$

où la somme sur les indices m synthétise le signal reçu par l'élément n quand on émet une onde plane horizontale (cf. [1.2.2.2](#)). La vitesse moyenne de l'onde cohérente est estimée à $5,76 \text{ mm}/\mu\text{s}$.

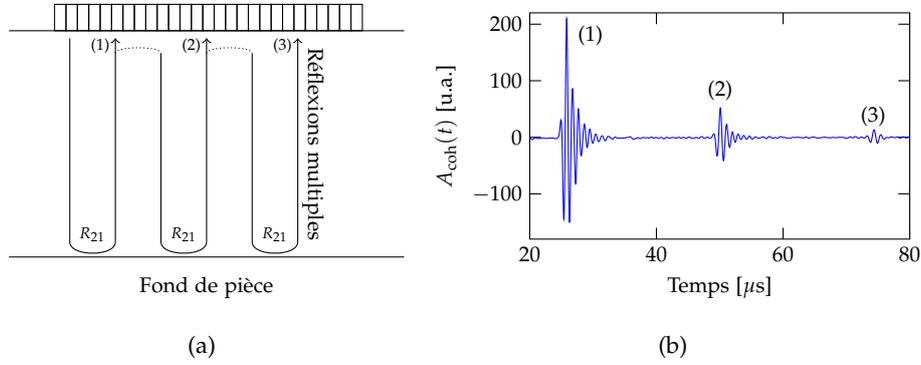


FIGURE 2.3 – (a) Représentation des échos de fond successifs (1), (2), et (3) de l'onde cohérente. (b) Signal $A_{\text{coh}}(t)$ associé à l'onde cohérente obtenu en moyennant 100 acquisitions en différentes positions sur l'échantillon.

Dans le domaine fréquentiel, le module du premier écho de fond $\hat{A}_{\text{coh}}^{(1)}(f)$ et celui du deuxième écho de fond $\hat{A}_{\text{coh}}^{(2)}(f)$ s'expriment :

$$\left| \hat{A}_{\text{coh}}^{(1)}(f) \right| = \left| \hat{A}_0(f) \right| T_{12} e^{-\alpha(f)L} R_{21} e^{-\alpha(f)L} T_{21}, \quad (2.3)$$

$$\left| \hat{A}_{\text{coh}}^{(2)}(f) \right| = \left| \hat{A}_0(f) \right| T_{12} e^{-\alpha(f)L} R_{21} e^{-\alpha(f)L} R_{21} e^{-\alpha(f)L} R_{21} e^{-\alpha(f)L} T_{21}, \quad (2.4)$$

où $\hat{A}_0(f)$ est la transformée de Fourier du signal de l'onde incidente, T_{12} et R_{12} sont les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces eau/acier (l'échantillon est immergé en cuve), et L est l'épaisseur de la pièce. En écrivant le rapport des spectres

avec les équations (2.3) et (2.4), le coefficient d'atténuation (en mm^{-1}) s'écrit

$$\alpha(f) = \frac{\log \left| \hat{A}_{\text{coh}}^{(1)}(f) \right| - \log \left| \hat{A}_{\text{coh}}^{(2)}(f) \right| + 2 \log(R_{21})}{2L}. \quad (2.5)$$

Avec $L = 70 \text{ mm}$ et l'approximation $R_{21} \approx 1$, la courbe d'atténuation de l'onde cohérente peut être calculée et tracée dans la bande passante du capteur. L'atténuation est affichée sur la figure 2.4(a) en dB/mm et l'on constate que la courbe s'ajuste au modèle de loi en puissance :

$$\alpha(f) = \alpha_0 \left| \frac{f}{f_0} \right|^{n_a}, \quad (2.6)$$

avec les paramètres $\alpha_0 = 0,0098 \text{ mm}^{-1}$ et $n_a = 1,55$. Le régime d'atténuation s'approche donc du régime stochastique.

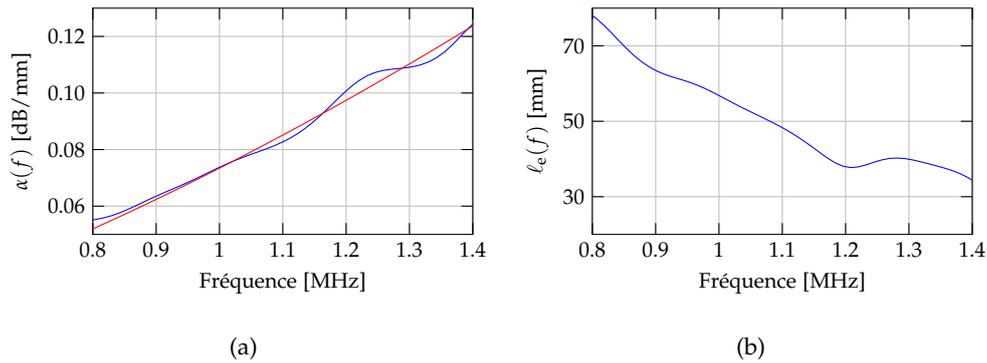


FIGURE 2.4 – (a) Atténuation (en dB/mm) de l'onde cohérente (—) et superposition de la loi en puissance ajustée (—). (b) Libre parcours moyen élastique (en mm) mesuré dans un acier moulé austéno-ferritique.

Le libre parcours moyen élastique est calculé suivant l'équation (2.1) et sa variation dans la bande passante est donnée sur la figure 2.4(b). Cette courbe montre que pour des profondeurs d'inspection autour de 50 mm, c'est le régime de la diffusion simple qui prédomine dans la bande fréquentielle d'intérêt. Dans le cas où la diffusion multiple prédomine, une méthode de filtrage basée sur la théorie des matrices aléatoires

peut être mise en œuvre pour réduire la contribution de la diffusion multiple [8, 9].

La méthode exposée dans la suite de ce chapitre a pour premier objectif de filtrer le bruit de diffusion simple. Pour un capteur fonctionnant autour de 1 MHz, ce bruit dégrade significativement les images TFM à des profondeurs supérieures à 50 mm. À des distances plus proches du capteur, le bruit de diffusion simple est moins pénalisant mais ce sont les ondes de surface qui introduisent des artefacts d'imagerie. La méthode proposée corrige les images TFM en éliminant le "bruit" lié à ces deux phénomènes (ondes guidées et diffusion par les grains).

2.2 Filtrage des ondes de surface et du bruit par décomposition de l'opérateur de retournement temporel

Cette section rappelle brièvement la méthode DORT et le filtrage par SVD. Ensuite, on propose une méthode de caractérisation des ondes de surface dans la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ par l'étude théorique et expérimentale de leurs valeurs et vecteurs singuliers associés en vue d'une opération d'élimination des modes guidés. Finalement, à partir de l'identification des ondes de surface, on décrit un algorithme de sélection du sous-espace vectoriel associé au défaut afin d'éliminer le bruit de structure.

2.2.1 Principe général du filtrage basé sur la décomposition de $\hat{\mathbf{K}}(f)$

Dans le [chapitre 1](#), la méthode DORT a été présentée comme une technique de focalisation et de détection sélective basée sur l'analyse de l'opérateur de retournement temporel (cf. [1.2.3.1](#)). Cette méthode consiste à décomposer en valeurs singulières la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$, ce qui est équivalent à la diagonalisation de $\hat{\mathbf{K}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$. La

[8] A. Aubry et al., *J. Appl. Phys.*, 2009.

[9] S. Shahjahan et al., *Appl. Phys. Lett.*, 2014.

matrice de transfert s'exprime comme

$$\hat{\mathbf{K}}(f) = \mathbf{U}(f)\mathbf{\Sigma}(f)\mathbf{V}^\dagger(f), \quad (2.7)$$

où $\mathbf{U}(f)$ et $\mathbf{V}(f)$ sont des matrices unitaires qui contiennent les vecteurs propres de $\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{K}}^\dagger(f)$ et $\hat{\mathbf{K}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$, respectivement. L'analyse de la distribution des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ permet de trier les informations contenues dans les signaux d'acquisition, et d'éliminer ainsi le bruit ou le signal inutile avant de constituer une image du milieu.

La matrice de transfert peut être exprimée comme la somme d'une matrice contenant le signal utile et d'une matrice de bruit :

$$\hat{\mathbf{K}}(f) = \sum_{p \in \mathcal{D}} \sigma_p(f) \mathbf{u}_p(f) \mathbf{v}_p^\dagger(f) + \sum_{p \in \mathcal{B}} \sigma_p(f) \mathbf{u}_p(f) \mathbf{v}_p^\dagger(f), \quad (2.8)$$

où $\sigma_p(f)$ est la valeur singulière associée aux vecteurs singuliers $\mathbf{u}_p(f)$ et $\mathbf{v}_p(f)$. L'ensemble \mathcal{D} des valeurs utilisées dans la première matrice correspondent aux indices p des valeurs et des vecteurs singuliers associés à des défauts. L'ensemble \mathcal{B} est le complémentaire de \mathcal{D} et contient les indices des valeurs et des vecteurs singuliers de bruit (ou d'un signal perturbateur).

Tout au long de ce manuscrit, on notera $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ la matrice de transfert filtrée, qui est définie par

$$\hat{\mathbf{K}}'(f) = \sum_{p \in \mathcal{D}} \sigma_p(f) \mathbf{u}_p(f) \mathbf{v}_p^\dagger(f). \quad (2.9)$$

La difficulté du filtrage par SVD réside dans le fait que l'ensemble \mathcal{D} définissant le sous-espace signal varie en fonction de la fréquence, et l'indice $p = 1$ n'appartient pas nécessairement à \mathcal{D} . La décomposition de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ peut faire apparaître plusieurs valeurs singulières fortes à la même fréquence et toutes ne sont pas associées à des diffuseurs du milieu [59], ce qui rend difficile l'identification de l'ensemble \mathcal{D} . Comme on le verra

[59] E. R. Lopez Villaverde et al., in *Phys. Procedia*, 2015.

plus loin, ces valeurs singulières fortes peuvent être associées aux ondes guidées en surface qui introduisent des artefacts dans l'imagerie.

2.2.2 Caractérisation et filtrage des ondes de surface

Pour étudier les valeurs singulières des ondes de surface, la matrice $\mathbf{K}(t)$ a été enregistrée avec un capteur au contact en deux positions au-dessus de l'échantillon en acier moulé (cf. [figure 2.2](#)). Pour la première acquisition, le capteur est positionné sur une zone saine de la pièce (sans défauts). La seconde acquisition a été réalisée en centrant le capteur sur un trou latéral de 2 mm de diamètre et distant de 40 mm de la surface (cf. [figure 2.5](#)).

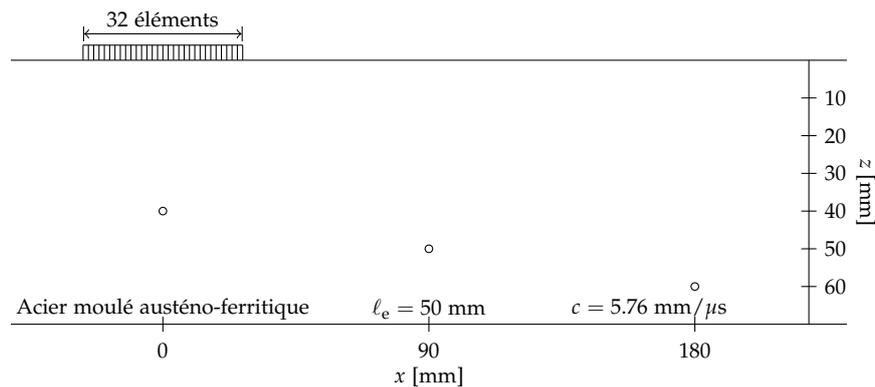


FIGURE 2.5 – Capteur linéaire (32 éléments, fréquence centrale 1,1 MHz) au contact avec un bloc en acier moulé austéno-ferritique. Trois trous de 2 mm de diamètre sont localisés à 40, 50, et 60 mm de profondeur.

Les signaux des deux acquisitions (avec et sans défaut) sont représentés sous la forme de B-scan (voies/temps) sur les [figures 2.6\(a\)](#) et [2.6\(c\)](#). Il s'agit d'une représentation spatio-temporelle des 32 signaux $K_{n1}(t)$ (avec $1 \leq n \leq 32$) enregistrés lorsque l'élément numéro 1 émet. La fenêtre temporelle d'acquisition $[0 - 24 \mu\text{s}]$ est censée contenir les échos de défaut, mais ceux-ci sont masqués par le bruit de structure et d'autres si-

gnaux de plus forte amplitude. Ces signaux correspondent à la propagation d'ondes guidées sous la surface, le long de l'ouverture du capteur : les ondes latérales longitudinales (ou ondes de tête) et les ondes de Rayleigh [60]. Dans l'acier, ces ondes se propagent respectivement à 5,98 mm/ μ s et à 2,96 mm/ μ s [61]. L'amplitude de ces ondes est nettement plus importante que celle de l'onde de volume rétro-diffusée par le défaut. D'autres signaux de forte amplitude apparaissent dans l'acquisition dû au couplage mécanique entre les éléments adjacents [62]. Ces ondes guidées introduisent des artefacts sur les images à proximité de la surface, et sont connues pour être à l'origine de la *zone morte* sous le capteur [63]. Dans cette étude, le filtrage des ondes de tête ne sera pas traité car cette onde se propage presque deux fois plus vite que l'onde de Rayleigh, et n'interagit donc pas avec les ondes de volume lorsque les défauts sont situés à des profondeurs supérieures à 40 mm.

Pour chaque position de la sonde, la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ a été calculée en considérant une fenêtre temporelle plus étroite que la fenêtre d'acquisition afin d'éliminer les signaux saturés dans l'intervalle [0 – 12 μ s]. Cette fenêtre de traitement est comprise entre 12 et 24 μ s et est supposée contenir l'information sur le défaut. Les distributions des 32 valeurs singulières sont présentées sur la [figure 2.6\(b\)](#) (sans défaut) et la [figure 2.6\(d\)](#) (avec défaut). La comparaison des deux distributions met en évidence que la première valeur singulière autour de 1,1 MHz caractérise le défaut. D'autre part, on remarque que cette valeur singulière n'est pas la plus élevée dans tout le spectre. Une paire de valeurs singulières plus élevées est visible autour de 0,8 MHz ; et une autre valeur significative est observée à 0,5 MHz. Les valeurs singulières fortes autour de 0,5 et 0,8 MHz sont associées aux modes guidés : le couplage mécanique (0,5 MHz) et l'onde de Rayleigh (0,8 MHz).

[60] N. Portzgen et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2007.

[61] D. Royer et al., in *1st Int. Symp. Laser Ultrason.: Sci., Tech. App.*, 2008.

[62] W. Qi et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2000.

[63] A. Hanafy, *Ultrason. Imaging*, 1980.

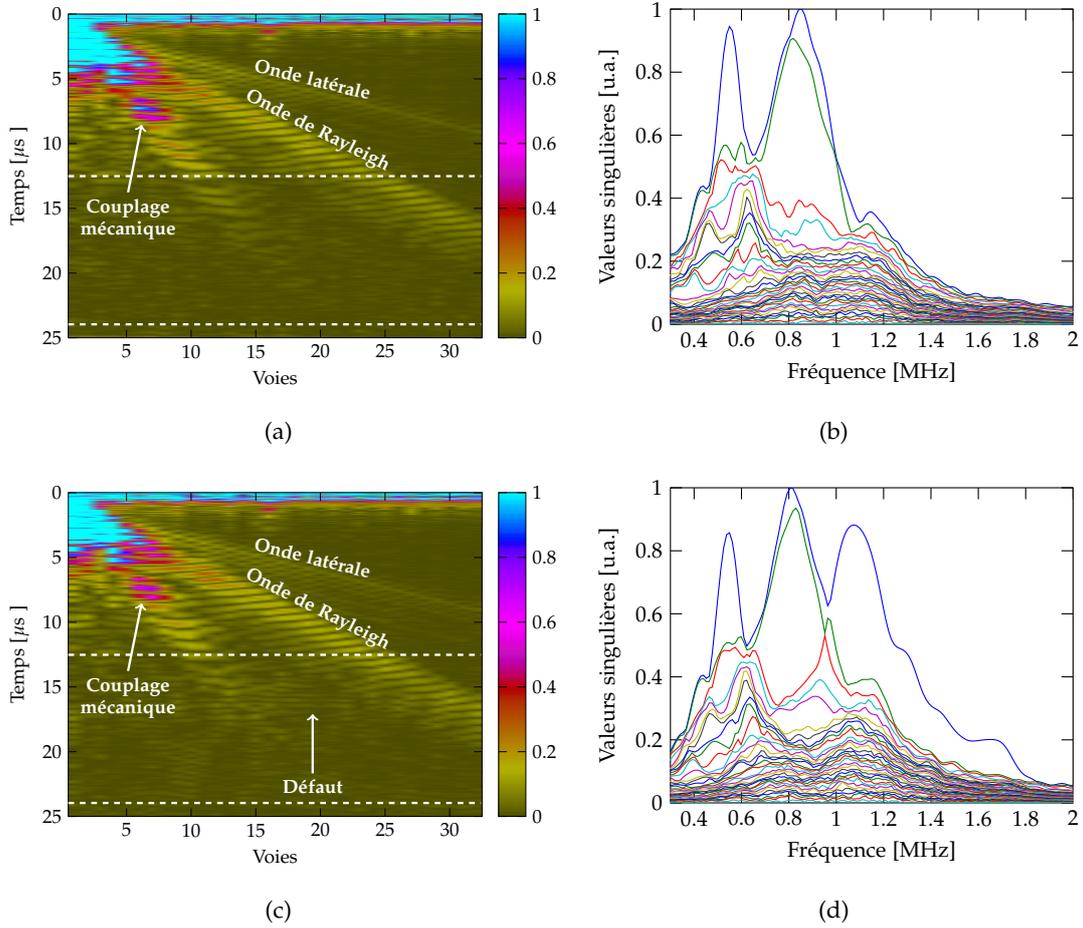


FIGURE 2.6 – B-scans (voies/temps) enregistrés lorsque le premier élément émet et distributions des 32 valeurs singulières : (a) et (b) en zone saine ; (c) et (d) en présence d'un défaut.

Dans l'intervalle $[0,3 - 2 \text{ MHz}]$, le sous-espace vectoriel associé à $\sigma_1(f)$ caractérise à la fois le couplage mécanique, la propagation d'ondes de Rayleigh et la rétro-diffusion par le défaut. Comme le contenu spectral du couplage mécanique se trouve loin de celui du défaut, ce couplage peut être éliminé par un filtrage classique sur les signaux de $\mathbf{K}(t)$ (ex. : filtre passe-haut). Cependant, même après élimination du couplage méca-

nique, la rétro-propagation du premier vecteur singulier (cf. 1.2.3.1) donne une image dégradée du défaut en raison de la forte contribution des ondes de Rayleigh. La résolution axiale n'est pas satisfaisante car le sous-espace vectoriel associé à $\sigma_1(f)$ contient l'information sur le défaut dans une bande fréquentielle étroite. La rétro-propagation de v_1 n'apporte aucune amélioration notable par rapport à une image TFM sans traitement particulier [64, 65].

2.2.2.1 Expression analytique des valeurs singulières associées aux ondes de surface

La figure 2.6 montre que les ondes de Rayleigh interfèrent avec les échos des défauts, et que ces ondes guidées ne peuvent être éliminées par des filtres conventionnels car leur contenu spectral est proche de la fréquence centrale du capteur. C'est pourquoi, une méthode de filtrage plus efficace, basée sur la décomposition en valeurs singulières, a été mise en œuvre.

Par souci de concision, on considère qu'il existe seulement un type d'onde de surface dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$. La fonction de transfert idéale entre l'émetteur m et le récepteur n s'écrit alors

$$\hat{K}_{nm}(f) = \exp\left(-j\frac{2\pi f}{c_s}|n-m|d - \alpha_s(f)|n-m|d\right), \quad (2.10)$$

où d est le pas inter-éléments, c_s est la vitesse de propagation de l'onde de surface, et $\alpha_s(f) \geq 0$ est le coefficient d'atténuation de l'onde de surface. Les valeurs singulières $\sigma_p(f)$ de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ peuvent être exprimées en diagonalisant l'opérateur de retournement temporel $\Lambda(f) = \hat{\mathbf{K}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$. Dans l'annexe B.1, on démontre que la composante nm

[64] A. Van Pamel et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2014.

[65] E. Lopez Villaverde et al., *in AIP Conf. Proc.*, 2016.

de l'opérateur $\Lambda(f)$ peut s'écrire

$$\begin{aligned} \Lambda_{nm}(f) = & e^{j\frac{2\pi f}{c_s}(n-m)d} e^{-(n-1)\alpha_s(f)d} \frac{\sinh(m\alpha_s(f)d)}{\sinh(\alpha_s(f)d)} \\ & + e^{-(n-m)\alpha_s(f)d} \frac{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}(n-m-1)d\right)}{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}d\right)} \\ & + e^{-j\frac{2\pi f}{c_s}(n-m)d} e^{-(N-m)\alpha_s(f)d} \frac{\sinh((N-n+1)\alpha_s(f)d)}{\sinh(\alpha_s(f)d)}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

pour $m \leq n$. Comme $\Lambda(f)$ est à symétrie Hermitienne, les composantes au-dessus de la diagonale principale sont $\Lambda_{nm}(f) = \Lambda_{mn}^*(f)$ où $m > n$.

Dans la suite, pour faciliter l'interprétation des valeurs et des vecteurs propres, on considère que l'atténuation des ondes guidées est négligeable dans la bande passante, soit $\alpha_s(f) = 0$. Cette hypothèse simplifie l'équation (2.11) qui devient

$$\Lambda_{nm}(f) = m e^{j\frac{2\pi f}{c_s}(n-m)d} + \frac{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}(n-m-1)d\right)}{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}d\right)} + (N-n+1) e^{-j\frac{2\pi f}{c_s}(n-m)d}. \quad (2.12)$$

Les composantes diagonales $\Lambda_{nn}(f)$ sont constantes et égales à N , et toutes les autres composantes sont périodiques et de période $\frac{c_s}{2d}$. Par conséquent, les valeurs singulières $\sigma_p(f)$ sont également périodiques et de même période. L'évolution des $N = 32$ valeurs singulières est donnée sur la figure 2.7(a) en fonction de la fréquence f .

On observe des maxima aux fréquences de résonance $f_q^r = \frac{c_s}{2d}q$, pour tout $q \in \mathbb{Z}$. À ces fréquences, il existe une seule valeur singulière non nulle. En effet, comme

$$\Lambda_{nm}\left(f_q^r = \frac{c_s}{2d}q\right) = (-1)^{(n-m)q}N, \quad (2.13)$$

l'opérateur de retournement temporel $\Lambda(f)$ est une matrice de rang 1 avec une seule valeur propre non nulle $\mu_1(f_q^r) = N^2$, et donc $\sigma_1(f_q^r) = N$. Cette dernière est associée au vecteur $\mathbf{v}_1(f_q^r) = \left[\frac{1}{\sqrt{N}}, \frac{(-1)^q}{\sqrt{N}}, \frac{1}{\sqrt{N}}, \frac{(-1)^q}{\sqrt{N}}, \dots, \frac{1}{\sqrt{N}}, \frac{(-1)^q}{\sqrt{N}}\right]^T$.

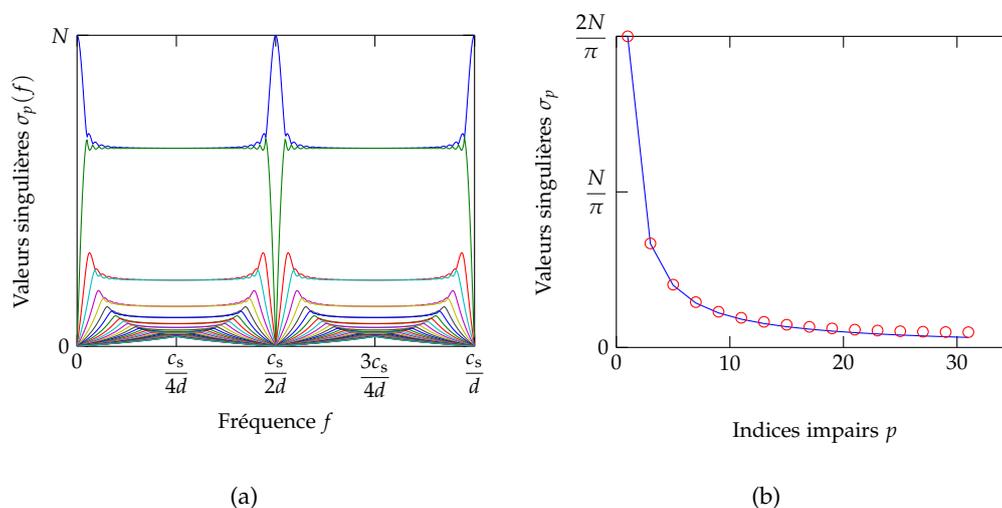


FIGURE 2.7 – (a) Distribution théorique des valeurs singulières $\sigma_p(f)$ de $\hat{\mathbf{K}}(f)$. (b) Valeurs singulières σ_p à $f_1^p = \frac{c_s}{4d}$ pour les indices p impairs et courbe de tendance associée.

En dehors des fréquences de résonance, les valeurs singulières sont toutes non nulles et se regroupent par paires. Aux fréquences particulières $f_q^p = \frac{c_s}{4d}(2q - 1)$, les valeurs singulières sont strictement identiques deux à deux, c'est-à-dire : $\sigma_1(f_q^p) = \sigma_2(f_q^p)$, $\sigma_3(f_q^p) = \sigma_4(f_q^p)$, \dots , $\sigma_{N-1}(f_q^p) = \sigma_N(f_q^p)$. Dans l'annexe B.2, on démontre que, pour toutes les fréquences $f \neq f_q^r$, les valeurs singulières obéissent à la loi théorique :

$$\sigma_p(f) = \begin{cases} \frac{2N}{\pi p} & \text{si } p \text{ est impair} \\ \sigma_{p-1}(f) & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{pour } 1 \leq p \leq N. \quad (2.14)$$

À la fréquence particulière f_q^p , les phases "déroulées" des deux premiers vecteurs singuliers sont définies par :

$$[\arg \mathbf{v}_1(f_q^p)]_n = (n - 1) \frac{\pi}{2}, \quad (2.15)$$

$$[\arg \mathbf{v}_2(f_q^p)]_n = (N - n) \frac{\pi}{2}. \quad (2.16)$$

Les phases de ces deux vecteurs sont donc linéaires en fonction de l'indice n des

éléments, et leurs pentes sont opposées. Ils caractérisent deux ondes se propageant à la même vitesse c_s dans des directions opposées.

Cette étude théorique de la SVD de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ démontre que le continuum de valeurs singulières est bien lié à la présence d'ondes de surface. La phase linéaire des ondes de surface décrit leur déplacement le long de la barrette, alors que celle d'une onde de volume rétro-diffusée par un diffuseur représente un front d'onde hyperbolique (cf. vecteurs singuliers temporels sur la [figure 1.11](#)). Le contenu spectral principal des ondes surface est représenté par la première paire de valeurs singulières et les deux vecteurs associés. Ce sont ces deux valeurs qui contribuent le plus à l'apparition d'artefacts sur les images TFM. Les autres paires de valeurs singulières apportent une information complémentaire pour décrire complètement la propagation des ondes de surface, mais leur contribution est négligeable en imagerie.

2.2.2.2 Comparaison des valeurs singulières théoriques et expérimentales

Il s'agit ici de valider les valeurs singulières théoriques en les comparant à celles expérimentales. Pour ce faire, un masque temporel est appliqué aux signaux expérimentaux pour conserver uniquement les contributions des ondes de Rayleigh (voir [figure 2.8](#)). La matrice de transfert expérimentale est ensuite calculée, et décomposée en valeurs singulières fréquence par fréquence.

Pour comparer idéalement les valeurs singulières théoriques aux valeurs expérimentales, la largeur de bande et l'atténuation des ondes de Rayleigh doivent être prises en compte dans la matrice de transfert théorique. Les composantes de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ s'écrivent alors

$$\hat{K}_{nm}(f) = |\hat{s}_R(f)| \exp\left(-j\frac{2\pi f}{c_R}|n-m|d - \alpha_R(f)|n-m|d\right), \quad (2.17)$$

où $c_R = 2,85 \text{ mm}/\mu\text{s}$ est la vitesse mesurée de l'onde de Rayleigh, $|\hat{s}_R(f)|$ est le spectre d'émission normalisé des ondes de Rayleigh (moyenne de 32 spectres mesurés avec

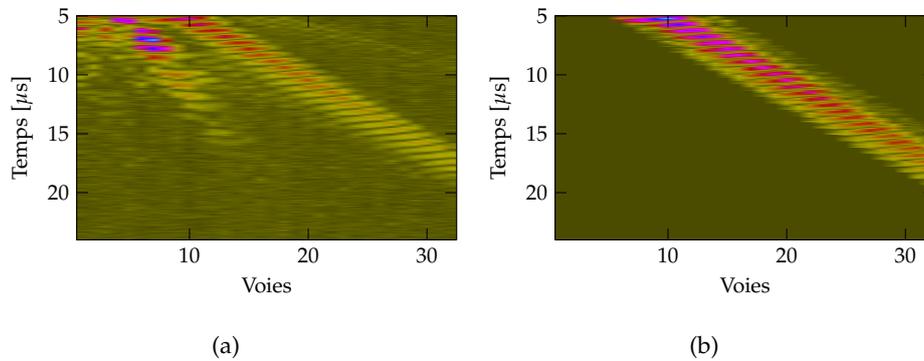


FIGURE 2.8 – (a) B-scan (voies/temps) original lorsque le premier élément fonctionne comme émetteur. (b) B-scan (voies/temps) en appliquant un masque temporel pour isoler les ondes de Rayleigh.

des récepteurs proches des émetteurs), et $\alpha_R(f)$ est leur atténuation mesurée [66]. Ces deux caractéristiques des ondes de Rayleigh sont tracées en fonction de la fréquence sur la figure 2.9.

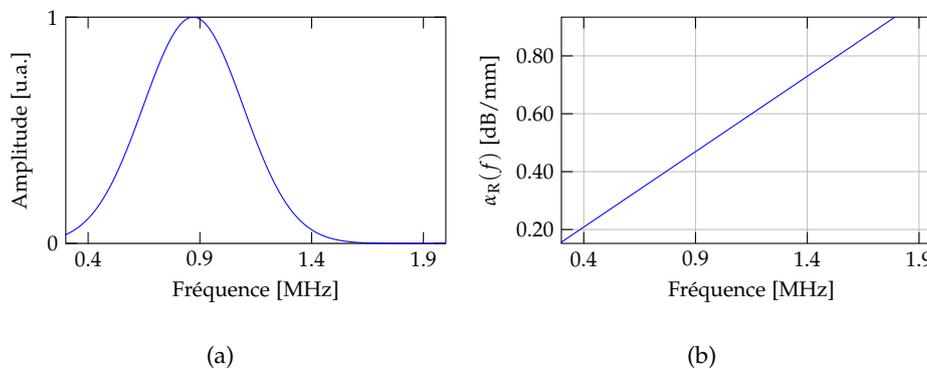


FIGURE 2.9 – Caractéristiques des ondes de Rayleigh dans un acier moulé austéno-ferritique : (a) spectre d'émission de l'onde de Rayleigh, et (b) son atténuation en dB/mm.

Les spectres des valeurs singulières théoriques et expérimentales sont présentés sur la figure 2.10, et l'on constate un très bon accord entre la théorie et l'expérience. La

[66] W. Hassan et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 1998.

distribution expérimentale fait bien apparaître des valeurs singulières fortes qui se regroupent par paires. En accord avec la théorie, on observe bien un détachement d'une seule valeur singulière à la fréquence de résonance $f_1^r = 1,04$ MHz, mais les autres valeurs restent à un niveau significatif contrairement à ce que prédit le modèle théorique (cf. [figure 2.7\(a\)](#)). Ceci s'explique par le fenêtrage temporel utilisé pour éliminer les signaux saturés entre 0 et 5 μ s (les ondes de Rayleigh sont enregistrées à partir de l'instant $t = 5 \mu$ s).

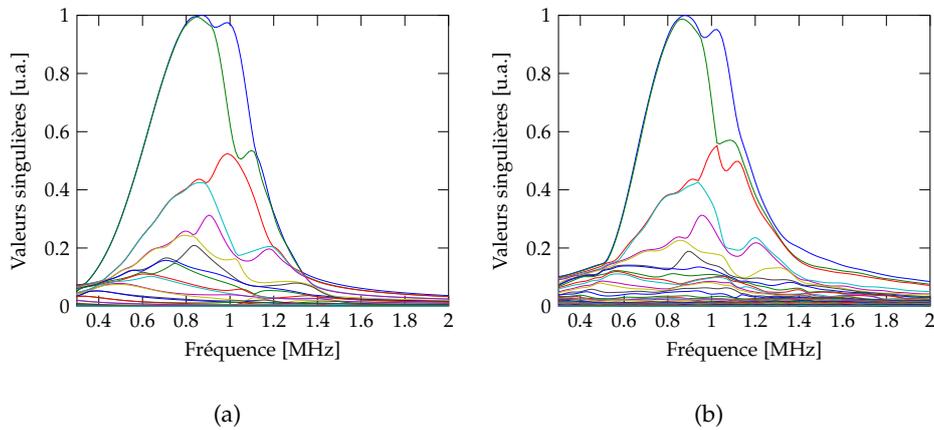


FIGURE 2.10 – Spectre des valeurs singulières associées à la propagation d’ondes de Rayleigh : (a) valeurs théoriques, et (b) valeurs expérimentales.

Les phases des vecteurs singuliers \mathbf{v}_1 et \mathbf{v}_2 à la fréquence $f_1^p = 0,52$ MHz sont bien linéaires et de pentes opposées entre 0 et 45 rad (voir [figure 2.11](#)), en accord avec les [équations \(2.15\)](#) et [\(2.16\)](#). Au-delà de 45 rad, les phases des vecteurs se “replient” et tendent vers 0 car la fenêtre temporelle de traitement [0 – 24 μ s] ne contient pas tous les signaux associés aux ondes de Rayleigh.

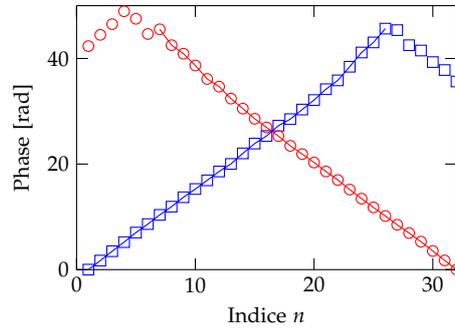


FIGURE 2.11 – Phases des vecteurs expérimentaux \mathbf{v}_1 (rouge) et \mathbf{v}_2 (bleu) à $f_1^p = 0,52$ MHz.

2.2.2.3 Élimination des contributions des ondes de surface dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$

L'analyse présentée en 2.2.2.1 et 2.2.2.2 permet d'identifier le sous-espace signal associé aux ondes de surface et d'éliminer leur contribution dans la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Il suffit en effet de repérer une paire de valeurs singulières fortes dans le spectre, et de vérifier si les vecteurs singuliers associés ont des phases linéaires avec des pentes opposées. Les ondes de surface sont filtrées en éliminant le sous-espace qui satisfait ces deux caractéristiques. Dans les aciers à gros grains, le sous-espace signal des ondes de surface est de dimension réduite (très inférieure à N) du fait de la présence du bruit de structure. C'est ce qui est observé sur la figure 2.6(d) où une seule paire de valeurs singulières caractérisent les ondes de surface. Les valeurs singulières sur la figure 2.12(c) montrent que, pour ce défaut situé à 40 mm de profondeur, le filtrage permet de bien distinguer le sous-espace signal du défaut sur une large bande fréquentielle allant de 0,8 à 2 MHz. Dans l'équation (2.9), la matrice de transfert débruitée $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ est donc définie avec $\mathcal{D} = \{1\}$ dans cette plage fréquentielle. Cependant, l'image TFM calculée avec la matrice $\mathbf{K}'(t)$ ne sera pas optimale car le spectre du défaut n'est pas extrait dans sa totalité. D'autre part, comme on le verra dans la suite, l'identification du sous-espace signal associé au défaut devient moins évidente à d'autres profondeurs car le signal devient comparable au niveau de bruit.

2.2.3 Filtrage du bruit de structure

La méthode de filtrage de bruit présentée dans cette section repose sur la capacité de la méthode DORT à extraire les fonctions de Green de réflecteurs dans un milieu dont les propriétés sont méconnues. En suivant le raisonnement décrit en 2.2.2, les valeurs singulières des ondes de surface et celle du couplage mécanique peuvent être facilement identifiées pour ne conserver que le signal utile dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Ensuite, s'il existe une fréquence f_d dans le spectre où l'on connaît l'indice p de la valeur singulière associée au défaut (f_d est souvent la fréquence centrale du capteur où, le plus souvent, $p = 1$), le vecteur singulier $\mathbf{v}_p(f_d)$ peut être utilisé pour isoler le signal et filtrer le bruit dans la totalité du spectre.

2.2.3.1 Séparation du signal et du bruit par intercorrélation de lois de retards

Dans l'exemple donné sur la figure 2.6(d), la phase du premier vecteur singulier à la fréquence $f_d = 1,1$ MHz contient la loi de retards pour focaliser sur le défaut. Cette loi est alors prise comme référence pour identifier à chaque fréquence l'indice $p(f)$ du vecteur singulier associé au défaut. Les lois de retards τ_n sont extraites des vecteurs $\mathbf{v}_n(f)$ à l'aide de l'équation (1.25). La loi de référence τ_{ref} se calcule de la même manière

$$\tau_{\text{ref}} = \frac{\max(\arg \mathbf{v}_1(f_d)) - \arg \mathbf{v}_1(f_d)}{2\pi f_d}. \quad (2.18)$$

Les vecteurs associés au sous-espace sont identifiés en déterminant l'indice $p(f)$ qui maximise l'intercorrélation entre τ_{ref} et les lois $\tau_n(f)$, ce qui s'écrit

$$p(f) = \arg \max_n \left(\frac{\tau_n^\dagger(f) \tau_{\text{ref}}}{\|\tau_n(f)\| \|\tau_{\text{ref}}\|} \right). \quad (2.19)$$

Cette équation donne l'indice, fréquence par fréquence, du vecteur singulier caractérisant la propagation du réseau vers le défaut. L'intérêt de cet algorithme est qu'il peut

identifier l'ensemble \mathcal{D} dans l'équation (2.9) même lorsque $p(f) \neq 1$ (ex. : cas d'une valeur singulière associée à un défaut inférieure aux valeurs de bruit) [11]. La connaissance de $p(f)$ à toutes les fréquences permet de construire une matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ dénuée de bruit de structure, et ne comportant plus aucune contribution du couplage mécanique (et des ondes de Rayleigh précédemment filtrées).

Cependant, l'extraction de la loi de retards selon l'équation (1.25) peut poser certains problèmes. En pratique, on calcule les phases des N composantes du vecteur complexe qui sont comprises entre $-\pi$ et π , puis on déroule la phase. Le déroulement de phase consiste à additionner des multiples de $\pm 2\pi$ lorsqu'une discontinuité existe entre les phases de deux composantes consécutives. En notant $\Delta\tau_{\max} = \max_i (|[\tau_{\text{ref}}]_{i+1} - [\tau_{\text{ref}}]_i|)$, pour $1 \leq i \leq N - 1$, l'écart maximal entre deux composantes consécutives de τ_{ref} , la phase est correctement déroulée si $2\pi f \Delta\tau_{\max} < \pi$. En d'autres termes, la loi de retards peut être extraite de $\mathbf{v}_n(f)$ si la condition suivante est satisfaite :

$$f < \frac{1}{2\Delta\tau_{\max}}. \quad (2.20)$$

D'autre part, quelle que soit la position du point focal, une loi de retards vérifie nécessairement $\Delta\tau_{\max} \leq d/c$. L'inégalité (2.20) devient alors

$$f < \frac{c}{2d}. \quad (2.21)$$

Cette condition est celle déjà présentée en 1.1.3.3. Il s'agit de la condition sur le pas inter-éléments pour éviter les lobes de réseau à la fréquence f . Dans notre configuration d'inspection (cf. figure 2.5) où $d = 1,4$ mm et $c = 5,76$ mm/ μ s, on peut théoriquement extraire une loi de retards jusqu'à 2 MHz, ce qui ne pose pas de problème étant donné la fréquence centrale ($f_0 = 1,1$ MHz) et la bande passante du capteur (60% à -6 dB). Par contre, l'inégalité (2.20) montre que cette méthode d'intercorrélation de

[11] E. Lopez Villaverde et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2016.

lois de retards devient invalide pour des capteurs à très larges bandes ou lorsque le découpage multiéléments ne vérifie pas $d < \lambda/2$, ce qui est fréquent en CND (voir le [chapitre 3](#) dédié à l'imagerie dans le polyéthylène).

2.2.3.2 Séparation du signal et du bruit par intercorrélacion de vecteurs singuliers

Compte tenu des limitations de la méthode d'identification du défaut par intercorrélacion de lois de retards, on propose ici une méthode plus robuste qui reste valide à toutes les fréquences. Pour cela, on considère que la composante n du vecteur singulière $\mathbf{v}_p(f)$ s'écrit, à un facteur de normalisation près [67],

$$[\mathbf{v}_p(f)]_n = \frac{D_n(\mathbf{r}^d, f) \exp\left(j\frac{2\pi f}{c} \|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\|\right)}{\sqrt{f \|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\|}}, \quad (2.22)$$

où \mathbf{r}^d est le vecteur repérant la position du défaut, et $D_n(\mathbf{r}^d, f)$ est la directivité de l'élément n en direction du défaut (cf. [équation \(1.12\)](#)). L'intercorrélacion entre deux vecteurs associés au même défaut, mais à différentes fréquences f_1 et f_2 , peut s'écrire

$$\left| \mathbf{v}_p^\dagger(f_1) \mathbf{v}_q(f_2) \right| = \left| \sum_{n=1}^N \frac{D_n(\mathbf{r}^d, f_1) D_n(\mathbf{r}^d, f_2)}{\sqrt{f_1 f_2} \|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\|} e^{-j2\pi \|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\| (f_1 - f_2)/c} \right|. \quad (2.23)$$

Il est clair que l'intercorrélacion est maximisée lorsque $f_1 - f_2 = 0$. Si ces fréquences sont choisies extrêmement proches, le coefficient d'intercorrélacion tend vers 1. Sachant que $\mathbf{v}_1(f_d)$ est le vecteur associé au défaut et que $p(f_d) = 1$, on peut calculer $p(f)$ par intercorrélacion de vecteurs de proche en proche :

$$p(f) = \arg \max_n \left(\left| \mathbf{v}_n^\dagger(f) \mathbf{v}_{p(f-\Delta f)}(f - \Delta f) \right| \right) \quad \text{pour } f > f_d, \quad (2.24)$$

où Δf est le pas fréquentiel. De manière analogue, on calcule $p(f)$ pour les fréquences $f < f_d$, en calculant dans le sens des fréquences décroissantes.

[67] J.-G. Minonzio et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006.

Cette méthode permet d'éviter le problème lié au déroulement de phase mais, comme le suivi dépend du vecteur précédent, un mauvais choix de p à une fréquence donnée peut déstabiliser l'algorithme. C'est notamment le cas aux fréquences où il y a croisement de valeurs singulières (ex. : celles du défaut et des ondes de surface), ou lorsque le niveau de bruit est très important.

Pour pallier cet inconvénient, on se propose de combiner l'extraction des informations à la fréquence de détachement f_d et l'intercorrélation des vecteurs singuliers. Pour cela, on exploite à la fois la loi de retards τ_{ref} et la loi d'amplitude normalisée : $\mathbf{a}_{\text{ref}} = |\mathbf{v}_1(f_d)| / \|\mathbf{v}_1(f_d)\|$, pour construire un vecteur de référence $\mathbf{v}_{\text{ref}}(f)$ dont ses composantes s'expriment par

$$[\mathbf{v}_{\text{ref}}(f)]_n = [\mathbf{a}_{\text{ref}}]_n \exp(j2\pi f[\tau_{\text{ref}}]_n). \quad (2.25)$$

Par suite, l'indice p peut être identifié par l'intercorrélation de vecteurs :

$$p(f) = \arg \max_n \left(\left| \mathbf{v}_n^\dagger(f) \mathbf{v}_{\text{ref}}(f) \right| \right). \quad (2.26)$$

Par rapport à la précédente méthode de séparation du signal et du bruit basée sur des intercorrélations de lois de retards, celle-ci est plus robuste car la phase des vecteurs est extraite une seule fois à la fréquence f_d , et le problème lié au déroulement de la phase est donc moins fréquent. La plus grande robustesse de cette méthode s'explique aussi par la prise en compte dans l'algorithme de l'information de phase et d'amplitude contenue dans les vecteurs à toutes les fréquences. Par la suite, c'est cet algorithme de tri de valeurs singulières qui sera utilisé pour filtrer le bruit de structure. La [figure 2.12\(e\)](#) montre les valeurs singulières (en rouge) associées au défaut à toutes les fréquences en appliquant l'algorithme de tri (les valeurs singulières des ondes de surface ont été préalablement filtrées en suivant la procédure décrite en [2.2.2.3](#))

2.2.3.3 Apport du filtrage sur les signaux temporels

Pour démontrer l'apport du filtrage par SVD, ce paragraphe présente les signaux temporels dans la fenêtre temporelle $[12 - 24 \mu\text{s}]$ en éliminant, étape par étape, les contributions gênantes pour l'imagerie du défaut (contributions du bruit, des ondes de surface, et du couplage inter-éléments). Ces signaux sont extraits de la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}'(t)$, calculée par transformée de Fourier inverse de la matrice de transfert filtrée $\hat{\mathbf{K}}'(f)$.

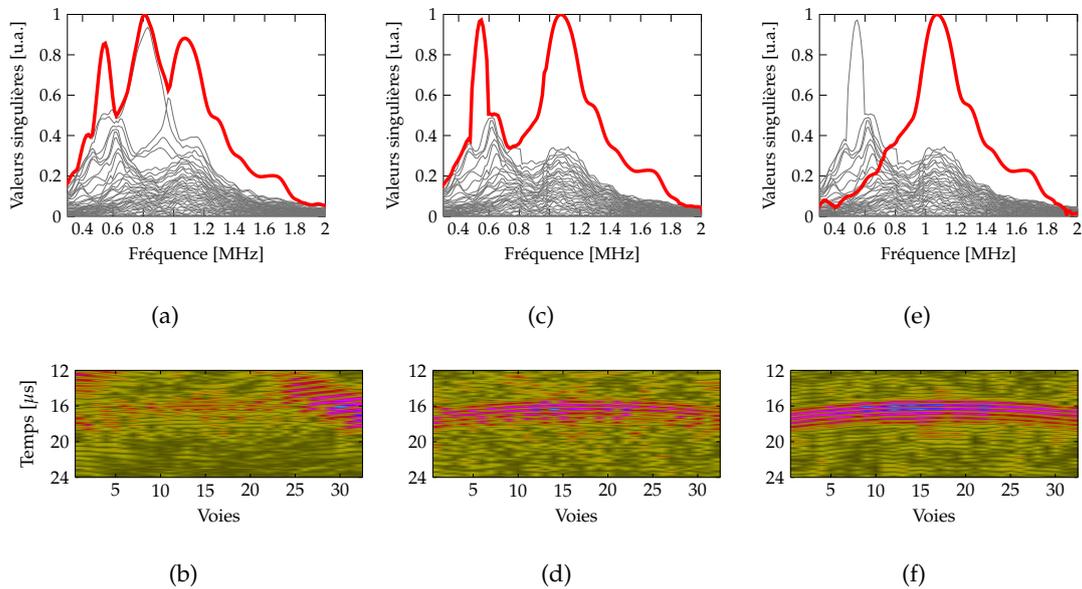


FIGURE 2.12 – Élimination étape par étape des contributions pouvant dégrader l'image du défaut : filtrage du bruit (a) et (b); filtrage des ondes de surface (c) et (d); et filtrage du couplage inter-éléments (e) et (f). À chaque étape, la valeur $\sigma_{p(f)}(f)$ identifiée pour construire $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ est surlignée en rouge sur le spectre des valeurs singulières. Les signaux temporels filtrés $K'_{n1}(t)$ sont affichés sous la forme de B-scan (voies/temps).

À chaque étape de filtrage, la [figure 2.12](#) indique la valeur singulière retenue pour constituer $\mathbf{K}'(t)$, et affiche les 32 signaux $K'_{n1}(t)$ (pour $1 \leq n \leq 32$) sous la forme

d'un B-scan (voies/temps). Tout d'abord, ces résultats confirment que la méthode empirique consistant à sélectionner la première valeur singulière à toutes les fréquences (voir [figure 2.12\(a\)](#)) n'est pas complètement satisfaisante. L'élimination d'une partie du bruit fait émerger l'écho du défaut sur les signaux (voir [figure 2.12\(b\)](#)), mais les contributions des modes guidés (ondes de Rayleigh et couplage inter-éléments) restent toujours très présentes. Ces modes guidés sont à l'origine d'artefacts d'imagerie et, d'autre part, dégradent l'écho car la sélection de la première valeur singulière fait qu'une partie de la réponse fréquentielle du défaut est contenue dans $\hat{\mathbf{K}}'(f)$. L'écho de défaut sur la [figure 2.12\(d\)](#) s'obtient en éliminant les paires de valeurs singulières associées aux ondes de Rayleigh, et en sélectionnant ensuite la première valeur singulière pour toutes les fréquences (voir [figure 2.12\(c\)](#)). On observe une nette amélioration de l'écho, même si une partie de la réponse fréquentielle du défaut est encore masquée par le couplage inter-éléments aux basses fréquences. Enfin, en utilisant la méthode plus robuste de tri des valeurs singulières basée sur l'intercorrélacion de vecteurs singuliers, il est possible d'extraire toute la réponse fréquentielle du défaut (voir [figure 2.12\(e\)](#)) car l'algorithme est capable d'identifier une valeur singulière associée à un écho même si ce n'est pas la première valeur du spectre. Ici, les contributions du bruit et du couplage inter-éléments aux basses fréquences sont complètement éliminées de $\hat{\mathbf{K}}'(f)$, ce qui fournit des signaux quasi dépourvus de bruit sur la [figure 2.12\(f\)](#).

2.2.4 Images TFM après filtrage du bruit et des ondes de surface

Dans cette sous-section, les images TFM débruitées sont calculées à partir de la matrice filtrée $\mathbf{K}'(t)$. Ces images sont comparées avec celles issues de la matrice non filtrée $\mathbf{K}(t)$, et avec les images obtenues par rétro-propagation numérique du vecteur $\mathbf{v}_1(f, T(z))$ (cf. [équation \(1.27\)](#)). La largeur de la fenêtre glissante $T(z)$ correspond à la durée de l'impulsion d'excitation, soit $3 \mu\text{s}$.

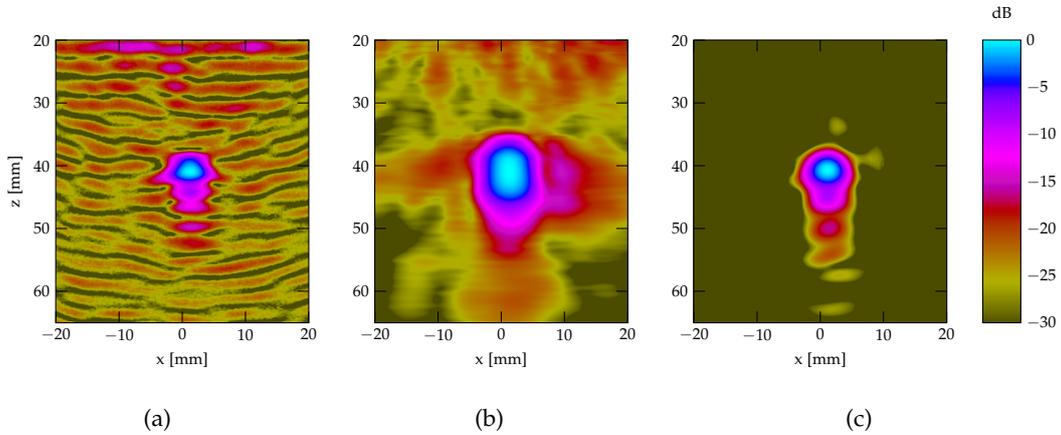


FIGURE 2.13 – Images du défaut à 40 mm de profondeur : (a) image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}(t)$, (b) image calculée par la rétro-propagation de $\mathbf{v}_1(f, T(z))$, (c) image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}'(t)$.

Les trois images du même défaut sont données sur la [figure 2.13](#). Les images sont de dimensions $40 \times 45 \text{ mm}^2$ et sont centrées sur le défaut. L'amplitude des images est exprimée en dB avec une dynamique de 30 dB. Comme attendu, l'image TFM de référence sur la [figure 2.13\(a\)](#) présente un niveau de bruit important. Ce bruit est essentiellement introduit par la structure granulaire de l'acier, alors que l'artefact à proximité de $z = 20 \text{ mm}$ est dû aux modes guidés (couplage mécanique et ondes de surface). L'image par rétro-propagation de $\mathbf{v}_1(f, T(z))$ est une tache focale centrée sur le défaut (cf. [figure 2.13\(b\)](#)) et, en raison du problème lié au fenêtrage mentionné au [chapitre 1](#) (cf. [1.2.3.1](#)), on constate que les résolutions axiale et latérale sont dégradées par rapport à l'image TFM. De plus, même après filtrage du bruit de structure, cette image reste bruitée en raison de la contribution des modes guidés, notamment aux faibles profondeurs. Finalement, l'image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}'(t)$ montre une réduction notable du bruit par rapport aux images précédentes. L'artefact occasionné par les ondes de surface est complètement éliminé et le bruit de structure est significativement réduit. Le niveau de bruit moyen sur cette image est inférieur à -30 dB ,

alors que l'amplitude moyenne de bruit est -13 dB sur les deux autres images.

Pour évaluer la robustesse de la méthode de filtrage, la matrice $\mathbf{K}(t)$ a été enregistrée en positionnant la sonde au-dessus de défauts situés à 50 et 60 mm de profondeur (cf. [figure 2.5](#)). À 1,1 MHz, le libre parcours moyen élastique ℓ_e est égal à 50 mm, ce qui indique que ces défauts sont localisés dans une région où l'amplitude du signal est proche du niveau du bruit. La procédure de filtrage reste identique à celle exposée pour le défaut à 40 mm (la méthode de séparation du signal et du bruit est celle basée sur l'intercorrélation de vecteurs singuliers fréquence par fréquence). Les valeurs singulières des matrices de transfert d'origine $\hat{\mathbf{K}}(f)$, et celles sélectionnées pour construire $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ sont affichées sur la [figure 2.14](#).

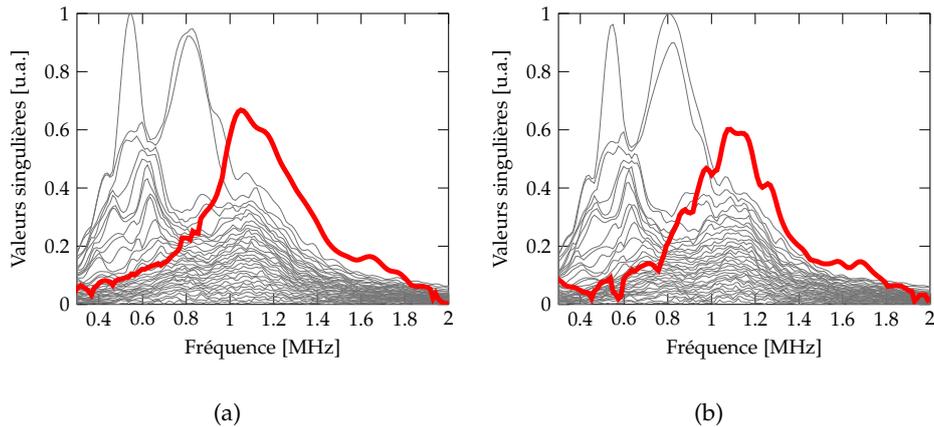


FIGURE 2.14 – Distribution des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ et valeur $\sigma_{p(f)}(f)$ (en rouge) caractérisant l'écho : (a) d'un défaut à 50 mm, et (b) d'un défaut à 60 mm de profondeur.

Pour les fréquences supérieures à 1 MHz, la première valeur singulière est celle associée au défaut et la sélection de cette unique valeur pour construire $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ permet d'éliminer la contribution du bruit de structure. On note que la méthode de filtrage permet d'extraire de l'information sur les deux défauts jusqu'à une fréquence maxi-

male de 1,8 MHz. Dans la bande fréquentielle $[0,3 - 1 \text{ MHz}]$, les valeurs singulières des défauts deviennent très inférieures à celles associées aux ondes guidées ou au couplage inter-éléments. Par exemple, autour de 0,7 MHz, l'indice de la valeur singulière du défaut à 60 mm est $p = 15$. L'algorithme de suivi des valeurs singulières est capable d'identifier la réponse fréquentielle du défaut, même à ces basses fréquences, pour préserver l'intégralité du signal utile.

Les images TFM calculées à partir des matrices filtrées $\mathbf{K}'(t)$ sont également comparées avec la rétro-propagation du premier vecteur singulier et les images TFM sans traitement. Celles-ci sont présentées sur les figures 2.15 et 2.16. Comme précédemment, l'algorithme TFM sans traitement et la rétro-propagation d'un vecteur singulier fournissent des images très bruitées. Après filtrage, le bruit sur l'image TFM est considérablement réduit pour chacun des défauts.

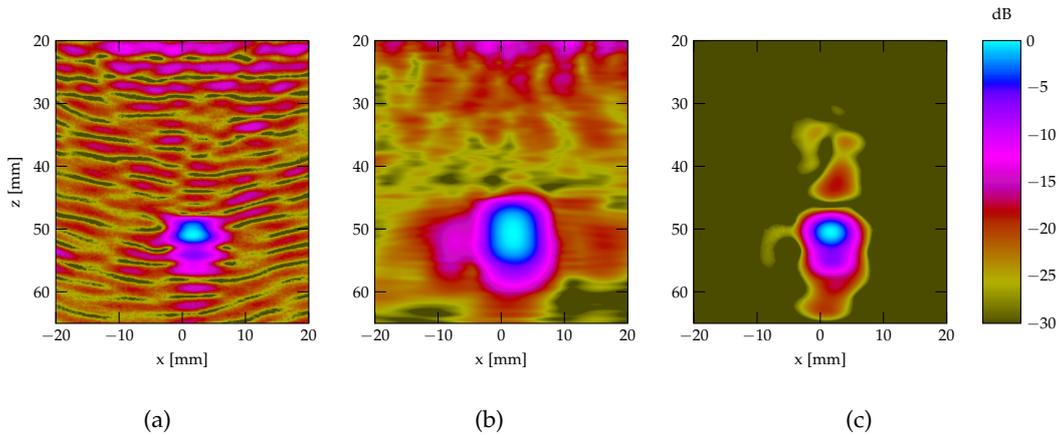


FIGURE 2.15 – Images du défaut à 50 mm de profondeur : (a) image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}(t)$, (b) image calculée par la rétro-propagation de $\mathbf{v}_1(f, T(z))$, (c) image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}'(t)$.

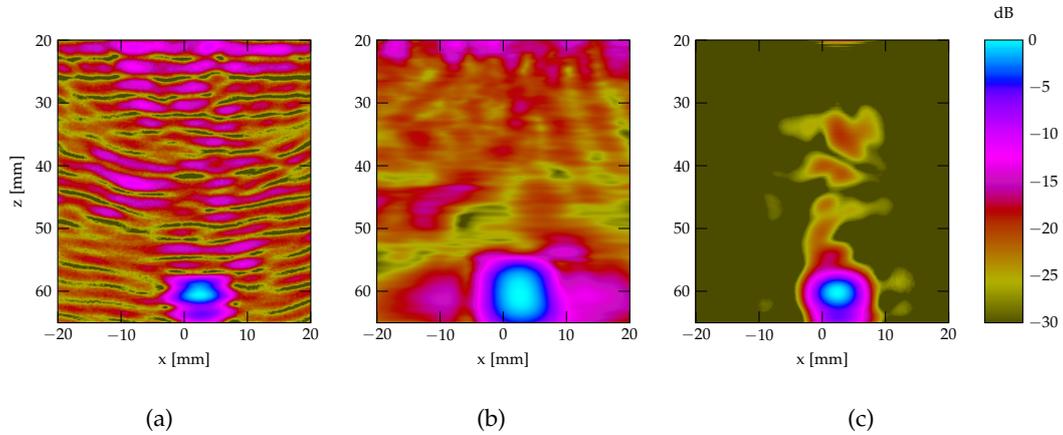


FIGURE 2.16 – Images du défaut à 60 mm de profondeur : (a) image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}(t)$, (b) image calculée par la rétro-propagation de $\mathbf{v}_1(f, T(z))$, (c) image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}'(t)$.

Tout au long de ce manuscrit, le RSB des images sera estimé en utilisant la définition suivante :

$$\text{RSB}_{\text{dB}} = 20 \log_{10} \left(\frac{I_{\text{max}}}{\sqrt{\langle I_{\text{bruit}}^2(\mathbf{r}) \rangle}} \right), \quad (2.27)$$

où I_{max} est le maximum d'amplitude de l'écho du défaut, et $\langle I_{\text{bruit}}^2(\mathbf{r}) \rangle$ est la moyenne quadratique du bruit sur l'image en l'absence de défaut.

Le [tableau 2.1](#) regroupe les valeurs de RSB pour les trois méthodes et pour les différents défauts. À la lecture du tableau, on constate que la rétro-propagation n'apporte aucune amélioration en termes de RSB par rapport à une image TFM sans filtrage. Lorsque le filtrage par SVD est appliqué, les trois défauts sont imagés sans altération des résolutions latérale et axiale, et avec une augmentation du RSB comprise entre 12 et 19 dB par rapport aux images TFM sans filtrage, ou calculées par rétro-propagation.

Profondeur (mm)	TFM (dB)	Rétro-propagation (dB)	TFM+DORT (dB)
40	23	23	42
50	21	21	34
60	19	19	31

TABLEAU 2.1 – Rapports signal sur bruit (RSB) mesurés sur les images calculées avec la méthode TFM, la rétro-propagation de $v_1(f, T(z))$, et avec la méthode TFM combinée à la méthode DORT.

2.3 Imagerie en dehors de l'ouverture du capteur avec des sources virtuelles

En CND, il arrive souvent d'inspecter des zones en dehors de l'ouverture du capteur, par exemple, lorsque l'état de la surface empêche le contrôle en incidence normale (ex. : soudures), ou lorsque l'on cherche à caractériser des fissures en incidence oblique. La capacité de détection est réduite dans ces conditions, en raison de la directivité des éléments et des plus longs parcours ultrasonores dans le matériau. La région la plus insonifiée se situe sous le capteur, et un défaut localisé en dehors de l'ouverture ne reçoit qu'une faible part de l'énergie transmise. Une première solution est d'intégrer un sabot, mais il est souvent adapté à une application spécifique. De plus, l'utilisation d'un sabot est incompatible avec le principe de fonctionnement des capteurs flexibles instrumentés où les éléments piézoélectriques sont en contact direct avec la surface (cf. 1.1.2). Une solution alternative est d'appliquer des lois de retards afin d'insonifier le milieu dans la direction souhaitée (S-scan, PWI, etc.), ce qui représente une approche plus générique pouvant se substituer à l'emploi de sabots. Parmi les nombreuses possibilités offertes par l'application de lois de retards, on retient les sources virtuelles parce que cette technique est directement compatible avec le filtrage DORT. En effet, la

matrice $\mathbf{K}_{sv}(t)$, reliant les éléments du *réseau virtuel* à ceux du *réseau réel* en réception, représente toujours la matrice des réponses impulsionnelles du milieu.

L'approche des sources virtuelles consiste à grouper plusieurs éléments adjacents et à appliquer une loi de retards à ces éléments pour produire une onde cylindrique divergente similaire à celle émise par un seul élément. L'ensemble des sources virtuelles forme le *réseau fictif*. En ajustant les lois de retards, une direction de propagation est favorisée afin d'améliorer l'inspection de zones localisées en dehors de l'ouverture du capteur. Il a été démontré que l'amplitude moyenne du champ transmis par une source virtuelle augmente de la forme $\sqrt{N_{sv}}$, où N_{sv} est le nombre d'éléments utilisés pour créer la source [40, 68]. Cela se traduit par une augmentation du RSB des images lorsque le bruit est incohérent (ex. : bruit électronique traité dans le chapitre 3). En présence d'un bruit cohérent, comme le bruit de structure, l'apport des sources virtuelles est moindre [10], mais la séparation des sous-espaces signal et bruit est facilitée par une plus faible contribution des ondes de surface sur les spectres de valeurs singulières.

2.3.1 Imagerie TFM avec des sources virtuelles orientées

Le principe de reconstruction des images TFM avec des sources virtuelles reste inchangé par rapport à la description donnée en 1.2.2.1. Il suffit de calculer les temps de propagation entre le réseau fictif et les éléments physiques en réception. Les schémas sur la figure 2.17 illustrent la création de la source, et les trajets ultrasonores en émission et en réception lorsqu'une source virtuelle est orientée dans la direction β . Les indices m et n dénotent les sources virtuelles et les éléments physiques en réception.

En considérant un réseau de M sources virtuelles et N éléments récepteurs, l'ampli-

[40] M. Karaman et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 1995.

[68] S. Bannouf et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, 2013.

[10] S. Bannouf, *Thèse de doctorat*, 2013.

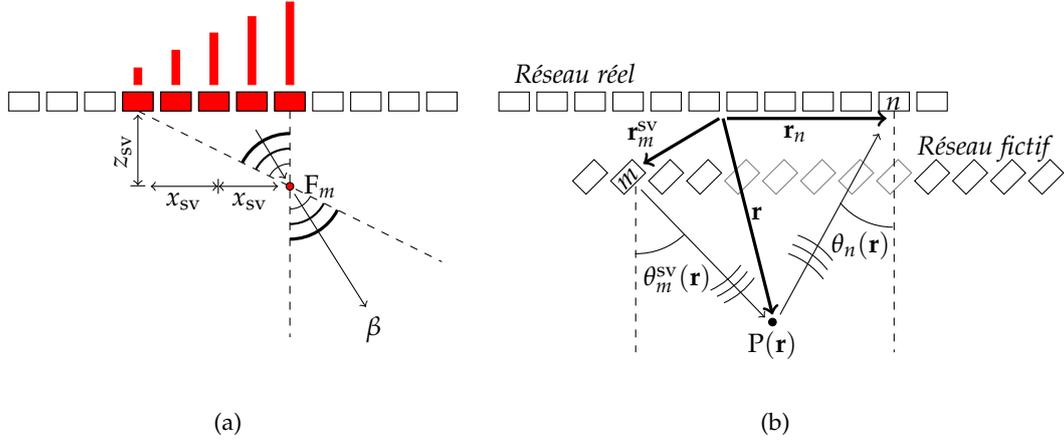


FIGURE 2.17 – (a) Création d’une source virtuelle orientée dans la direction β . (b) Imagerie TFM avec des sources virtuelles orientées : géométrie du problème et notations associées à un point de focalisation $P(\mathbf{r})$ et un couple émetteur/récepteur constitué d’une source virtuelle m et d’un élément physique n .

tude de l’image TFM devient

$$I(\mathbf{r}) = \left| \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N w_m^e(\mathbf{r}) w_n^r(\mathbf{r}) S_{nm}^a(t_m^e(\mathbf{r}) + t_n^r(\mathbf{r})) \right|, \quad (2.28)$$

où le temps de propagation en réception $t_n^r(\mathbf{r})$ est défini par l’équation (1.11). Par rapport à l’imagerie TFM conventionnelle (cf. 1.2.2.1), les temps de propagation en émission et en réception ne sont plus identiques car le temps en émission $t_m^e(\mathbf{r})$ dépend maintenant de la localisation de la source virtuelle repérée par \mathbf{r}_m^{sv} :

$$t_m^e(\mathbf{r}) = \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_m^{sv}\|}{c} + \Delta T. \quad (2.29)$$

La valeur ΔT est le temps de propagation de l’onde cylindrique convergente jusqu’au point focal F_m , ce point étant considéré comme une source secondaire ponctuelle dans l’algorithme de reconstruction.

Les coefficients de pondération en réception $w_n^r(\mathbf{r})$ correspondent à la directivité élémentaire $D_r(\theta_n(\mathbf{r}))$ (cf. équation 1.12). Ceux appliqués en émission $w_m^e(\mathbf{r})$ sont définis

par la directivité de la source virtuelle qui peut être approximée par $D_{sv}(\theta_m^{sv}(\mathbf{r})) \approx D_r(\theta_m^{sv}(\mathbf{r}) - \beta)$.

2.3.2 Apport des sources virtuelles sur la méthode de filtrage de bruit

Pour évaluer l'apport des sources virtuelles dans le cas d'une inspection de type L45, de nouvelles acquisitions ont été réalisées en conservant le dispositif expérimental décrit sur la [figure 2.5](#). L'objectif est d'imager le défaut situé à 40 mm de profondeur lorsque l'axe vertical (Oz) du capteur et la direction du vecteur position \mathbf{r}^d du défaut forment un angle de 45° (cf. [figure 2.18](#)). Le défaut est donc situé à une distance de 56 mm du centre du capteur, ce qui est proche de la profondeur maximale (60 mm) traitée dans la section précédente mais, ici, la directivité des éléments joue un rôle très défavorable.

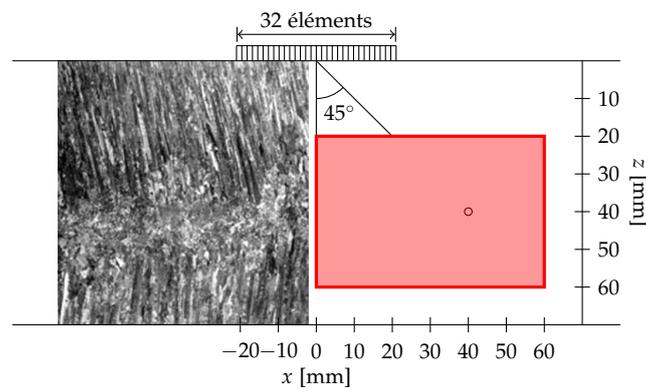


FIGURE 2.18 – Configuration d'inspection L45 : le capteur est décalé de sorte à ce que le défaut soit vu sous un angle de 45° . La zone de calcul des images est représentée en rouge.

Les sources virtuelles sont formées dans le matériau et orientées dans la direction $\beta = 45^\circ$ ($x_{sv} = z_{sv} = 4,65$ mm) en excitant séquentiellement des groupes de $N_{sv} = 7$ éléments voisins. Le nombre total de sources virtuelles est $M = 32$, et le réseau

réel est composé de $N = 32$ éléments. Cette acquisition comporte donc autant de signaux impulsionnels qu'une acquisition classique. L'image est ensuite calculée selon l'équation (2.28) dans une zone d'intérêt centrée sur le défaut et de dimensions $60 \times 40 \text{ mm}^2$ (cf. figure 2.19(b)), et est affichée avec une dynamique d'amplitude de 30 dB. Cette image peut être comparée avec celle affichée sur la figure 2.19(a) qui est issue d'une acquisition conventionnelle à la même position. Il est clair que les deux images présentent un fort bruit et ne sont pas satisfaisantes, mais on peut quand même relever une première amélioration apportée par les sources virtuelles orientées. L'image TFM sur la figure 2.19(a) comporte un bruit plus important à mi-hauteur (autour de $z = 40 \text{ mm}$) et au niveau de l'axe central du capteur (autour de $x = 0$). Ce bruit est attribué à la structure des grains équiaxes se situant à cette profondeur (cf. figures 2.1 et 2.18), dont la réflectivité engendre un niveau de signal comparable à celui du défaut. On observe que ce niveau de bruit est fortement réduit par la technique des sources virtuelles orientées, ce qui minimise le risque de fausses alarmes liées à la structure stratifiée du matériau.

Pour éliminer le bruit de structure aussi complètement que possible, les valeurs singulières des matrices de transfert vont maintenant être étudiées. Comme dans les sections précédentes, les matrices de transfert sont calculées par transformée de Fourier des réponses impulsionnelles dans la fenêtre temporelle $[12 - 24 \mu\text{s}]$. Pour distinguer les deux acquisitions (avec réseau réel et réseau virtuel), on notera $\mathbf{K}_{\text{sv}}(t)$ la matrice associée aux sources virtuelles, et $\mathbf{v}_p^{\text{sv}}(f)$ est un vecteur singulier de $\hat{\mathbf{K}}_{\text{sv}}(f)$ (pour l'acquisition conventionnelle, les notations restent $\hat{\mathbf{K}}(f)$ et $\mathbf{v}_p(f)$).

Les distributions des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ et $\hat{\mathbf{K}}_{\text{sv}}(f)$ dans la bande fréquentielle $[0, 3 - 2 \text{ MHz}]$ sont présentées sur les figures 2.20(a) et 2.20(b). Si l'on compare les valeurs singulières de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ avec celles précédemment obtenues pour un défaut centré sous le capteur (cf. figure 2.14), l'analyse du spectre apparaît ici plus compliquée car la contribution des ondes de surface est nettement plus importante et aucune valeur ne

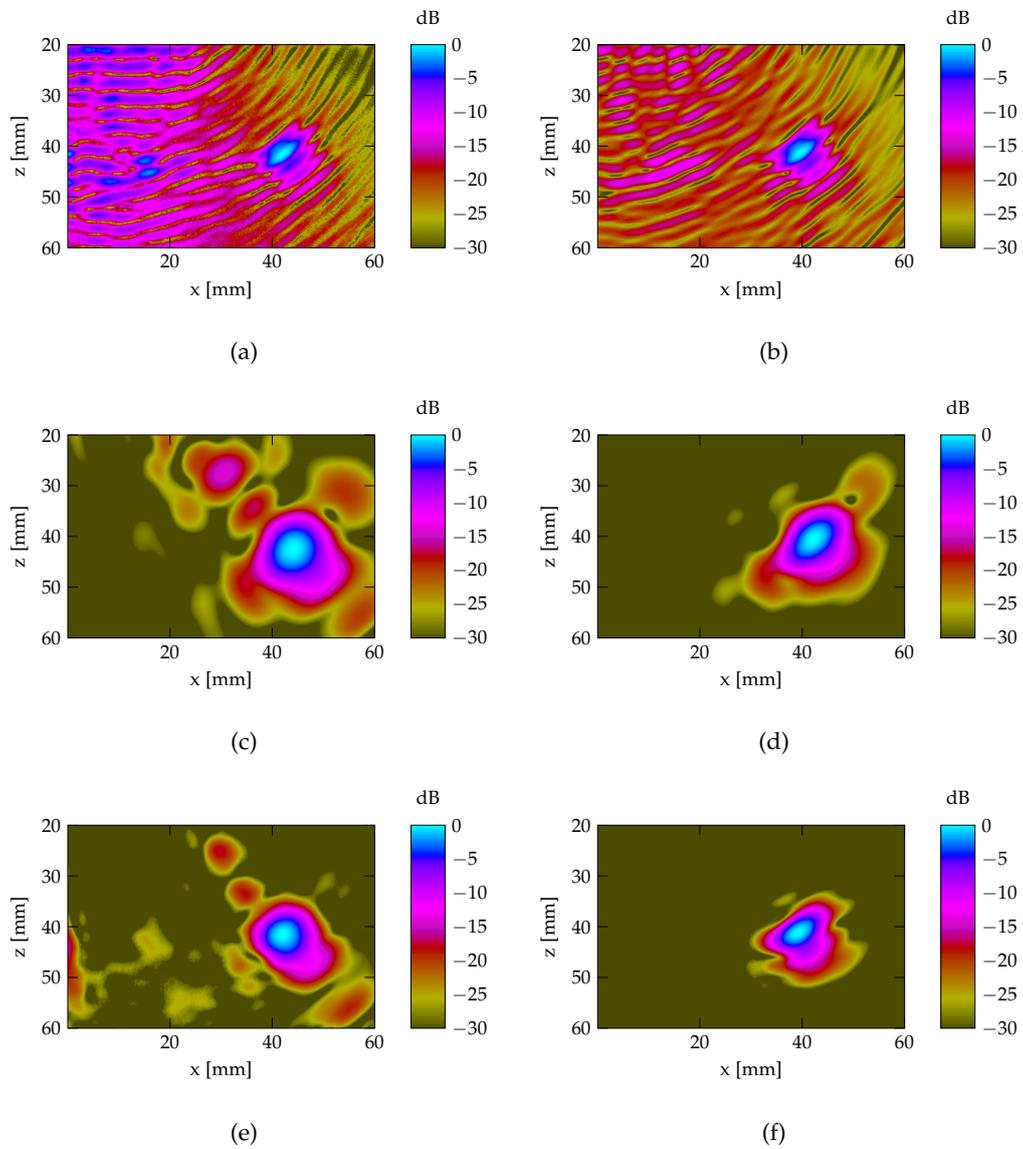


FIGURE 2.19 – Images d’un défaut en dehors de l’ouverture du capteur et à une profondeur de 40 mm. Acquisition conventionnelle $\mathbf{K}(t)$: (a) TFM, (c) FTIM avec DORT, (e) TFM avec DORT. Acquisition avec sources virtuelles orientées $\mathbf{K}_{sv}(t)$: (b) TFM, (d) FTIM avec DORT, (f) TFM avec DORT.

peut être clairement identifiée comme appartenant au défaut. En analysant les vecteurs singuliers à la fréquence d'excitation $f_0 = 1,1$ MHz, on peut montrer que le vecteur \mathbf{v}_1 décrit la propagation du réseau vers la couche de grains équiaxes le long de l'axe central du capteur, alors que le vecteur \mathbf{v}_2 correspond à la propagation en direction du défaut situé à 45° . Comme la première valeur à la fréquence d'excitation n'est pas celle du défaut, la méthode de filtrage auto-sélective ne peut pas être mise en œuvre sans un *a priori* sur la position du défaut. Le spectre des valeurs singulières obtenu avec les sources virtuelles est nettement plus simple à interpréter car une valeur se détache très clairement à 1,1 MHz (cf. [figure 2.20\(b\)](#)). La première valeur singulière caractérise le défaut pour toutes les fréquences de la bande passante, ce qui a pu être vérifié numériquement en rétro-propageant le vecteur $\mathbf{v}_1^{sv}(f)$ à différentes fréquences.

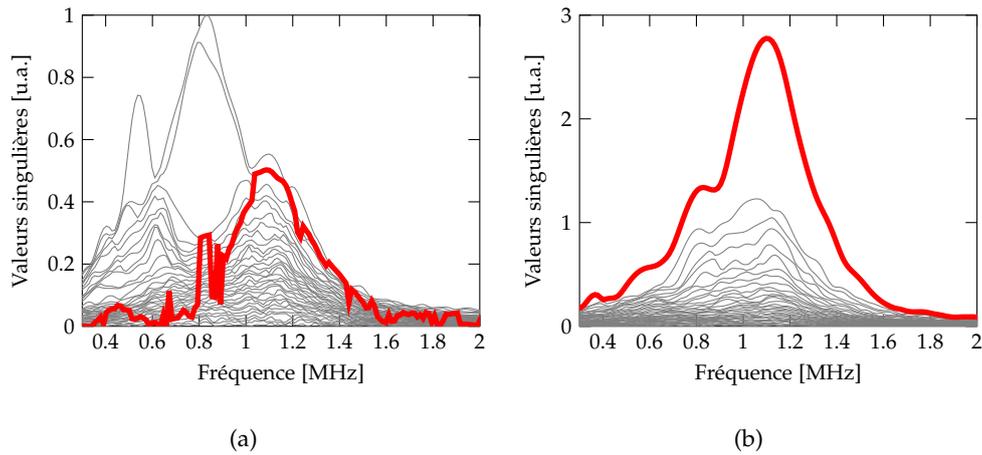


FIGURE 2.20 – Valeurs singulières (en gris) des matrices (a) $\hat{\mathbf{K}}(f)$, et (b) $\hat{\mathbf{K}}_{sv}(f)$. Les valeurs $\sigma_{p(f)}(f)$ associées au défaut sont affichées en rouge.

L'acquisition de la matrice des réponses impulsionnelles avec des sources virtuelles minimise la contribution des ondes de surface (quelle que soit l'orientation des sources) et facilite ainsi l'identification du sous-espace signal associé au réflecteur. L'algorithme de suivi des valeurs singulières par intercorrélacion de vecteurs singuliers devient moins

utile quand la réponse fréquentielle du défaut est extraite de $\hat{\mathbf{K}}_{sv}(f)$. On note aussi que l'orientation des sources virtuelles à 45° maximise la réponse du défaut au détriment des échos provenant de l'interface de la couche de grains équiaxes. À la fréquence d'excitation des éléments, la valeur singulière du défaut est largement supérieure à celles liées à la stratification du milieu, alors que c'est la situation inverse avec une acquisition conventionnelle des réponses impulsionnelles.

Comme la distribution des valeurs singulières est plus complexe dans le cas d'une acquisition conventionnelle, la matrice filtrée $\hat{\mathbf{K}}'(f)$ est construite en appliquant l'algorithme basé sur l'intercorrélacion de vecteurs singuliers, où le vecteur de référence est \mathbf{v}_2 à 1,1 MHz. Pour $\hat{\mathbf{K}}'_{sv}(f)$, il suffit de sélectionner la première valeur singulière quelle que soit la fréquence. Ensuite, les images TFM débruitées sont calculées dans le domaine temporel et comparées à celles issues d'une rétro-propagation dans le domaine fréquentiel.

Par rapport à une configuration L0 où l'image produite est centrée sous le capteur, la rétro-propagation numérique des vecteurs singuliers selon l'équation (1.27) n'est plus valide pour une configuration L45 du fait de la fenêtre temporelle glissante $T(z)$ qui ne dépend que de la profondeur. Il est possible d'améliorer ce fenêtrage en prenant en compte l'angle d'insonification de 45° , mais la fenêtre comportera alors une partie de l'écho du fond de pièce qui est beaucoup plus échogène que le défaut. De plus, il a été montré que l'écho d'une interface plane étendue est caractérisé par un continuum de valeurs singulières fortes [10, 69]. La rétro-propagation d'un seul vecteur singulier pour imager le fond de pièce est donc invalide et produira un artefact non physique sur l'image. Pour ces raisons, les images TFM seront comparées avec celles calculées par la méthode de l'énergie topologique dans le domaine fréquentiel (FTIM) qui reste valide pour des réflecteurs situés en dehors de l'ouverture du capteur (cf. figure 1.5(d)).

[10] S. Bannouf, *Thèse de doctorat*, 2013.

[69] M. Tanter et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2000.

Une façon d'imager le défaut à 45° avec des temps de calcul réduits est d'utiliser l'équation (1.31) lorsqu'une seule onde plane est transmise avec un angle d'incidence de 45°. Les signaux correspondants à cette onde plane peuvent être synthétisés à partir des valeurs et vecteurs singuliers des matrices de transfert filtrées.

En notant τ_n^β (avec $1 \leq n \leq N$) les retards à appliquer aux éléments pour émettre une onde plane sous une incidence β , on peut exprimer le vecteur des N signaux reçus comme

$$\hat{\mathbf{s}}(f) = \sigma_p(f) \mathbf{u}_p(f) \sum_{n=1}^N [\mathbf{v}_p]_n^*(f) \exp(-j2\pi f \tau_n^\beta), \quad (2.30)$$

où le facteur $\sum_{n=1}^N [\mathbf{v}_p]_n^*(f) \exp(-j2\pi f \tau_n^\beta)$ représente le terme propagatif de l'onde plane.

L'image FTIM sur la figure 2.19(c) est obtenue en calculant $\hat{\mathbf{s}}(f)$ avec les indices $p(f)$ des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ identifiés sur la figure 2.20(a) par intercorrélation des vecteurs singuliers, et en injectant les N composantes de $\hat{\mathbf{s}}(f)$ dans l'équation (1.31). Le bruit de structure est éliminé et l'orientation de l'onde plane dans 45° fait disparaître les artefacts se trouvant à l'extérieur de la zone effective (cf. 1.2.2.2). L'image FTIM sur la figure 2.19(d) est calculée à partir de la décomposition de $\hat{\mathbf{K}}_{sv}(f)$ et en choisissant $p(f) = 1$ dans l'équation (2.30). La qualité de l'image est légèrement améliorée car le principe d'émission avec des sources virtuelles facilite l'extraction de la réponse du défaut, notamment aux basses fréquences.

L'image TFM sur la figure 2.19(e) est obtenue à partir de $\mathbf{K}'(t)$, où le bruit est diminué par rapport à l'image TFM sans traitement (cf. figure 2.19(a)). Cependant, les artefacts liés aux grains équiaxes subsistent toujours et le défaut est imagé avec une résolution axiale légèrement altérée. Comme le montre la courbe en rouge sur la figure 2.20(a), cela s'explique par la prédominance de la diffusion par les grains équiaxes qui ne permet pas d'extraire correctement l'information sur le défaut à toutes les fréquences. L'image TFM calculée à partir de $\hat{\mathbf{K}}'_{sv}(t)$ est largement meilleure que toutes les précédentes car elle est complètement dépourvue de bruit et présente des résolutions

optimales.

Le [tableau 2.2](#) récapitule les valeurs de RSB mesurées sur toutes les images. Les sources virtuelles augmentent le RSB de 5 dB sans réaliser de filtrage. L'opération de filtrage fournit des images TFM et FTIM avec des valeurs de RSB comparables. Lorsque l'on combine la méthode DORT avec les sources virtuelles, l'amélioration est spectaculaire puisque le RSB est augmenté à 42 dB.

Matrice d'acquisition	TFM (dB)	FTIM+DORT (dB)	TFM+DORT (dB)
$\mathbf{K}(t)$	13	23	26
$\mathbf{K}_{sv}(t)$	19	40	42

TABLEAU 2.2 – Rapport signal sur bruit (RSB) pour les différentes méthodes d'imagerie appliquées à une inspection en dehors du capteur.

2.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, la méthode DORT a été combinée à l'imagerie TFM pour filtrer le bruit de structure des aciers à gros grains et les artefacts introduits par les ondes de surface à proximité du capteur. Le filtrage est basé sur la SVD de la matrice de transfert, d'où l'on sélectionne de manière optimale la réponse spectrale du défaut dans toute la bande passante du capteur. Les images sont calculées dans le domaine temporel avec l'algorithme TFM pour préserver les avantages de cette méthode par rapport à une rétro-propagation de vecteurs singuliers dans le domaine fréquentiel.

La méthode permet de trier les informations contenues dans la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$, et de séparer la réponse du défaut des deux autres contributions : les ondes de surface et le bruit de structure. La propagation des ondes de

surface a été modélisée pour établir la distribution théorique des valeurs singulières en l'absence de défaut et de bruit. La théorie a confirmé que les paires de valeurs singulières observées expérimentalement caractérisent la présence d'ondes de surface. Les phases des vecteurs singuliers associés sont linéaires, ce qui permet d'identifier et d'éliminer la contribution de ces ondes guidées dans la matrice de transfert. En présence d'un réflecteur suffisamment échogène, une seule valeur singulière significative apparaît autour de la fréquence d'excitation. À partir de cette fréquence, la méthode sélectionne le sous-espace vectoriel caractérisant le défaut à toutes les fréquences afin de constituer la matrice de transfert filtrée. L'image TFM calculée à partir de cette matrice filtrée est dépourvue de bruit (des ondes de surface et du bruit de structure) et montre une augmentation importante du RSB par rapport à l'image TFM sans traitement, même au-delà du libre parcours moyen élastique.

La méthode a été appliquée ensuite à une acquisition réalisée avec des sources virtuelles pour inspecter une zone en dehors de l'ouverture du capteur. Les sources virtuelles ont été formées pour rayonner principalement dans la direction d'intérêt. Bien que l'image TFM appliquée à ce jeu de données ne montre pas d'amélioration remarquable lorsqu'aucun filtrage n'est appliqué, le défaut est facilement identifié dans le domaine fréquentiel *via* une SVD. La création des sources réduit la contribution des ondes de surface sur les spectres des valeurs singulières. L'algorithme de classification assigne la valeur la plus forte au défaut quelle que soit la fréquence.

Le dernier cas d'application présenté dans ce chapitre (inspection de type L45) était très défavorable à l'imagerie TFM avec une acquisition conventionnelle de la matrice des réponses impulsionnelles. Les signaux sont très dégradés du fait de l'éloignement du défaut et de la divergence limitée des éléments. La formation de sources virtuelles orientées dans la direction d'inspection n'est pas toujours suffisante, comme dans les matériaux viscoélastiques très atténuants où les signaux élémentaires présentent un fort bruit électronique. Le [chapitre 3](#) porte sur l'imagerie dans le polyéthylène de haute

densité (matériau polymère très atténuant) et explore différentes stratégies de génération pour augmenter le RSB des signaux élémentaires et pour faciliter la classification des valeurs singulières.

Chapitre 3

Apport des émissions codées en amplitude dans la méthode de débruitage : Imagerie dans le polyéthylène

Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'imagerie de défauts au sein de tubes en *Polyéthylène Haute Densité* (PEHD). Ce matériau est couramment utilisé dans les réseaux de transport de fluides, et des défauts critiques peuvent se former au niveau des soudures "bout-à-bout". Par rapport à la plupart des soudures métalliques, les soudures des tubes en polyéthylène peuvent être considérées homogènes et isotropes, mais l'atténuation viscoélastique du matériau dégrade fortement les images échographiques, même à des fréquences relativement basses. Les signaux présentent un haut niveau de bruit électronique introduit par la chaîne d'acquisition ultrasonore. La méthode développée dans ce chapitre exploite, d'une part, le principe des émissions codées de Hadamard et la méthode DORT pour éliminer le bruit des signaux ultrasonores aux hautes fréquences, et d'autre part, l'algorithme TFM pour la formation d'images.

La première section de ce chapitre décrit les caractéristiques mécaniques du matériau, les différents procédés de soudage de tubes, et donne ensuite les courbes de dispersion

et d'atténuation issues de mesures ultrasonores en immersion. La deuxième section est consacrée à l'étude des émissions codées en amplitude. Différentes stratégies d'émission basées sur les codes de Hadamard sont présentées, puis, une étude théorique et expérimentale est menée pour prédire la qualité des images en fonction du type de codage. Les images obtenues avec émissions codées sont comparées avec deux images de référence : l'image TFM avec une acquisition canonique où les éléments sont excités individuellement, et l'image PWI.

Ensuite, pour éliminer le bruit autant que possible, la courbe de décroissance théorique des valeurs singulières du bruit est établie en se basant sur la théorie des matrices aléatoires. La connaissance des valeurs singulières du bruit est exploitée pour sélectionner le sous-espace vectoriel \mathcal{D} associé au défaut et construire la matrice de transfert filtrée. Enfin, la méthode DORT associée aux émissions codées est mise en œuvre pour débruiter les images TFM dans une soudure en polyéthylène. L'expérience est menée avec un capteur multiéléments en immersion pour favoriser une direction d'inspection autour de 55° et s'affranchir ainsi de la surface complexe de la soudure.

3.1 Caractérisation du polyéthylène de haute densité

Le polyéthylène est couramment utilisé pour le transport d'eau potable, de gaz, et de produits pétrochimiques, en raison de son coût de fabrication, de sa grande flexibilité, et de son extrême résistance à l'abrasion et à la corrosion (inertie chimique) dans les tubes sous pression. Récemment, le polyéthylène haute densité (PEHD) a été introduit dans le secteur nucléaire pour remplacer les tuyauteries en fonte des circuits tertiaires de refroidissement [70]. Par rapport aux conduites métalliques, ce matériau n'est pas dégradé par la corrosion ni l'érosion, et les coûts de maintenance sont considérablement réduits.

[70] J. S. Egerton et al., in *AIP Conf. Proc.*, 2016.

3.1.1 Caractéristiques du polyéthylène

Le polyéthylène est un polymère semi-cristallin constitué d'une phase cristalline (solide) et d'une phase amorphe (fluide) [71]. Le matériau est dit viscoélastique car il présente des propriétés intermédiaires entre celles d'un métal cristallin et celles d'un fluide de haute viscosité. Ces polymères comprennent une région structurale très ordonnée et une autre plus aléatoire. La région ordonnée est caractérisée par la présence de *lamelles cristallines*, alors que la région aléatoire est souvent appelée *phase amorphe*. La morphologie du polyéthylène est décrite par la présence de *sphérolites* qui est un assemblage quasi-sphérique de lamelles cristallines orientées radialement et séparées par la phase amorphe (voir [figure 3.1\(a\)](#)). Le polyéthylène est classifié en fonction de sa densité selon les normes de l'organisme ASTM [72] (voir [tableau 3.1](#)). Plus la phase cristalline est importante, plus le matériau est dense, et il est donc plus rigide et plus résistant. C'est pourquoi le PEHD a été adopté comme le matériau de base dans les canalisations et les tuyauteries sous pression.

Classe	Désignation	Densité (g/cm ³)
I	Basse densité (PEBD)	0,910 – 0,925
II	Moyenne densité (PEMD)	0,926 – 0,940
III	Haute densité (PEHD)	0,941 – 0,959
IV	Homopolymère	0,960 ou plus

TABLEAU 3.1 – Classification du polyéthylène en fonction de la densité (ASTM D 3350).

Les techniques d'assemblage des tubes PEHD dépendent des propriétés du système de tuyauterie (ex. : assemblage fixe ou démontable de tubes). Parmi les assemblages les

[71] J. J. Cheng, *Thèse de doctorat*, 2008.

[72] *Plastics Pipe Institute, Handbook of Polyethylene Pipe (2006)*.

plus répandus, on trouve les soudures par *fusion bout-à-bout* (BF : Butt Fusion) et par *électro-fusion* (EF). Dans le soudage bout-à-bout, les extrémités des tubes sont chauffées à la température de fusion, et l'on exerce une pression contrôlée jusqu'à la formation de la soudure. Cette technique présente un faible coût de revient et est très fiable car elle fournit une structure d'un seul tenant qui assure un système sans fuite. Dans le soudage par électro-fusion [73], les extrémités des tubes sont jointes et encerclées par un collier de raccordement contenant des fils conducteurs proches des parois externes des tubes. Un courant est appliqué dans le collier de raccordement jusqu'à la fusion du "point triple" (le raccordement et les extrémités des deux tubes). Dans ce manuscrit, on s'intéressera exclusivement aux soudures bout-à-bout qui tendent à supplanter le procédé par électro-fusion. Les images micrographiques d'un tube en PEHD sont représentées sur la [figure 3.1](#). Ces images sont extraites de la littérature [74], et elles correspondent à une zone dans le matériau de base (cf. [figure 3.1\(b\)](#)) et à une zone soudée (cf. [figure 3.1\(c\)](#)). Le matériau de base est caractérisé par une distribution homogène de sphérolites, alors que le matériau au centre d'une soudure BF est constitué de sphérolites de forme oblongue.

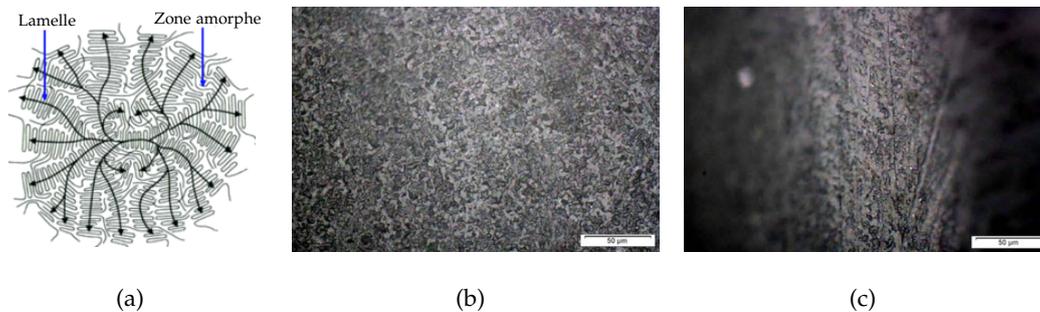


FIGURE 3.1 – (a) Représentation d'une sphérolite. Images micrographiques d'un tube PEHD dans : (b) le matériau de base, et (c) dans la soudure BF.

[73] J. Bowman, *Polym. Eng. Sci.*, 1997.

[74] F. Tariq et al., *J. Fail. Anal. Prev.*, 2012.

Les défauts recherchés dans les soudures sont introduits lors du procédé de soudage. Il peut s'agir de défauts volumiques (inclusions, porosités...) ou de défauts quasi plans (manques de fusion, fissures...). Le contrôle des soudures se fait typiquement en immersion locale à l'aide d'un sabot rempli d'eau (cf. 1.1.2) car les caractéristiques acoustiques du PEHD sont très similaires à celles des sabots conventionnels en plexiglass. Les soudures EF sont inspectées avec un sabot droit (cf. figure 3.2(a)), alors que les sabots inclinés sont plutôt privilégiés pour les soudures BF [75] (cf. figure 3.2(a)).

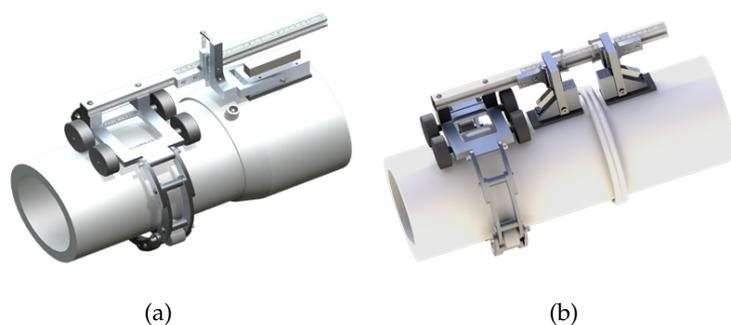


FIGURE 3.2 – Configurations d'inspection usuelles pour les soudures PEHD. (a) Soudure EF inspectée en L0 avec un sabot droit rempli d'eau. (b) Soudure BF inspectée en mode TOFD avec une paire de sabots remplis d'eau et positionnés en vis-à-vis.

La difficulté de contrôle est liée, d'une part, à la géométrie complexe de la soudure et, d'autre part, à la forte atténuation viscoélastique du matériau. Par exemple, à 5 MHz, l'atténuation des ondes longitudinales vaut 1 dB/mm, et celle des ondes transversales est 10 fois plus importante [76], ce qui rend l'inspection de ce matériau difficile, même pour des tubes de faible épaisseur. Des études [77, 78] ont montré qu'il s'agit d'une atténuation par absorption car les frontières des sphérolites sont transparentes vis-à-vis des ondes ultrasonores et qu'elle est uniquement occasionnée par la viscoélasticité

[75] M. Troughton et al., in *Pressure Vessel and Piping Conference*, 2012.

[76] T. L. Szabo et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2000.

[77] L. Piche, in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 1989.

[78] J. Y. Duquesne et al., in *Mater. Res. Soc. Proc.*, 1988.

de la phase amorphe. Autrement dit, le polymère semi-cristallin peut être considéré comme un milieu homogène viscoélastique pour les ondes ultrasonores.

3.1.2 Caractérisation ultrasonore du PEHD

Cette sous-section décrit la méthode de caractérisation du PEHD, et donne les courbes de dispersion et d'atténuation des ondes de volume longitudinales dans le matériau (les caractéristiques des ondes transversales ne sont pas mesurées car ces ondes ne sont pas exploitables en imagerie en raison de leur atténuation beaucoup plus élevée). Deux capteurs monoéléments identiques sont immergés dans l'eau et sont positionnés en vis-à-vis, l'un fonctionne en mode émission, et l'autre en mode réception. Une première mesure de référence, notée $s_1(t)$, est réalisée sans échantillon (cf. [figure 3.3\(a\)](#)). La seconde mesure $s_2(t)$ est effectuée en introduisant un échantillon de PEHD d'épaisseur L_{ech} à égale distance des deux transducteurs (cf. [figure 3.3\(b\)](#)). Ces derniers sont séparés d'une distance $L = 2F_0$, où F_0 est la distance de Fresnel (cf. [1.1.3.1](#)).

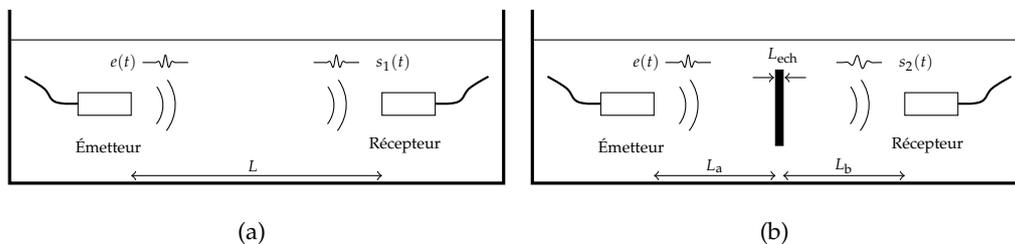


FIGURE 3.3 – Configuration en transmission pour la mesure de la vitesse et de l'atténuation des ondes longitudinales dans le matériau PEHD. (a) L'onde parcourt une distance L dans l'eau. (b) L'onde parcourt d'abord une distance L_a dans l'eau, traverse ensuite la plaque d'épaisseur L_{ech} , et est finalement transmise dans l'eau jusqu'au récepteur situé à une distance L_b de la plaque.

Avec les notations définies sur la [figure 3.3](#), on peut exprimer dans le domaine fré-

quantiel les signaux reçus comme :

$$\hat{s}_1(f) = \hat{e}(f) \exp(jk_{\text{eau}}(f)L), \quad (3.1)$$

$$\hat{s}_2(f) = \hat{e}(f) \exp(jk_{\text{eau}}(f)L_a) T_{12} \exp(jk_{\text{ech}}(f)L_{\text{ech}}) T_{21} \exp(jk_{\text{eau}}(f)L_b), \quad (3.2)$$

où $\hat{e}(f)$ est le spectre du signal d'émission, T_{12} est le coefficient de transmission à l'interface eau/échantillon, $k_{\text{eau}}(f) = -\frac{2\pi f}{c_{\text{eau}}(f)} + j\alpha_{\text{eau}}(f)$, et $k_{\text{ech}}(f) = -\frac{2\pi f}{c_{\text{ech}}(f)} + j\alpha_{\text{ech}}(f)$; $c_{\text{eau}}(f)$ et $\alpha_{\text{eau}}(f)$ désignent la vitesse de phase et le coefficient d'atténuation des ondes dans l'eau. Les paramètres à estimer sont la vitesse $c_{\text{ech}}(f)$ et le coefficient d'atténuation $\alpha_{\text{ech}}(f)$. Pour ce faire, il suffit d'exprimer le rapport des spectres $\hat{s}_1(f)$ et $\hat{s}_2(f)$ avec les équations (3.1) et (3.2), ce qui donne

$$\frac{\hat{s}_1(f)}{\hat{s}_2(f)} = \frac{1}{T} \exp(-(\alpha_{\text{eau}}(f) - \alpha_{\text{ech}}(f))L_{\text{ech}}) \exp\left(-j2\pi f \left(\frac{L_{\text{ech}}}{c_{\text{eau}}(f)} - \frac{L_{\text{ech}}}{c_{\text{ech}}(f)}\right)\right). \quad (3.3)$$

Le coefficient $T = T_{12}T_{21}$ est défini en fonction des impédances acoustiques de l'eau et de l'échantillon, c'est-à-dire :

$$T = \frac{4Z_{\text{eau}}Z_{\text{ech}}}{(Z_{\text{eau}} + Z_{\text{ech}})^2}. \quad (3.4)$$

En exprimant la phase de chaque membre de l'équation (3.3), la vitesse de phase dans le matériau peut s'écrire

$$c_{\text{ech}}(f) = \frac{2\pi f L_{\text{ech}} c_{\text{eau}}(f)}{2\pi f L_{\text{ech}} + c_{\text{eau}}(f) \arg\left(\frac{\hat{s}_1(f)}{\hat{s}_2(f)}\right)}, \quad (3.5)$$

où $\arg\left(\frac{\hat{s}_1(f)}{\hat{s}_2(f)}\right)$ est la phase du rapport des spectres mesurés. De manière analogue, exprimer le module de chaque membre de l'équation (3.3) conduit à l'expression suivante du coefficient d'atténuation (en mm^{-1}) :

$$\alpha_{\text{ech}}(f) = \frac{\log(T) + \log|\hat{s}_1(f)| - \log|\hat{s}_2(f)|}{L_{\text{ech}}} + \alpha_{\text{eau}}(f). \quad (3.6)$$

Les courbes de dispersion et d'atténuation des ondes longitudinales dans le PEHD sont données sur la figure 3.4. Pour tracer ces courbes dans la bande fréquentielle

[1 – 6 MHz], une première mesure a été réalisée avec une plaque de faible épaisseur ($L_{\text{ech}} = 4 \text{ mm}$) dans la bande [3 – 6 MHz] afin d'éviter les résonances d'épaisseur aux basses fréquences. Ensuite, cet échantillon a été remplacé par une plaque de plus forte épaisseur ($L_{\text{ech}} = 50 \text{ mm}$) pour compléter la mesure dans la bande [1 – 3 MHz]. Chaque courbe affichée sur la [figure 3.4](#) est donc la juxtaposition de deux courbes issues de deux mesures complémentaires. Le même couple de transducteurs a été utilisé pour les deux échantillons de PEHD. Ils fonctionnent autour de $f_0 = 5 \text{ MHz}$ avec une bande passante de 60% et ont une mise en forme sphérique avec un rayon de courbure permettant une focalisation à 135 mm.

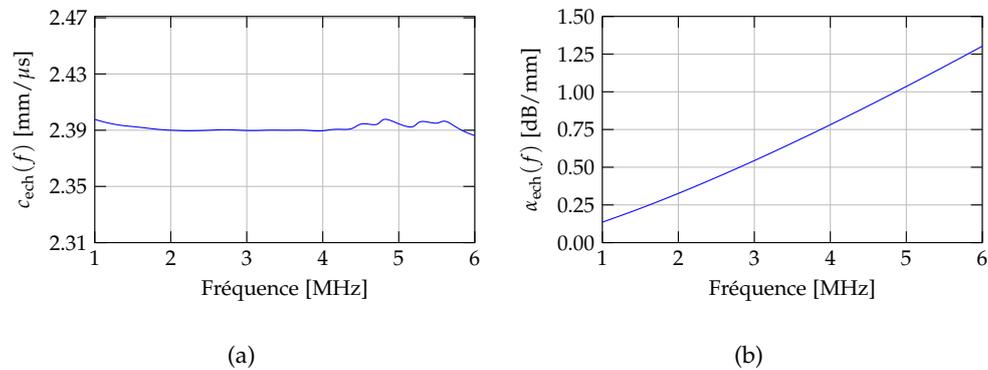


FIGURE 3.4 – Caractérisation ultrasonore du PEHD : (a) courbe de dispersion $c_{\text{ech}}(f)$ (en $\text{mm}/\mu\text{s}$), et (b) courbe d'atténuation $\alpha_{\text{ech}}(f)$ (en dB/mm) des ondes longitudinales dans la bande fréquentielle [1 – 6 MHz].

La courbe de dispersion sur la [figure 3.4\(a\)](#) a été calculée à l'aide de l'équation (3.5) en considérant une vitesse de phase constante dans l'eau : $c_{\text{ech}}(f) = 1,483 \text{ mm}/\mu\text{s}$ à 20°C . On constate que la vitesse est quasi constante et fluctue légèrement autour d'une valeur moyenne de $2,39 \text{ mm}/\mu\text{s}$ dans la bande fréquentielle [1 – 6 MHz], et ce sera cette valeur qui sera considérée dans la suite du manuscrit pour la formation d'image. Pour calculer la courbe d'atténuation selon l'équation (3.6), les pertes dans l'eau ont été négligées ($\alpha_{\text{eau}}(f) = 0$), et le coefficient T a été calculé avec $Z_{\text{eau}} = 1483 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$

et $Z_{\text{ech}} = 2287 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$ (avec $\rho_{\text{ech}} = 0,957 \text{ g}/\text{cm}^3$). La [figure 3.4\(b\)](#) montre que l'atténuation croît quasi linéairement en fonction de la fréquence, et la courbe s'ajuste au modèle de loi en puissance : $\alpha(f) = \alpha_0 \left| \frac{f}{f_0} \right|^{n_a}$, avec les paramètres $\alpha_0 = 0,1192 \text{ mm}^{-1}$ et $n_a = 1,26$. Comme dans la littérature, on retrouve bien une atténuation de 1 dB/mm aux alentours de 5 MHz.

3.2 Formation d'images avec les émissions codées de Hadamard

Les images TFM dans le polyéthylène sont extrêmement bruitées du fait de l'absorption viscoélastique du milieu et de l'atténuation géométrique des ondes cylindriques en $1/\sqrt{r}$. Ces deux phénomènes conjugués engendrent des échos de très faible amplitude, voire une disparition complète des échos lorsque le niveau du signal source est inférieur au bruit de quantification. Pour augmenter le RSB des images, plusieurs stratégies (compatibles avec une focalisation en tous points) sont possibles. Le principe des réseaux virtuels exposé dans le deuxième chapitre (cf. [2.3](#)) peut améliorer le RSB des images, mais dans une faible mesure car un nombre réduit d'éléments N_{sv} est utilisé pour la création de sources cylindriques (le RSB est alors multiplié par $\sqrt{N_{\text{sv}}}$). La méthode PWI (cf. [1.2.2.2](#)) est également intéressante pour améliorer le RSB car les ondes planes émises ne subissent pas d'atténuation géométrique dans le champ proche du capteur. Le niveau de bruit sur les images PWI est généralement inférieur à celui observé sur les images TFM (avec ou sans sources virtuelles), mais ce bruit n'est pas négligeable et ne peut être filtré avec la méthode DORT car la matrice d'acquisition n'est pas la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$ du milieu. C'est pourquoi, dans la suite, on cherchera à maximiser le RSB des signaux contenus dans $\mathbf{K}(t)$ pour rester compatible avec la méthode DORT (une méthode de filtrage des images PWI, basée sur un calcul de SVD, sera introduite dans le [chapitre 4](#)).

Il existe dans la littérature, notamment en imagerie médicale, de nombreuses techniques basées sur des *émissions codées* visant à augmenter le RSB des signaux de $\mathbf{K}(t)$. Ces techniques peuvent être classées en trois catégories : le codage spatial (ou codage en amplitude), le codage temporel, et le codage spatio-temporel. Le *codage spatial* utilise souvent des lois d'apodisation (ou d'amplitude) binaires $\{+1, -1\}$ ou $\{+1, 0\}$, où -1 représente la transmission d'une impulsion de signe opposé à celle associée à $+1$, et 0 correspond à un émetteur qui est éteint. L'exemple le plus représentatif est le codage de Hadamard où le niveau de bruit est divisé par \sqrt{N} (avec N le nombre d'éléments) [79]. Parmi les techniques de *codage temporel*, on trouve les signaux modulés en fréquence (émissions *chirp*) consistant à augmenter l'énergie transmise en excitant les éléments avec des signaux électriques de longue durée, sans détériorer la résolution temporelle [80]. Un autre exemple est le codage de Golay qui utilise des séquences binaires de longueur L_G pour exciter les transducteurs (L_G est le nombre de bits successifs d'un code temporel appliqué à un émetteur). Par rapport à une excitation sans code, le RSB du signal décodé est multiplié par $\sqrt{L_G}$. Enfin, on peut citer les *codages spatio-temporels* qui combinent les deux approches précédentes. Par exemple, le code de Golay combiné avec le code de Hadamard augmente le RSB d'un facteur $\sqrt{NL_G}$ par rapport à une acquisition conventionnelle de la matrice $\mathbf{K}(t)$ [15]. L'inconvénient des codages temporels et spatio-temporels est qu'ils ne sont pas compatibles avec de nombreux appareils de contrôle en CND qui ne disposent pas d'émetteurs programmables voie par voie. De plus, la transmission de signaux de longue durée, comme les signaux chirp ou les codes Golay, tend à augmenter la profondeur de la zone morte sous la surface d'une pièce contrôlée. Il arrive aussi fréquemment que les signaux de l'acquisition présentent des échos saturés (ex. : écho d'interface saturé à proximité d'un écho de défaut) et l'emploi d'un codage temporel va contribuer à étendre les

[79] E. Lopez Villaverde et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2017.

[80] K. L. Gammelmark et al., *IEEE Trans. Med. Imaging*, 2003.

[15] R. Y. Chiao et al., in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2000.

zones de saturation sur les images, et donc masquer d'éventuels défauts. Pour toutes ces raisons, on s'intéressera donc au codage en amplitude qui n'altère pas les images échographiques et reste compatible avec les systèmes conventionnels.

3.2.1 Principe du codage de Hadamard

L'intérêt du codage en amplitude est d'utiliser, à chaque transmission, un maximum d'éléments simultanément afin d'obtenir une matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}(t)$ équivalente dont le RSB est augmenté. En notant \mathbf{C} la matrice de codage de dimensions $N \times M$, où les M colonnes définissent les lois d'apodisation à appliquer aux N éléments du réseau, la matrice codée $\mathbf{W}(t)$ s'écrit

$$\mathbf{W}(t) = \mathbf{K}(t)\mathbf{C}. \quad (3.7)$$

Pour calculer $\mathbf{K}(t)$, la matrice \mathbf{C} doit contenir au moins N colonnes indépendantes, ce qui impose $M \geq N$. Sous ces conditions, la matrice décodée s'exprime par

$$\mathbf{K}(t) = \mathbf{W}(t)\mathbf{C}^T (\mathbf{C}\mathbf{C}^T)^{-1}. \quad (3.8)$$

Si $M = N$, il faut que \mathbf{C} soit une matrice inversible. Parmi l'infinité de matrices inversibles, on choisit la matrice de Hadamard en raison de ses propriétés mathématiques particulières. La matrice de Hadamard \mathbf{H}_N est une matrice carrée de rang N composée de coefficients valant $+1$ ou -1 . Toutes ses colonnes sont orthogonales entre elles, et la matrice vérifie

$$\mathbf{H}_N\mathbf{H}_N^T = N\mathbf{I}_N. \quad (3.9)$$

Le rang N d'une matrice de Hadamard est toujours 1, 2, ou des multiples de 4 [81]. La matrice de rang $N = 2^k$, pour $k \in \mathbb{N}^*$, est définie récursivement selon la construction

[81] J. Seberry et al., in *Contemporary Design Theory: A Collection of Surveys*, 1992.

suivante :

$$\mathbf{H}_N = \begin{pmatrix} +\mathbf{H}_{\frac{N}{2}} & +\mathbf{H}_{\frac{N}{2}} \\ +\mathbf{H}_{\frac{N}{2}} & -\mathbf{H}_{\frac{N}{2}} \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

où $\mathbf{H}_1 = (+1)$. On remarque que la matrice est symétrique et que la première colonne contient uniquement des coefficients $+1$, ce qui implique que la loi d'apodisation du premier tir correspond à la transmission d'une onde plane en incidence normale. Dans toutes les autres colonnes de la matrice, il y a autant de coefficients $+1$ que de coefficients -1 .

À partir des équations (3.8) et (3.9), la matrice des réponses impulsionnelles est obtenue par l'opération de décodage :

$$\mathbf{K}(t) = \frac{1}{N} \mathbf{W}(t) \mathbf{H}_N. \quad (3.11)$$

L'expression de la réponse impulsionnelle $K_{nm}(t)$ est donc donnée par

$$K_{nm}(t) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N W_{np}(t) H_{pm}, \quad (3.12)$$

et l'amplitude $I(\mathbf{r})$ de l'image TFM (cf. équation (1.10)) s'exprime en fonction de la matrice codée comme

$$I(\mathbf{r}) = \frac{1}{N} \left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^N w_m^e(\mathbf{r}) w_n^r(\mathbf{r}) W_{np}^a(t_m^e(\mathbf{r}) + t_n^r(\mathbf{r})) H_{pm} \right|. \quad (3.13)$$

Comme mentionné précédemment, le codage en amplitude diminue le niveau de bruit puisque tous les éléments sont utilisés en émission. Pour le démontrer, on considère que tout signal enregistré (avec ou sans codage) est perturbé par un bruit additif $B_{nm}(t)$, de moyenne nulle et d'écart type η . En définissant $\mathbf{B}(t)$ la matrice de bruit de dimensions $N \times N$ dont toutes les composantes $B_{nm}(t)$ sont supposées indépendantes, la matrice d'acquisition bruitée $\tilde{\mathbf{W}}(t)$ s'écrit

$$\tilde{\mathbf{W}}(t) = \mathbf{W}(t) + \mathbf{B}(t). \quad (3.14)$$

En appliquant le décodage selon l'équation (3.11), $\tilde{\mathbf{K}}(t)$ se décompose en une matrice de signal $\mathbf{K}(t)$ et une matrice de bruit décodée :

$$\tilde{\mathbf{K}}(t) = \frac{1}{N}\mathbf{W}(t)\mathbf{H}_N + \frac{1}{N}\mathbf{B}(t)\mathbf{H}_N, \quad (3.15)$$

et les composantes $\tilde{K}_{nm}(t)$ de $\tilde{\mathbf{K}}(t)$ s'écrivent

$$\tilde{K}_{nm}(t) = K_{nm}(t) + \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N B_{np}(t) H_{pm}. \quad (3.16)$$

Comme le terme de bruit dans l'équation ci-dessus est la combinaison linéaire de N composantes indépendantes de bruit, pondérées par des coefficients unitaires (en valeur absolue), il résulte que ce terme est de moyenne nulle et d'écart type $\frac{\eta}{\sqrt{N}}$. Le niveau de bruit dans l'image TFM calculée par l'équation (3.13) est divisé par \sqrt{N} par rapport au bruit d'une image issue d'une acquisition canonique.

Cependant, le principe des émissions codées, consistant à exciter en parallèle les éléments d'un capteur avec des impulsions électriques différentes d'une voie à l'autre, n'est pas compatible avec la plupart des systèmes d'acquisition ultrasonores. Dans la sous-section suivante, le codage de Hadamard est donc modifié pour le rendre compatible avec n'importe quel appareil de contrôle en CND.

3.2.2 Codage modifié de Hadamard

Le pseudo-codage de Hadamard présenté ici est un codage utilisant des lois d'apodisation comprenant les coefficients $+1$ ou 0 . Il consiste donc à exciter un certain nombre d'éléments du capteur avec la même impulsion électrique, tandis que d'autres éléments sont inactifs. Le pseudo-codage repose sur la définition de deux matrices creuses, \mathbf{H}_N^+ et \mathbf{H}_N^- , vérifiant la relation

$$\mathbf{H}_N = \mathbf{H}_N^+ - \mathbf{H}_N^-. \quad (3.17)$$

En notant \mathbf{J}_N la matrice de dimensions $N \times N$ et ne comportant que des $+1$, \mathbf{H}_N^+ et \mathbf{H}_N^- sont définies par les relations suivantes :

$$\mathbf{H}_N^+ = \frac{1}{2} (\mathbf{J}_N + \mathbf{H}_N), \quad (3.18)$$

$$\mathbf{H}_N^- = \frac{1}{2} (\mathbf{J}_N - \mathbf{H}_N). \quad (3.19)$$

La matrice \mathbf{H}_N^+ représente une matrice de codage qui assigne le même signal électrique aux éléments codés par $+1$ dans \mathbf{H}_N . De manière analogue, \mathbf{H}_N^- est la matrice de codage assignant le même signal électrique aux éléments codés par -1 dans \mathbf{H}_N . Les matrices d'acquisition associées aux matrices \mathbf{H}_N^+ et \mathbf{H}_N^- , sont notées $\mathbf{W}^+(t)$ et $\mathbf{W}^-(t)$, respectivement, et s'expriment par

$$\mathbf{W}^+(t) = \mathbf{K}(t)\mathbf{H}_N^+, \quad (3.20)$$

$$\mathbf{W}^-(t) = \mathbf{K}(t)\mathbf{H}_N^-. \quad (3.21)$$

L'acquisition de la matrice $\mathbf{W}^+(t)$ requière N tirs avec les lois d'apodisation de \mathbf{H}_N^+ . Pour enregistrer $\mathbf{W}^-(t)$, la matrice de codage \mathbf{H}_N^- nécessite $N - 1$ tirs car la première colonne de cette matrice est un vecteur nul.

Deux méthodes sont proposées ci-après pour obtenir la matrice des réponses impulsionnelles à partir des matrices \mathbf{H}_N^+ et \mathbf{H}_N^- . Afin de distinguer les différentes acquisitions, on choisit la convention suivante : $\mathbf{K}(t)$ est la matrice des réponses impulsionnelles enregistrée sans appliquer de codage, $\mathbf{K}_H(t)$ est celle issue du codage exact de Hadamard, $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ et $\mathbf{K}_H^+(t)$ sont celles obtenues après pseudo-codage.

3.2.2.1 Pseudo-codage de Hadamard avec $2N$ transmissions

On peut démontrer que la matrice codée par \mathbf{H}_N est équivalente à la différence des matrices $\mathbf{W}^+(t)$ et $\mathbf{W}^-(t)$:

$$\mathbf{W}(t) = \mathbf{W}^+(t) - \mathbf{W}^-(t). \quad (3.22)$$

Il s'ensuit que la matrice des réponses impulsionnelles $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ se calcule comme

$$\mathbf{K}_H^\pm(t) = \frac{1}{N} (\mathbf{W}^+(t) - \mathbf{W}^-(t)) \mathbf{H}_N. \quad (3.23)$$

Une façon équivalente d'obtenir $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ est de réaliser une seule acquisition $\mathbf{W}^\pm(t) = (\mathbf{W}^+(t) \ \mathbf{W}^-(t))$ de dimensions $N \times 2N$ (ou bien $N \times 2N - 1$ si l'on supprime le tir numéro $N + 1$ correspondant à la première colonne nulle de \mathbf{H}_N^-) avec la matrice de codage $\mathbf{C} = (\mathbf{H}_N^+ \ \mathbf{H}_N^-)$. L'opération de décodage s'effectue alors selon l'équation (3.8).

Pour évaluer l'apport de ce procédé, le niveau de bruit dans la matrice décodée $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ est maintenant étudié. Comme précédemment, on suppose que les signaux enregistrés sont perturbés par un bruit additif de moyenne nulle et d'écart type η :

$$\tilde{\mathbf{W}}^+(t) = \mathbf{W}^+(t) + \mathbf{B}^+(t), \quad (3.24)$$

$$\tilde{\mathbf{W}}^-(t) = \mathbf{W}^-(t) + \mathbf{B}^-(t). \quad (3.25)$$

Toutes les composantes des matrices $\mathbf{B}(t)$, $\mathbf{B}^+(t)$ et $\mathbf{B}^-(t)$ sont indépendantes entre elles et obéissent à la même statistique.

En soustrayant ces deux équations membre à membre, on aboutit à l'expression

$$\tilde{\mathbf{W}}^+(t) - \tilde{\mathbf{W}}^-(t) = \mathbf{W}(t) + (\mathbf{B}^+(t) - \mathbf{B}^-(t)), \quad (3.26)$$

où la différence de matrices $\mathbf{B}^+(t) - \mathbf{B}^-(t)$ peut être interprétée comme une nouvelle matrice de bruit dont les composantes sont de moyenne nulle et d'écart type $\sqrt{2}\eta$. En suivant le même raisonnement que dans le cas du codage de Hadamard classique (cf. équation 3.15), la matrice décodée $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ présente un bruit additif d'écart type $\frac{\sqrt{2}\eta}{\sqrt{N}}$. Cette augmentation du niveau de bruit s'explique par la réduction du nombre d'éléments actifs à chaque tir (près de la moitié des éléments sont inactifs). Le RSB de l'image calculée avec $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ diminue de 3 dB par rapport à celui mesuré avec $\mathbf{K}_H(t)$, mais il reste très supérieur à celui de l'image TFM sans codage (cf. tableau 3.2).

Le principal inconvénient de cette technique de codage est le doublement du nombre de transmissions, ce qui diminue les cadences d'imagerie et augmente le volume de données à stocker. Une autre modalité de pseudo-codage est donc proposée dans le prochain paragraphe pour conserver un nombre de tirs égal à N .

3.2.2.2 Pseudo-codage de Hadamard avec N transmissions

Le principe du codage proposé dans ce paragraphe repose sur l'utilisation exclusive de la matrice d'acquisition $\mathbf{W}^+(t)$ issue de N transmissions codées avec des $+1$ et des 0 . En définissant la matrice de codage $\mathbf{C} = \mathbf{H}_N^+$, il est possible de retrouver de manière exacte la matrice des réponses impulsionnelles, qu'on notera $\mathbf{K}_H^+(t)$. On peut démontrer que $|\det(\mathbf{H}_N^+)| = 2^{1-N}N^{N/2}$, donc \mathbf{H}_N^+ est une matrice inversible.

Pour étudier la matrice de bruit décodé, on commence par exprimer $\mathbf{W}(t)$ en fonction des composantes de $\mathbf{W}^+(t)$. En combinant les équations (3.18) et (3.19), on déduit que $\mathbf{H}_N^- = \mathbf{J}_N - \mathbf{H}_N^+$. La substitution de cette expression de \mathbf{H}_N^- dans l'équation (3.21) donne $\mathbf{W}^-(t) = \mathbf{K}(t)\mathbf{J}_N - \mathbf{K}(t)\mathbf{H}_N^+$, ce qui peut encore s'écrire :

$$\mathbf{W}^-(t) = \mathbf{W}_{1,N}^+(t) - \mathbf{W}^+(t), \quad (3.27)$$

où $\mathbf{W}_{1,N}^+(t) = (\mathbf{w}_1^+(t) \cdots \mathbf{w}_1^+(t))$ est une matrice de rang 1 et de dimensions $N \times N$, et chaque colonne $\mathbf{w}_1^+(t)$ contient les N signaux reçus lorsque l'on transmet une onde plane. Enfin, l'expression recherchée de $\mathbf{W}(t)$ est obtenue en injectant l'équation (3.27) dans l'équation (3.22) :

$$\mathbf{W}(t) = 2\mathbf{W}^+(t) - \mathbf{W}_{1,N}^+(t). \quad (3.28)$$

En présence d'un bruit additif (cf. équation (3.24)), la matrice $\tilde{\mathbf{W}}(t)$ perturbée par le bruit s'écrit sous la forme

$$\tilde{\mathbf{W}}(t) = \mathbf{W}(t) + \left(2\mathbf{B}^+(t) - \mathbf{B}_{1,N}^+(t) \right). \quad (3.29)$$

Il résulte que la matrice des réponses impulsionnelles calculée à partir de $\tilde{\mathbf{W}}^+(t)$ a pour expression

$$\tilde{\mathbf{K}}_H^+(t) = \mathbf{K}(t) + \frac{1}{N} \left(2\mathbf{B}^+(t) - \mathbf{B}_{1,N}^+(t) \right) \mathbf{H}_N. \quad (3.30)$$

Les composantes $B_{nm}^{\text{H}^+}(t)$ de la matrice $\mathbf{B}^{\text{H}^+}(t) = \frac{1}{N} \left(2\mathbf{B}^+(t) - \mathbf{B}_{1,N}^+(t) \right) \mathbf{H}_N$ sont des variables aléatoires centrées car elles sont définies par une combinaison linéaire des termes de bruit $B_{np}^+(t)$ dont les valeurs moyennes sont nulles :

$$B_{nm}^{\text{H}^+}(t) = \frac{2}{N} \sum_{p=1}^N B_{np}^+(t) H_{pm} - \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N B_{n1}^+(t) H_{pm}. \quad (3.31)$$

D'après la définition de \mathbf{H}_N (cf. équation (3.10)), on peut montrer que la somme des coefficients dans une colonne m est nulle sauf dans la première colonne ($m = 1$) où la somme vaut N . En exploitant cette propriété de la matrice de Hadamard, l'équation (3.31) peut se décomposer comme

$$B_{nm}^{\text{H}^+}(t) = \begin{cases} \frac{2}{N} \sum_{p=1}^N B_{np}^+(t) H_{pm} - B_{n1}^+(t) & \text{si } m = 1 \\ \frac{2}{N} \sum_{p=1}^N B_{np}^+(t) H_{pm} & \text{si } 2 \leq m \leq N \end{cases}. \quad (3.32)$$

Il est facile de démontrer que, pour $2 \leq m \leq N$, l'écart type du terme de bruit est $\frac{2\eta}{\sqrt{N}}$. Pour $m = 1$, en notant $E[X]$ l'espérance mathématique de X et avec $H_{p1} = 1$ quel que soit p , la variance de $B_{n1}^{\text{H}^+}(t)$ s'écrit

$$\begin{aligned} E \left[\left| B_{n1}^{\text{H}^+}(t) \right|^2 \right] &= E \left[\left| \frac{2}{N} \sum_{p=1}^N B_{np}^+(t) - B_{n1}^+(t) \right|^2 \right] \\ &= E \left[\frac{4}{N^2} \left| \sum_{p=1}^N B_{np}^+(t) \right|^2 + |B_{n1}^+(t)|^2 - \frac{4}{N} B_{n1}^+(t) \sum_{p=1}^N B_{np}^+(t) \right] \\ &= \frac{4N\eta^2}{N^2} + \eta^2 - \frac{4\eta^2}{N} \\ &= \eta^2. \end{aligned} \quad (3.33)$$

L'image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}_H^+(t)$ présente un RSB plus faible que celui de l'image issue de $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ car la variance du bruit est globalement deux fois plus importante. On peut démontrer que le rapport entre ces deux valeurs de RSB est $\sqrt{\frac{5}{2} - \frac{2}{N}}$, soit environ 4 dB (et 7 dB par rapport à l'image calculée à partir de $\mathbf{K}_H(t)$).

Les valeurs théoriques de RSB (en échelle linéaire) des images TFM obtenues à partir des différents codages en amplitude sont regroupées dans le [tableau 3.2](#). Dans la sous-section suivante, les valeurs théoriques seront comparées à des mesures sur des images expérimentales et d'autres issues de la simulation.

Acquisition	$\mathbf{K}(t)$	$\mathbf{K}_H^+(t)$	$\mathbf{K}_H^\pm(t)$	$\mathbf{K}_H(t)$
RSB				
Théoriques (sans unité)	A_0	$\frac{A_0 N}{\sqrt{5N-4}}$	$A_0 \sqrt{\frac{N}{2}}$	$A_0 \sqrt{N}$
Théoriques (dB)	A_0^{dB}	$A_0^{\text{dB}} + 11^*$	$A_0^{\text{dB}} + 15^*$	$A_0^{\text{dB}} + 18^*$
Simulation (dB)	12	23	27	30
Expérience (dB)	12	22	26	–

TABLEAU 3.2 – Valeurs théoriques du RSB des images TFM pour différents codages en amplitude, et valeurs en dB mesurées en simulation et en expérience avec $*N = 64$.

3.2.3 Images TFM dans le polyéthylène avec des émissions codées

Le dispositif décrit sur la [figure 3.5](#) est utilisé pour évaluer l'apport des différents codages de Hadamard. Un capteur de 64 éléments est centré sur un défaut situé à 25 mm de profondeur dans le matériau de base de la section d'un tube en PEHD. Les éléments ont une surface active de $0,5 \times 10 \text{ mm}^2$ et sont espacés de 0,6 mm. Ils sont excités par un signal impulsionnel de fréquence $f_0 = 5 \text{ MHz}$ avec un système multi-voies MultiX++. L'amplitude crête à crête de la tension d'excitation est de 70 V et le gain analogique de pré-amplification des signaux est fixé à 80 dB.

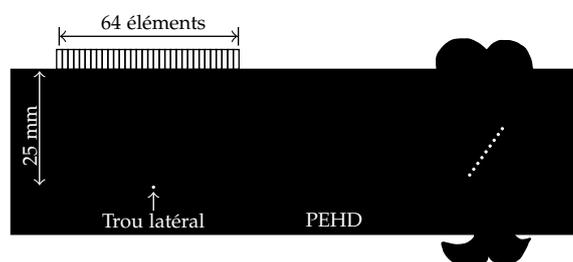


FIGURE 3.5 – Configuration d'inspection : capteur de 64 éléments ($f_0 = 5$ MHz; $d = 0,6$ mm) au contact d'un tube en PEHD comprenant un trou de 1 mm de diamètre.

La condition du pas inter-éléments $d < \frac{\lambda_0}{2}$ (cf. 1.1.3.3) n'est pas satisfaite ici car la longueur d'onde dans le matériau est $\lambda_0 = 0,48$ mm. Le diagramme de rayonnement d'un capteur dont les éléments sont espacés de $d = 1,25\lambda_0$ a été présenté sur la figure 1.3(b). Il montre que les lobes de réseau peuvent présenter une amplitude plus importante que le lobe principal. C'est pourquoi, le contrôle doit se faire de préférence en incidence normale.

L'atténuation à la fréquence d'excitation est de 1 dB/mm, ce qui indique que l'amplitude d'une onde rétro-diffusée par le défaut à 25 mm est au moins divisée par 300 dû à la seule absorption viscoélastique (cf. figure 3.4(b)). Cette atténuation est aggravée par la décroissance en $1/\sqrt{r}$ des ondes cylindriques transmises dans le milieu.

Les valeurs théoriques de RSB du tableau 3.2 ont été validées avec des données simulées, puis expérimentales. Les simulations ont été menées avec le logiciel CIVA [82, 83] en considérant les valeurs expérimentales de la vitesse de phase et de l'atténuation. La démarche consiste tout d'abord à simuler les signaux des matrices d'acquisition $\mathbf{K}(t)$, $\mathbf{W}^+(t)$, $\mathbf{W}^-(t)$, et $\mathbf{W}(t)$. Ensuite, un bruit blanc comparable à celui présent dans la matrice $\mathbf{K}(t)$ expérimentale est ajouté aux signaux simulés des quatre matrices, avant l'étape de décodage et le calcul des images TFM.

[82] M. Darmon et al., in *Springer Proc. Phys.*, 2009.

[83] M. Darmon et al., *Open J. Acoust.*, 2013.

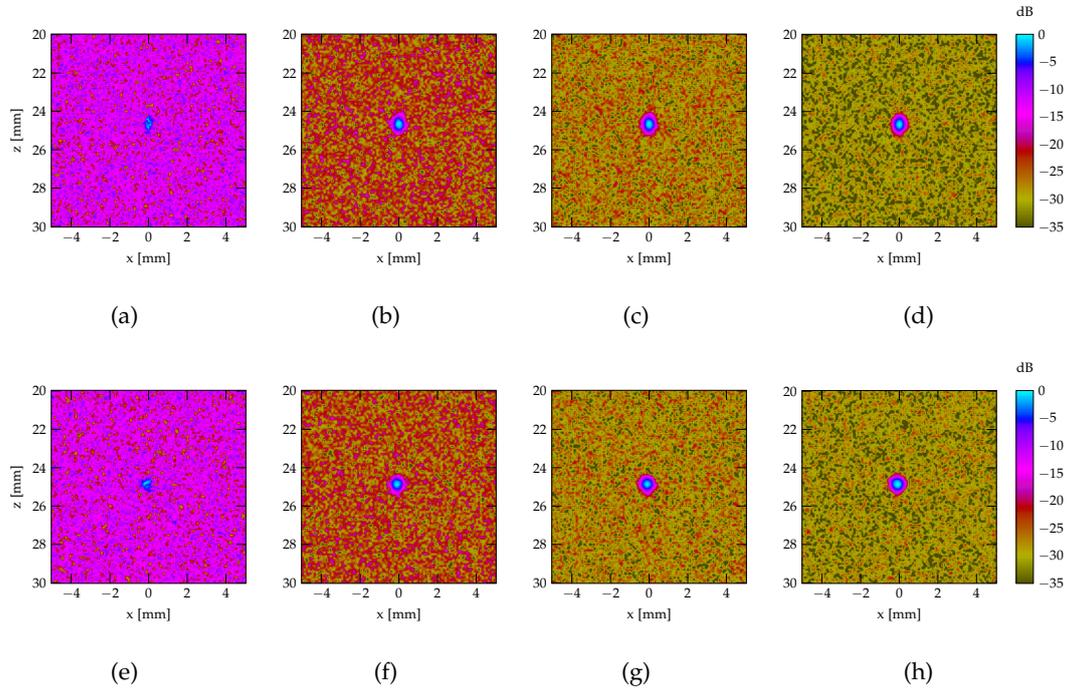


FIGURE 3.6 – Images à 5 MHz d’un trou de 1 mm de diamètre situé à 25 mm de profondeur dans le matériau de base d’un tube en polyéthylène : images TFM en simulant les signaux des matrices (a) $\mathbf{K}(t)$, (b) $\mathbf{K}_H^+(t)$, (c) $\mathbf{K}_H^\pm(t)$, (d) $\mathbf{K}_H(t)$; images TFM expérimentales avec (e) $\mathbf{K}(t)$, (f) $\mathbf{K}_H^+(t)$, (g) $\mathbf{K}_H^\pm(t)$; (h) image PWI expérimentale avec 64 ondes planes transmises entre $-31,5^\circ$ et $31,5^\circ$.

Les figures 3.6(a), 3.6(b), 3.6(c), et 3.6(d) donnent les images TFM à 5 MHz calculées à partir des matrices des signaux simulés $\mathbf{K}(t)$, $\mathbf{K}_H^+(t)$, $\mathbf{K}_H^\pm(t)$, et $\mathbf{K}_H(t)$, respectivement. L’image TFM sans codage (cf. figure 3.6(a)) présente un faible écho dont l’amplitude est à peine supérieure au niveau de bruit. La qualité des images est améliorée progressivement en fonction de la technique de codage employée, ce qui est quantifié par les valeurs de RSB indiquées dans le tableau 3.2 (ligne ‘Simulation’). Les valeurs théoriques et celles mesurées sur les images simulées sont en bon accord. Par exemple, il existe un écart de 15 dB entre les images calculées avec $\mathbf{K}(t)$ et $\mathbf{K}_H^\pm(t)$, ce qui corres-

pond à un gain de $\sqrt{\frac{N}{2}}$ en échelle linéaire. Le RSB sur les images expérimentales suit une évolution presque identique, à ± 1 dB près (ligne 'Expérimental' du [tableau 3.2](#)). Comme le codage de Hadamard $\mathbf{C} = \mathbf{H}_N$ n'est pas compatible avec nos systèmes d'imagerie, l'image obtenue en simulation avec le codage de Hadamard exact (cf. [figure 3.6\(d\)](#)) est comparée avec une image PWI calculée à partir de 64 émissions planes dans une plage angulaire allant de $-31,5^\circ$ à $31,5^\circ$ (cf. [figure 3.6\(h\)](#)). La qualité des deux images est très comparable, soit 29 dB de RSB pour l'image PWI et 30 dB pour l'image avec le codage de Hadamard optimal. Cela s'explique par le fait que les deux acquisitions utilisent tous les éléments à chaque émission, et elles comportent le même nombre d'émissions.

L'équation (3.16) démontre que l'opération de décodage est équivalente à une moyenne de signaux, ce qui diminue le bruit. Lorsque le bruit de numérisation ne dépasse pas le niveau de signal, il est possible de débruiter les images en moyennant plusieurs acquisitions. La courbe sur la [figure 3.7\(a\)](#) indique l'évolution du RSB des images expérimentales en fonction du nombre d'acquisitions N_{acq} de $\mathbf{K}(t)$ moyennées. La progression du RSB est décrite par la fonction $\text{RSB}(N_{\text{acq}}) = \sqrt{N_{\text{acq}}}$. Avec 32 matrices $\mathbf{K}(t)$, on peut calculer une image comparable à celle obtenue avec $\mathbf{K}_H^\pm(t)$ (cf. [figure 3.7\(b\)](#)), mais le nombre de tirs ultrasonores est multiplié par 16 (ou $N/4$) pour obtenir l'image finale, ce qui est peu compatible avec l'imagerie temps-réel.

Dans la suite du chapitre, nous allons appliquer la méthode DORT aux matrices des réponses impulsionnelles pour éliminer un maximum de bruit. Même si la méthode PWI est plus performante que les codages modifiés de Hadamard, le filtrage des signaux dans la matrice d'acquisition $\hat{\mathbf{S}}(f)$ (cf. 1.2.2.2) ne sera pas traité dans ce chapitre car $\hat{\mathbf{S}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{S}}(f)$ ne représente plus un opérateur de retournement temporel et l'interprétation physique des valeurs et vecteurs singuliers de $\hat{\mathbf{S}}(f)$ est donc différente de celle décrite en 1.2.3.1 pour la méthode DORT. Une méthode de filtrage basée sur une SVD de la matrice $\hat{\mathbf{S}}(f)$ sera introduite dans le [chapitre 4](#).

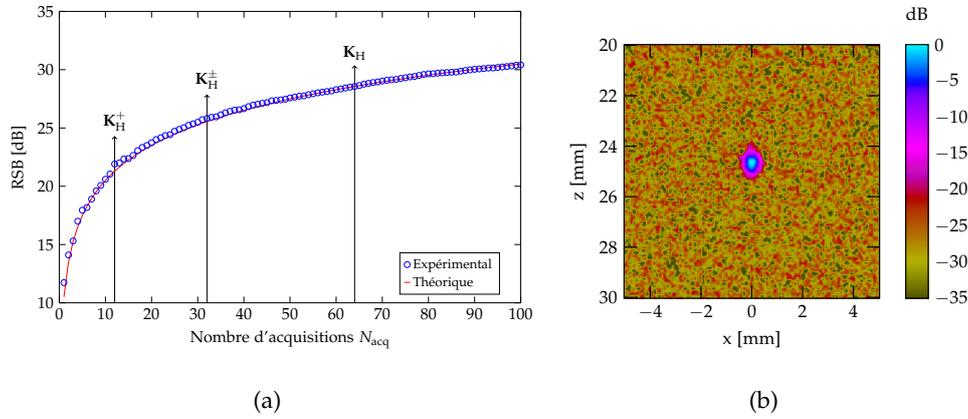


FIGURE 3.7 – (a) Évolution du RSB des images TFM en fonction du nombre d’acquisitions. (b) Image TFM calculée à partir de la moyenne de 32 matrices $\mathbf{K}(t)$.

3.3 Filtrage du bruit basé sur la méthode DORT et la théorie des matrices aléatoires

Dans le [chapitre 2](#), il a été démontré que l’ensemble \mathcal{D} caractérisant le sous-espace signal varie d’une fréquence à l’autre du fait des modes guidés et du bruit. Comme le contrôle des tubes en PEHD est réalisé en immersion ou avec un sabot rempli d’eau, l’imagerie est moins sensible aux perturbations introduites par les modes guidés, et la variation en fréquence de l’ensemble \mathcal{D} est principalement due à la présence du bruit. L’étude présentée ici est centrée sur l’analyse de l’ensemble \mathcal{B} définissant le bruit (cf. [2.2.1](#)).

La [figure 3.8](#) montre les valeurs singulières des trois matrices de transfert expérimentales $\hat{\mathbf{K}}(f)$, $\hat{\mathbf{K}}_H^+(f)$, et $\hat{\mathbf{K}}_H^\pm(f)$, toutes calculées dans la même fenêtre temporelle [17 – 27 μ s]. Sans appliquer de codage (cf. [figure 3.8\(a\)](#)), l’information fréquentielle du défaut est limitée car son spectre est noyé dans un continuum de valeurs singulières associé au bruit. Lorsqu’un codage a été mis en place, le spectre des valeurs

singulières diffère énormément de celui de $\hat{\mathbf{K}}(f)$. La [figure 3.8\(b\)](#) montre la réponse fréquentielle de la matrice de transfert en utilisant le pseudo-codage de Hadamard $\mathbf{C} = \mathbf{H}_N^+$, où on voit que le spectre du défaut prédomine sur le continuum des valeurs singulières de bruit dans la bande fréquentielle [1 – 5 MHz]. L'analyse de ce spectre montre que le sous-espace vectoriel associé au défaut est défini par $\mathcal{D} = \{1, 3\}$ sur la bande [1 – 4,5 MHz], et par $\mathcal{D} = \{2\}$ sur [4,5 – 5 MHz]. La "composante continue" autour de 0,2 correspond aux N composantes de bruit $\hat{B}_{n1}^{H^+}(f)$ d'écart type η , alors que toutes les valeurs inférieures à 0,1 sont associées aux $N^2 - N$ composantes de bruit d'écart type $\frac{2\eta}{\sqrt{N}}$ (cf. [équation \(3.32\)](#)). La composante continue à 0,2 peut être éliminée en supprimant la première colonne de $\mathbf{K}_H^+(t)$. Avec le codage $\mathbf{C} = (\mathbf{H}_N^+ \ \mathbf{H}_N^-)$, la distribution des valeurs singulières sur la [figure 3.8\(c\)](#) montre que la réponse fréquentielle du défaut est définie par l'ensemble $\mathcal{D} = \{1, 2\}$ sur la bande [1 – 4,5 MHz], et $\mathcal{D} = \{1\}$ sur la bande [4,5 – 5 MHz]. Ici, on voit que le défaut est caractérisé par un sous-espace de dimension supérieur à 1. En effet, les travaux de thèse de Jean-Gabriel Minonzio [84] ont démontré que plusieurs valeurs singulières sont associées à un trou latéral et correspondent aux différents types de diffusion du défaut (modes monopolaire, dipolaire, quadripolaire...) et le nombre de modes significatifs dépend de la taille de l'objet devant la longueur d'onde. La détection des modes principaux permet de caractériser au mieux le défaut, d'où l'intérêt des émissions codées car elles font ressortir plus d'information liée au défaut.

En raison de l'atténuation, la fréquence centrale du spectre du signal est maintenant autour de 2 MHz alors que la fréquence centrale du capteur est de 5 MHz. Il est à noter qu'un filtrage conventionnel (ex. : passe-haut) appliqué sur $\hat{\mathbf{K}}(f)$ ne permet pas d'accéder à l'information aux hautes fréquences car le spectre du bruit prédomine à partir de 4 MHz. Dans $\hat{\mathbf{K}}_H^+(f)$ et $\hat{\mathbf{K}}_H^\pm(f)$, il est possible de récupérer de l'information aux hautes fréquences mais le niveau de bruit reste encore très important.

[84] J.-G. Minonzio, *Thèse de doctorat*, 2006.

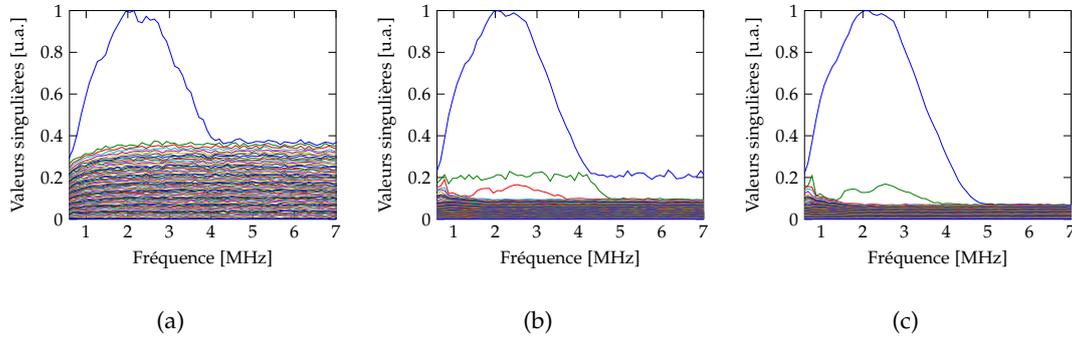


FIGURE 3.8 – Spectres des valeurs singulières des matrices de transfert : (a) $\hat{\mathbf{K}}(f)$, (b) $\hat{\mathbf{K}}_{\text{H}}^{+}(f)$, et (c) $\hat{\mathbf{K}}_{\text{H}}^{\pm}(f)$.

Pour extraire un maximum de la réponse spectrale du défaut, on définit l'ensemble de bruit comme $\mathcal{B} = \{P(f) + 1, P(f) + 2, \dots, N\}$, où $P(f)$ est le nombre de valeurs singulières au-dessus du bruit à la fréquence f et associées au défaut. Comme la distribution des valeurs singulières de bruit peut être décrite théoriquement pour toutes les fréquences [85, 86], on peut calculer les valeurs prises par $P(f)$ dans toute la bande fréquentielle. Pour établir la loi théorique de décroissance des valeurs singulières de bruit, nous allons étudier la matrice de bruit $\hat{\mathbf{B}}(f)$ à l'aide de la théorie des matrices aléatoires.

3.3.1 Expression théorique des valeurs singulières de bruit dans $\hat{\mathbf{K}}(f)$

La théorie des matrices aléatoires a été introduite par Wigner *et al.* dans le contexte de la physique nucléaire [87]. Cette théorie a ouvert la porte à de nombreux travaux en mathématiques et statistiques, comme l'étude des valeurs singulières des matrices aléatoires. Dans ce contexte, Marcenko et Pastur [88] ont établi une expression asymp-

[85] E. Lopez Villaverde *et al.*, in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2016.

[86] E. Lopez Villaverde *et al.*, in *AIP Conf. Proc.*, 2017.

[87] E. P. Wigner *et al.*, *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 1951.

[88] V. A. Marcenko *et al.*, *Math. USSR-Sbornik*, 1967.

totique de la distribution statistique des valeurs singulières. Il a été démontré que, pour une matrice aléatoire, de dimensions $N \times N$, dont les composantes sont des variables aléatoires centrées réduites et indépendantes, la densité de probabilité de ses valeurs singulières converge vers la loi du quart de cercle :

$$\zeta_{\Sigma}(\sigma) = \frac{1}{\pi} \sqrt{4 - \sigma^2} \Pi_{[0,2]}(\sigma). \quad (3.34)$$

En supposant que les composantes de la matrice de bruit $\hat{\mathbf{B}}(f)$ sont des variables aléatoires centrées et toutes indépendantes, on cherche par la suite à décrire sa distribution de valeurs singulières en fonction de ses propriétés statistiques. Comme les variables aléatoires $\hat{B}_{nm}(f)$ suivent une loi normale centrée et d'écart type η , la densité de probabilité des valeurs singulières (voir [figure 3.9\(a\)](#)) s'ajuste donc à la courbe

$$\psi_{\Sigma}(\sigma) = \frac{\sqrt{4\eta^2 N - \sigma^2}}{\pi\eta^2 N} \Pi_{[0,2\eta\sqrt{N}]}(\sigma). \quad (3.35)$$

En partant de cette propriété, l'idée consiste à calculer la fonction de répartition $\Psi_{\Sigma}(\sigma) = \int_0^{\sigma} \psi_{\Sigma}(\zeta) d\zeta$. On peut démontrer qu'elle s'exprime par

$$\Psi_{\Sigma}(\sigma) = \frac{\sigma\sqrt{4\eta^2 N - \sigma^2}}{2\pi\eta^2 N} + \frac{2}{\pi} \arcsin\left(\frac{\sigma}{2\eta\sqrt{N}}\right). \quad (3.36)$$

Grâce à cette expression de la distribution cumulée (voir [figure 3.9\(b\)](#)), il est possible d'établir théoriquement la courbe des N valeurs singulières de la matrice de bruit $\hat{\mathbf{B}}(f)$. Comme la fonction $\Psi_{\Sigma}(\sigma)$ dans l'équation (3.36) est une fonction continue strictement croissante, $\Psi_{\Sigma}^{-1}(q)$ est l'unique valeur de σ qui satisfait $\Psi_{\Sigma}(\sigma) = q$, pour $0 \leq q \leq 1$. Cette fonction réciproque, notée $Q_{\Sigma}(q)$, est nommée *fonction quantile* [89]. Dans notre cas, elle fournit la courbe de croissance des valeurs singulières σ (voir [figure 3.9\(c\)](#)). Cette courbe n'a pas d'expression explicite exacte, mais les valeurs singulières peuvent être calculées numériquement, par exemple, à l'aide de la

[89] E. Parzen, *J. Am. Stat. Assoc.*, 1979.

méthode itérative de Newton-Raphson. En s'intéressant à la résolution de l'équation $\Psi_{\Sigma}(\sigma) - q = 0$, on peut montrer que la relation entre les valeurs singulières aux itérations i et $i + 1$ s'écrit :

$$\sigma^{(i+1)} = \sigma^{(i)} - \frac{\Psi_{\Sigma}(\sigma^{(i)}) - q}{\psi_{\Sigma}(\sigma^{(i)})}. \quad (3.37)$$

Pour accélérer la convergence de l'algorithme, on choisit comme valeur d'initialisation $\sigma^{(0)} = 2\eta\sqrt{N}q$. En effet, cette dernière expression définit une approximation au premier ordre de la courbe en rouge sur la figure 3.9(b). Après une itération, la courbe des valeurs singulières est définie par

$$\sigma^{(1)} = \eta\sqrt{N}q - \frac{\eta\sqrt{N}(2 \arcsin(q) - \pi q)}{2\sqrt{1 - q^2}}, \quad (3.38)$$

qui est une très bonne approximation de la courbe $Q_{\Sigma}(q)$. On peut démontrer que lorsque $q = 1$, σ tend vers $2\eta\sqrt{N}$.

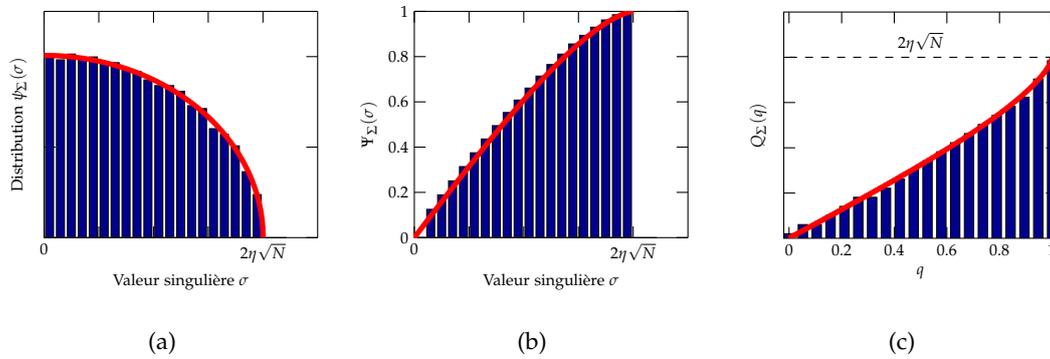


FIGURE 3.9 – Distributions théoriques (en rouge) et empiriques (barres bleues) des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{B}}(f)$: (a) densité de probabilité $\psi_{\Sigma}(\sigma)$, (b) fonction de répartition $\Psi_{\Sigma}(\sigma)$, et (c) fonction quantile $Q_{\Sigma}(q)$.

Comme le sous-espace signal est défini par l'ensemble $\mathcal{D} = \{1, \dots, P(f)\}$, on peut démontrer que les $N - P(f)$ valeurs singulières théoriques du bruit $\sigma_p^{\text{th}}(f, P(f))$ (avec

$P(f) + 1 \leq p \leq N$) ordonnées de manière décroissante s'écrivent sous la forme

$$\sigma_p^{\text{th}}(f, P(f)) = Q_\Sigma \left(\frac{N - p}{N - P(f) - 1} \right). \quad (3.39)$$

Pour déterminer le nombre $P(f)$ de valeurs singulières associées aux défauts, on considère le vecteur $\mathbf{s}_n(f) = (\sigma_{n+1}(f) \cdots \sigma_N(f))^T$ contenant les dernières $N - n$ valeurs singulières de la matrice de transfert, et on considère également le vecteur théorique de bruit $\mathbf{b}_n(f) = (\sigma_{n+1}^{\text{th}}(f, n) \cdots \sigma_N^{\text{th}}(f, n))^T$. Le rang $P(f)$ de la matrice de signal est estimé par l'intercorrélation des vecteurs $\mathbf{s}_n(f)$ et $\mathbf{b}_n(f)$ en faisant varier n ($1 \leq n \leq N$). En effet, la valeur de n qui maximise cette intercorrélation indique l'indice $P(f)$ délimitant les sous-espaces signal et bruit :

$$P(f) = \arg \max_n \left(\frac{\mathbf{s}_n^\dagger(f) \mathbf{b}_n(f)}{\|\mathbf{s}_n(f)\| \|\mathbf{b}_n(f)\|} \right). \quad (3.40)$$

3.3.2 Image TFM après élimination des composantes de bruit incohérent

À partir d'ici, on ne considérera que le pseudo-codage de Hadamard $\mathbf{C} = (\mathbf{H}_N^+ \ \mathbf{H}_N^-)$, et pour alléger l'écriture, on notera sa matrice des réponses impulsionnelles décodée tout simplement $\mathbf{K}_H(t)$.

La valeur singulière $\sigma_p(f)$ qui se détache de la courbe théorique de bruit appartient au sous-espace signal pour $1 \leq p \leq P(f)$. La [figure 3.10](#) montre les courbes des valeurs singulières théoriques et expérimentales des matrices $\hat{\mathbf{K}}(f)$ et $\hat{\mathbf{K}}_H(f)$ à la fréquence $f = 4,5$ MHz. Les courbes théoriques ont été tracées en considérant les valeurs d'écart type du bruit : η pour la base d'émission canonique, et $\frac{\sqrt{2}\eta}{\sqrt{N}}$ pour le pseudo-codage de Hadamard. Sur la [figure 3.8\(a\)](#), on a pu observer que $\hat{\mathbf{K}}(f)$ ne contient que du bruit au-delà de 4 MHz. C'est ce que montre la courbe sur la [figure 3.10\(a\)](#) où toutes les valeurs singulières à 4,5 MHz s'ajustent à la courbe théorique de bruit. Ce n'est pas le cas pour la matrice $\hat{\mathbf{K}}_H(f)$ où deux valeurs singulières se détachent de la courbe théorique de bruit (cf. [figure 3.10\(b\)](#)). Les valeurs singulières des défauts identifiées

aux hautes fréquences (autour de la fréquence d'excitation $f_0 = 5$ MHz) à l'aide de l'équation (3.40) seront utilisées pour constituer les matrices de transfert filtrées.

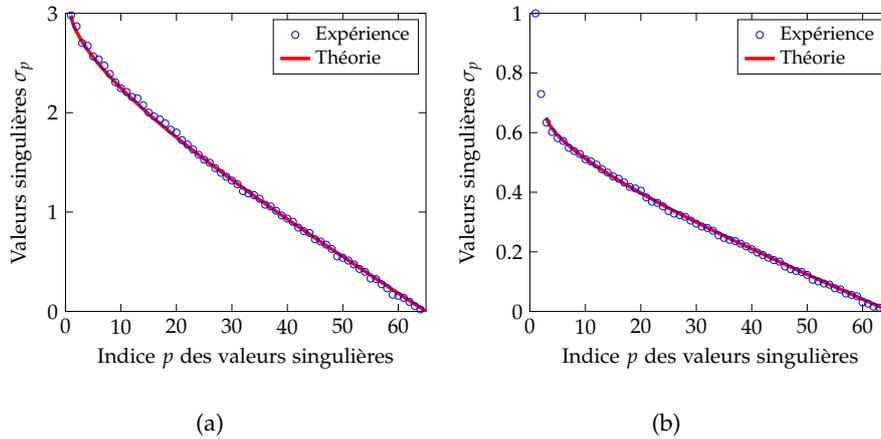


FIGURE 3.10 – Courbe des valeurs singulières à la fréquence $f = 4,5$ MHz des matrices : (a) $\hat{\mathbf{K}}(f)$, et (b) $\hat{\mathbf{K}}_H(f)$.

Les signaux de la matrice filtrée $\mathbf{K}'_H(t)$ montrent un écho du défaut de fréquence centrale autour de 5 MHz (cf. figure 3.11(b)) qui est masqué par le fort bruit dans les signaux sans filtrage (cf. figure 3.11(a)). L'image TFM calculée à partir de $\hat{\mathbf{K}}'_H(t)$ est donnée sur la figure 3.11(d). La qualité de cette image est considérablement améliorée par rapport à celles obtenues sans filtrage (cf. figure 3.6), et comporte un RSB de 55 dB tout en gardant les résolutions optimales.

3.4 Application de la méthode de filtrage à l'imagerie de défauts dans une soudure complexe

Dans la section précédente, le pseudo-codage de Hadamard et l'élimination du bruit par la méthode DORT ont été évalués dans le matériau de base du PEHD avec une configuration d'inspection simplifiée où le capteur est mis au contact de l'échantillon et

3.4 Application de la méthode de filtrage à l'imagerie de défauts dans une soudure complexe

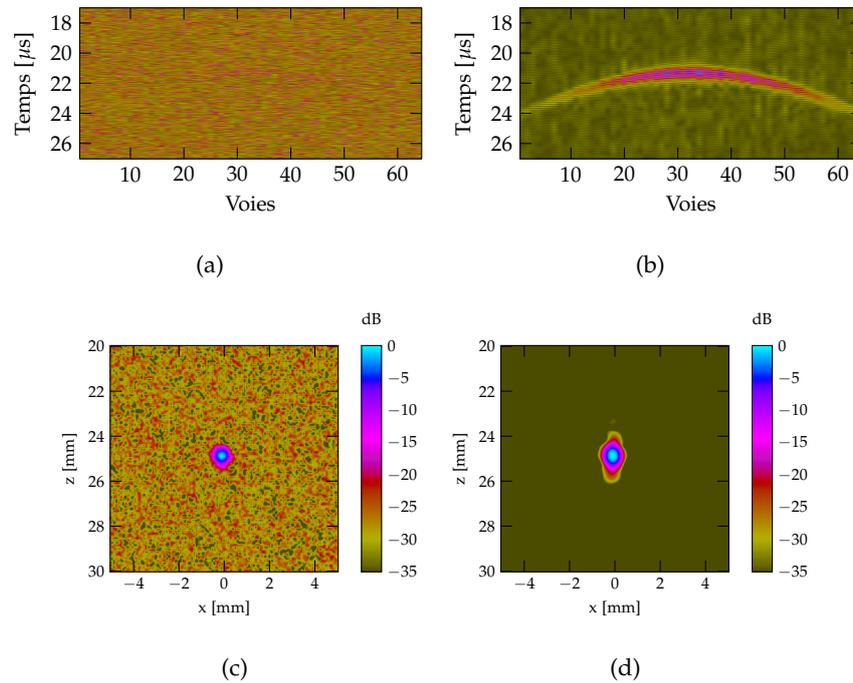


FIGURE 3.11 – Signaux temporels correspondant au tir numéro 32 dans les matrices : (a) $\mathbf{K}_H(t)$, et (b) $\mathbf{K}'_H(t)$. Images TFM calculées à partir des matrices : (c) $\mathbf{K}_H(t)$, et (d) $\mathbf{K}'_H(t)$.

centré sur un petit réflecteur. Cette section traite un cas plus industriel où l'on cherche à imager plusieurs défauts à différentes profondeurs dans une soudure bout-à-bout en utilisant un capteur en immersion.

Les soudures bout-à-bout des tubes en polyéthylène présentent une surface extrêmement complexe n'autorisant pas une inspection de type L0 (contrôle en incidence normale). Comme ces soudures ne sont pas arasées lors de la maintenance, le capteur doit être positionné au-dessus du matériau de base, à proximité de la zone soudée, et fixé à un sabot incliné (en eau) pour atteindre la zone d'intérêt avec un maximum d'insonification. Par rapport à une configuration au contact, l'amplitude des échos est diminué du fait de la transmission à l'interface eau/solide, et on verra que cela impacte la qualité des images.

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est décrit sur la [figure 3.12\(a\)](#). La pièce et le capteur sont immergés dans l'eau, et ce dernier est incliné de 30° , ce qui assure un angle de réfraction de 55° en direction de la soudure. Celle-ci comporte une série de neuf trous latéraux identiques de 1 mm de diamètre, et régulièrement espacés d'une distance (centre à centre) de 1,5 mm. Les paramètres d'acquisition et les caractéristiques du capteur sont les mêmes que dans les expériences précédentes pour imaginer le matériau de base.

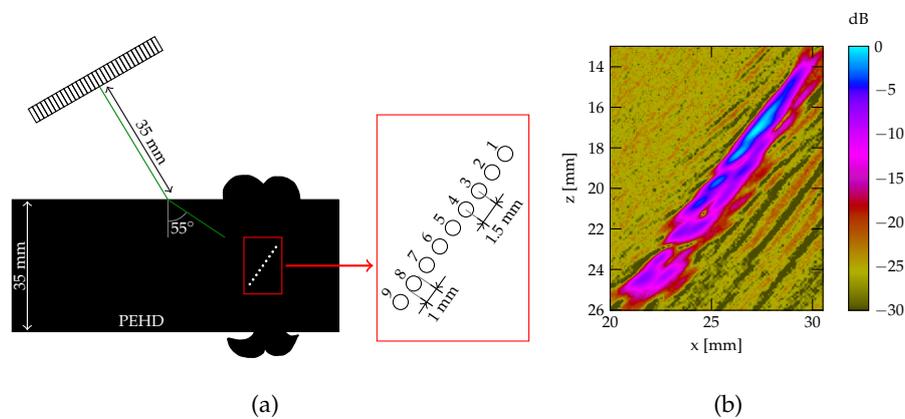


FIGURE 3.12 – (a) Configuration en immersion : le capteur est incliné dans l'eau afin d'assurer un angle de réfraction de 55° en direction d'une série de trous de 1 mm de diamètre dans la soudure du PEHD. (b) Image TFM à 2 MHz des défauts artificiels, sans codage, ni filtrage.

3.4.1 Principe de calcul des images TFM en immersion

L'équation d'imagerie TFM (cf. [équation \(1.10\)](#)) reste inchangée pour un capteur en immersion. Par contre, le calcul géométrique des temps de propagation est plus complexe car chaque trajet inter-éléments inclut désormais deux réfractions à l'interface eau/solide. La géométrie du problème et les notations utilisées ci-après sont indiquées sur la [figure 3.13](#).

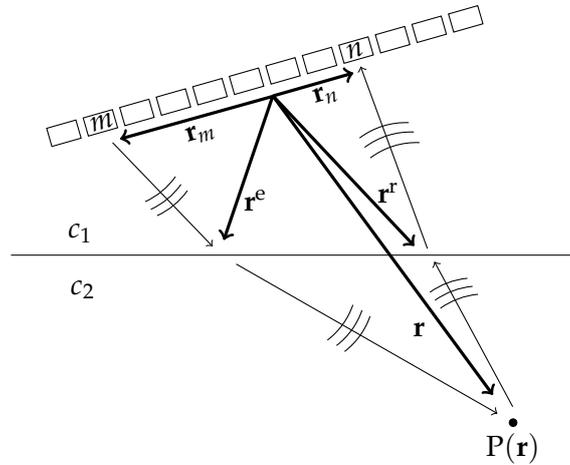


FIGURE 3.13 – Imagerie TFM en immersion : géométrie du problème et notations associées à un point de focalisation $P(\mathbf{r})$ et un couple émetteur/récepteur $n-m$.

Le capteur est immergé dans l'eau dont la vitesse de phase est notée c_1 . Pour atteindre le point de focalisation $P(\mathbf{r})$ dans le matériau d'inspection, l'onde émise par l'élément m se propage à la vitesse c_1 du point repéré par \mathbf{r}_m jusqu'au point sur l'interface eau/solide repéré par \mathbf{r}^e . L'onde est ensuite réfractée et se propage à la vitesse c_2 jusqu'au point $P(\mathbf{r})$. Le temps de propagation entre l'élément m et le point de focalisation $P(\mathbf{r})$ obéit au principe de Fermat, s'écrivant

$$t_m^e(\mathbf{r}) = \min_{\mathbf{r}^e} \left(\frac{\|\mathbf{r}^e - \mathbf{r}_m\|}{c_1} + \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}^e\|}{c_2} \right). \quad (3.41)$$

Pour une interface plane, le temps de propagation minimal $t_m^e(\mathbf{r})$ est souvent calculé analytiquement en résolvant une équation du quatrième degré [90, 91]. Cependant, lorsque l'interface est complexe, l'équation (3.41) n'a pas de solution explicite et nécessite donc une méthode numérique. Pour être générique, on utilisera l'algorithme itératif de descente du gradient qui consiste à descendre le long de la plus grande pente locale afin de trouver numériquement le minimum de la fonction $t_m^e(\mathbf{r})$. La mé-

[90] M. Weston et al., *NDT&E Int.*, 2012.

[91] J. F. Cruza et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Cont.*, 2013.

thode est facile à implémenter et converge au bout de deux itérations [22]. Comme en imagerie au contact, les temps de propagation en émission et en réception sont identiques, $t_m^e(\mathbf{r}) = t_m^r(\mathbf{r})$, car on ne s'intéressera qu'à l'imagerie en mode direct. En revanche, aucun coefficient de pondération ne sera utilisé dans l'équation TFM ($w_m^r(\mathbf{r}) = w_m^e(\mathbf{r}) = 1$) car leur calcul est nettement plus complexe en immersion (prise en compte de la réfraction et de deux coefficients de transmission pour chaque point de l'image et chaque couple émetteur/récepteur), ce qui est coûteux en temps de calcul et n'apporte pas de modification majeure dans le cas présent.

La [figure 3.12\(b\)](#) montre l'image TFM issue de $\mathbf{K}(t)$, c'est-à-dire sans codage à l'émission, ni filtrage des signaux par SVD. L'analyse fréquentielle montre que le spectre des défauts est centré autour de 2 MHz alors que la fréquence centrale du capteur est 5 MHz. Le RSB de l'image est 27 dB mais la résolution spatiale ne permet pas de séparer les échos des défauts. Pour améliorer la résolution spatiale et distinguer ainsi les neuf réflecteurs, il faut produire une image à une fréquence plus haute, si possible à la fréquence du capteur. Les émissions codées vont permettre d'augmenter le niveau de signal autour de 5 MHz, puis, en sélectionnant une bande étroite autour de cette fréquence, une image TFM mieux résolue pourra être affichée. Enfin, la méthode DORT éliminera le bruit important à cette fréquence, tout en préservant la résolution spatiale.

3.4.2 Images TFM dans la soudure PEHD

Les images TFM dans la soudure correspondent à la zone d'intérêt en rouge sur la [figure 3.12\(a\)](#). Elles sont de dimensions $10 \times 12 \text{ mm}^2$ et centrées sur le défaut numéro 5 à mi-hauteur. L'amplitude des images est exprimée en dB avec une dynamique de 30 dB. La [figure 3.14](#) donne les images TFM calculées à 5 MHz, sans et avec codage.

[22] L. Le Jeune, *Thèse de doctorat*, 2016.

L'image obtenue sans émissions codées (cf. [figure 3.14\(a\)](#)) est tellement bruitée qu'il est impossible de mesurer correctement une valeur de RSB. Par rapport à l'image calculée à 2 MHz (cf. [figure 3.12\(b\)](#)), ici, il est possible de discriminer les neuf défauts avec le pseudo-codage de Hadamard $\mathbf{C} = (\mathbf{H}_N^+ \ \mathbf{H}_N^-)$, mais un bruit très important subsiste sur l'image (cf. [figure 3.14\(b\)](#)).

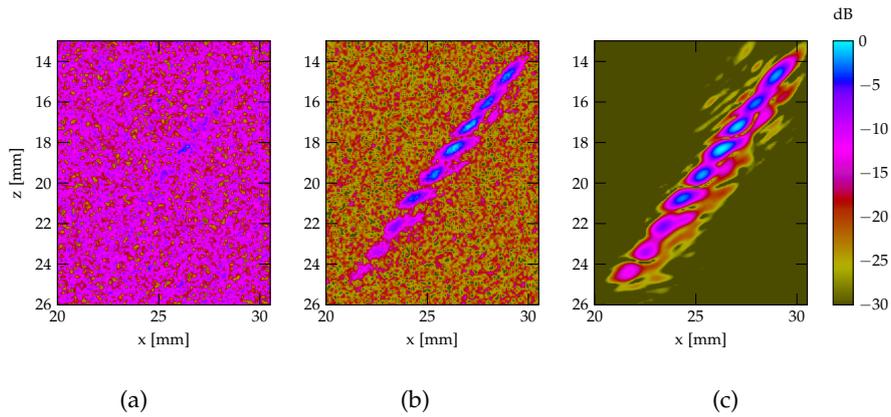


FIGURE 3.14 – Images TFM à 5 MHz dans une soudure bout-à-bout calculées à partir des matrices des réponses impulsionnelles : (a) $\mathbf{K}(t)$, (b) $\mathbf{K}_H(t)$, et (c) $\mathbf{K}'_H(t)$.

Pour éliminer le bruit résiduel sur l'image, on identifie l'ensemble \mathcal{D} pour toutes les fréquences à l'aide de l'équation (3.40). Par exemple, le rang de la matrice filtrée à 4 MHz est $P = 13$, ce qui laisse penser que tous les défauts sont détectés à cette fréquence (cf. [figure 3.15\(a\)](#)). Le nombre des valeurs singulières associées aux défauts diminue progressivement à des fréquences plus élevées (cf. [figure 3.15\(b\)](#)). Cependant, à la fréquence d'excitation $f_0 = 5$ MHz, il est encore possible d'extraire de l'information sur les défauts car le nombre de valeurs singulières au-dessus du niveau de bruit est $P = 5$. L'image TFM calculée à partir de $\mathbf{K}'_H(t)$ est donnée sur la [figure 3.14\(c\)](#) où le bruit résiduel présent dans l'image précédente (cf. [figure 3.14\(b\)](#)) est complètement éliminé. Le filtrage conserve la résolution spatiale et permet de distinguer les neuf défauts avec une valeur de RSB très satisfaisante.

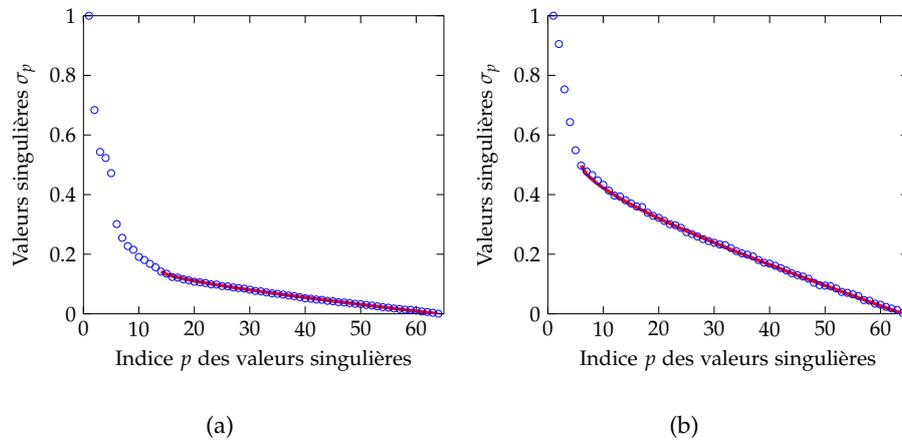


FIGURE 3.15 – Courbes des valeurs singulières de la matrice $\hat{\mathbf{K}}_H(f)$ à la fréquence : (a) $f = 4$ MHz, et (b) $f = 5$ MHz. En bleu les valeurs singulières expérimentales, et en rouge la courbe théorique de bruit.

Le [tableau 3.3](#) récapitule les valeurs de RSB correspondantes aux échos de chaque défaut (numérotés 1–9), mesurées dans les images TFM avant et après filtrage avec la méthode DORT. On constate une amélioration moyenne de 16 dB sur l’ensemble des défauts.

Défaut	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Matrice									
$\mathbf{K}_H(t)$ (RSB en dB)	24	24	26	26	24	24	21	20	16
$\mathbf{K}'_H(t)$ (RSB en dB)	41	40	42	42	41	40	37	35	32

TABLEAU 3.3 – Rapports signal sur bruit (RSB) mesurés avant (image calculée avec $\mathbf{K}_H(t)$) et après filtrage avec la méthode DORT (image calculée avec $\mathbf{K}'_H(t)$).

3.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les émissions codées de Hadamard ont été utilisées pour améliorer la détection de défauts avec la méthode DORT, et ainsi calculer des images TFM de haute résolution et haut contraste dans un matériau très atténuant : le polyéthylène.

Le codage en amplitude de Hadamard permet de constituer une matrice des réponses impulsionnelles équivalente à celle obtenue avec des émissions canoniques. Deux techniques de codage basées sur la matrice de Hadamard ont été développées afin d'appliquer un pseudo-codage de Hadamard $\{+1, 0\}$ compatible avec tous les systèmes de pilotage de voies. En présence du bruit incohérent, le RSB des images issues de l'une des ces techniques est multiplié par $\sqrt{N/2}$ par rapport aux images TFM classiques.

Le comportement asymptotique des valeurs singulières du bruit incohérent a été prédit à l'aide de la théorie des matrices aléatoires. On a développé une méthode qui sépare le sous-espace signal \mathcal{D} du sous-espace bruit \mathcal{B} à toutes les fréquences, en se basant sur la courbe théorique des valeurs singulières du bruit. Les émissions codées facilitent l'identification de l'ensemble \mathcal{D} car le nombre des valeurs singulières de bruit perturbant le sous-espace signal est réduit.

La méthode a été évaluée dans un cas d'application industriel pour la détection de défauts dans une soudure bout-à-bout. Les contrôles dans le PEHD se font actuellement en basses fréquences pour éviter la forte atténuation du matériau viscoélastique. Cependant, la mauvaise résolution ne permet pas de discriminer des défauts très proches les uns des autres. Dans cette étude, on a visé à calculer des images TFM à des fréquences plus élevées afin d'augmenter la résolution des images. On a démontré que la méthode DORT appliquée à une matrice acquise avec des émissions codées sélectionne intégralement le sous-espace des défauts à la fréquence d'excitation malgré la forte atténuation.

Il a été démontré que l'image PWI comporte un RSB comparable à l'image issue du

codage optimal de Hadamard $\{+1, -1\}$. Elle n'a pas été traitée dans un premier temps car la matrice d'ondes planes n'est directement pas compatible avec la méthode DORT (analyse de l'opérateur $\hat{\mathbf{K}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{K}}(f)$), mais son étude est incontournable. C'est pourquoi, dans le [chapitre 4](#), nous allons étudier la décomposition en valeurs singulières appliquée à la matrice d'ondes planes, et développer une méthode de filtrage de bruit cohérent et incohérent.

Chapitre 4

Introduction d'une méthode de débruitage des images PWI : Imagerie dans l'acier et dans le polyéthylène

La méthode DORT a été appliquée jusqu'ici à plusieurs matrices des réponses impulsionnelles inter-éléments, toutes de dimensions $N \times N$ et compatibles avec l'imagerie TFM : la matrice conventionnelle $\mathbf{K}(t)$ où les éléments sont excités individuellement ; la matrice $\mathbf{K}_{sv}(t)$ caractérisant la propagation d'un réseau virtuel à un réseau réel ; et la matrice $\mathbf{K}_H(t)$ obtenue par codage/décodage de Hadamard. En fait, la SVD et l'analyse des valeurs et vecteurs singuliers restent pertinentes pour n'importe quelle matrice d'acquisition, même si elle n'est ni carrée, ni symétrique. Cette décomposition peut donc être appliquée à la matrice d'ondes planes $\hat{\mathbf{S}}(f)$ dans le domaine fréquentiel, mais l'interprétation des valeurs et vecteurs singuliers sera différente par rapport à la méthode DORT car le produit $\hat{\mathbf{S}}^\dagger(f)\hat{\mathbf{S}}(f)$ ne représente plus l'opérateur de retournement temporel.

Dans ce chapitre, on s'intéresse donc à l'imagerie par émission d'ondes planes qui présente le double avantage en CND d'isonifier une zone d'intérêt dans une direction

privilegiée (ex. : émission d'ondes planes autour de 45°), et d'être moins perturbée par le bruit d'acquisition. On a vu dans le [chapitre 2](#) que la déviation du faisceau par des sources virtuelles dans une direction d'inspection réduit la perturbation des modes guidés et améliore la détection de défauts. Dans le [chapitre 3](#), on a montré, en simulation, que le contraste d'une image PWI est comparable à celui des images TFM obtenues avec le codage optimal de Hadamard. C'est pourquoi ce chapitre s'intéresse à l'étude des valeurs et vecteurs singuliers de $\hat{\mathbf{S}}(f)$ en vue du filtrage des bruits cohérent (bruit de structure) et incohérent (bruit électronique). L'image PWI filtrée est calculée à partir de la matrice d'ondes planes filtrée $\mathbf{S}'(t)$. La méthode sera évaluée dans le bloc d'acier à gros grains étudié au [chapitre 2](#), et dans l'échantillon de tube polyéthylène du [chapitre 3](#).

4.1 Décomposition en valeurs singulières de la matrice d'ondes planes $\hat{\mathbf{S}}(f)$

Cette section présente une analyse théorique de la SVD de la matrice d'ondes planes $\hat{\mathbf{S}}(f)$ en faisant le lien avec la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Les expressions des valeurs et vecteurs singuliers sont données, et on démontre notamment que le vecteur singulier en émission indique le nombre d'ondes planes qui interagissent avec le défaut. L'analyse du vecteur singulier en émission permet d'identifier les directions d'insonification non pertinentes et de les éliminer pour réduire le volume de données.

4.1.1 Interprétation des valeurs et vecteurs singuliers à l'aide de $\hat{\mathbf{K}}(f)$

L'acquisition par émission d'ondes planes a été présentée dans le [chapitre 1](#) (cf. [1.2.2.2](#)), et l'[annexe A.4](#) explique comment synthétiser la matrice d'ondes planes à partir de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$. En notant $\hat{E}_{nm}(f) = \exp\left(-j\frac{2\pi f}{c}x_n \sin \beta_m\right)$ le terme de retard

appliqué à l'élément émetteur n pour créer l'onde plane d'incidence β_m , la matrice d'ondes planes a pour expression dans le domaine fréquentiel $\hat{\mathbf{S}}(f) = \hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}(f)$, et pour dimensions $N \times M$, où M est le nombre d'ondes planes. Dans ce chapitre, la SVD de la matrice d'onde planes sera écrite comme

$$\hat{\mathbf{S}}(f) = \hat{\mathbf{U}}(f)\hat{\mathbf{\Sigma}}(f)\hat{\mathbf{V}}^\dagger(f). \quad (4.1)$$

Les matrices $\hat{\mathbf{U}}(f)$ et $\hat{\mathbf{V}}(f)$ sont des matrices unitaires. La matrice $\hat{\mathbf{U}}(f)$ est de dimensions $N \times N$ contenant N vecteurs singuliers en réception. La matrice $\hat{\mathbf{V}}(f)$ est de dimensions $M \times M$ et contient M vecteurs singuliers en émission. La matrice $\hat{\mathbf{\Sigma}}(f)$ est une matrice "pseudo-diagonale" de dimensions $N \times M$ et contient $M_0 = \min(N, M)$ valeurs singulières rangées dans l'ordre décroissant. Comme dans la décomposition de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$, le nombre de valeurs singulières dans $\hat{\mathbf{S}}(f)$ renseigne sur le nombre de diffuseurs ponctuels et isotropes présents dans le milieu d'inspection. De manière similaire à $\hat{\mathbf{K}}(f)$, la matrice d'ondes planes $\hat{\mathbf{S}}(f)$ peut s'écrire comme la somme d'une matrice de signal et d'une matrice de bruit (cf. [équation \(2.8\)](#)), où le terme de signal est la matrice d'ondes planes filtrée, c'est-à-dire

$$\hat{\mathbf{S}}'(f) = \sum_{p \in \mathcal{D}} \hat{\sigma}_p(f) \hat{\mathbf{u}}_p(f) \hat{\mathbf{v}}_p^\dagger(f). \quad (4.2)$$

Pour étudier cette décomposition en valeurs singulières, on part de la SVD de la matrice de transfert s'écrivant $\hat{\mathbf{K}}(f) = \mathbf{U}(f)\mathbf{\Sigma}(f)\mathbf{V}^\dagger(f)$, ce qui conduit à

$$\hat{\mathbf{S}}(f) = \mathbf{U}(f)\mathbf{\Sigma}(f)\mathbf{V}^\dagger(f)\hat{\mathbf{E}}(f). \quad (4.3)$$

Pour simplifier l'analyse, on considère que le milieu ne comporte qu'un seul diffuseur, et celui-ci est supposé ponctuel et isotrope. La matrice d'ondes planes s'écrit alors $\hat{\mathbf{S}}(f) = \mathbf{u}_1(f)\sigma_1(f)\mathbf{v}_1^\dagger(f)\hat{\mathbf{E}}(f)$, et la comparaison avec l'[équation \(4.2\)](#) pour $\mathcal{D} = \{1\}$

permet d'exprimer la valeur et les vecteurs singuliers de $\hat{\mathbf{S}}(f)$ associés au diffuseur :

$$\hat{\sigma}_1(f) = \sigma_1(f) \|\mathbf{v}_1^\dagger(f) \hat{\mathbf{E}}(f)\|, \quad (4.4)$$

$$\hat{\mathbf{u}}_1(f) = \mathbf{u}_1(f), \quad (4.5)$$

$$\hat{\mathbf{v}}_1(f) = \frac{\hat{\mathbf{E}}^\dagger(f) \mathbf{v}_1(f)}{\|\mathbf{v}_1^\dagger(f) \hat{\mathbf{E}}(f)\|}. \quad (4.6)$$

Le vecteur en réception $\hat{\mathbf{u}}_1(f)$ reste identique à celui de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ car il décrit la propagation du diffuseur vers le réseau, tandis que le vecteur en émission $\hat{\mathbf{v}}_1(f)$ décrit la propagation des M ondes planes vers la cible, comme cela sera expliqué par la suite. La valeur singulière $\hat{\sigma}_1(f)$, interprétée comme la réflectivité apparente du diffuseur, est proportionnelle à la valeur singulière $\sigma_1(f)$. Le coefficient de proportionnalité est défini par le scalaire $\|\mathbf{v}_1^\dagger(f) \hat{\mathbf{E}}(f)\|$ qui augmente avec le nombre d'ondes planes M . Cela se traduit par une amélioration de la détection de défauts dans des milieux où l'atténuation des ondes ultrasonores est élevée.

Pour exprimer plus explicitement le vecteur en émission $\hat{\mathbf{v}}_1(f)$, on peut partir de l'équation (2.22) définissant le vecteur singulier $\mathbf{v}_1(f)$ associé à un diffuseur dont la position P_d est repérée par le vecteur $\mathbf{r}^d = (x^d \ z^d)^T$:

$$[\mathbf{v}_1(f)]_n = \frac{D_n(\mathbf{r}^d, f) \exp\left(j \frac{2\pi f}{c} \|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\|\right)}{\sqrt{f} \|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\|}, \quad (4.7)$$

où $\mathbf{r}_n = (x_n \ 0)^T$ positionne l'abscisse de l'élément n .

En s'intéressant uniquement aux termes de phase en champ lointain (on néglige l'effet de la directivité et de l'atténuation géométrique), la composante m du vecteur $\hat{\mathbf{v}}_1(f)$, à un facteur de normalisation près, s'écrit

$$[\hat{\mathbf{v}}_1(f)]_m = \sum_{n=1}^N \exp\left(j \frac{2\pi f}{c} \left(\|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\| + x_n \sin \beta_m\right)\right). \quad (4.8)$$

En considérant la géométrie illustrée sur la figure 4.1, la condition de champ lointain permet de faire l'approximation suivante [92] : $\|\mathbf{r}^d - \mathbf{r}_n\| \approx \|\mathbf{r}^d\| - (x_n - x^d) \sin \beta_m$, où

[92] B. E. Anderson et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, 2012.

\mathbf{r}^i est un vecteur partant du point $P_i(x^i, 0)$ sur l'axe du réseau en direction du point du défaut $P_d(x^d, z^d)$, formant un angle β_m avec la verticale. Le calcul géométrique indique que ce vecteur vérifie $\|\mathbf{r}^i\| = \frac{x^d - x^i}{\sin \beta_m}$.

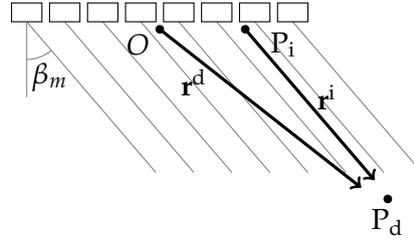


FIGURE 4.1 – Géométrie et notations utilisées pour représenter la contribution de chaque élément du réseau au point P_d , situé en champ lointain. Le vecteur \mathbf{r}^d repère la position du point P_d , et \mathbf{r}^i est un vecteur partant du point P_i dans l'axe du capteur en direction de P_d et formant un angle β_m avec la verticale.

En développant le terme de phase de l'équation (4.8), on peut démontrer que la phase des composantes du vecteur en émission $\hat{\mathbf{v}}_1(f)$ est donnée par

$$\arg([\hat{\mathbf{v}}_1(f)]_m) = \frac{2\pi f}{c} \mathbf{r}^d \cdot \mathbf{n}_m, \quad (4.9)$$

où $\mathbf{n}_m = (\sin \beta_m \quad \cos \beta_m)^T$ est un vecteur unitaire décrivant la direction de l'onde plane d'incidence β_m .

4.1.2 Réduction du nombre d'ondes planes émises par l'analyse du vecteur en émission

Dans le premier chapitre (cf. 1.2.2.2), on a vu qu'une onde plane se propageant sous un angle β_m a une extension finie en $D \cos \beta_m$ (cf. figure 1.9(b)), où D est l'ouverture du réseau. La zone insonifiée par l'onde plane est appelée *zone effective*, et l'équation (4.9) est uniquement valide pour des diffuseurs compris dans cette zone. Pour une région insonifiée par M ondes planes, le vecteur singulier en émission $\hat{\mathbf{v}}_1$ informe donc sur le nombre d'ondes planes qui interagissent avec le défaut.

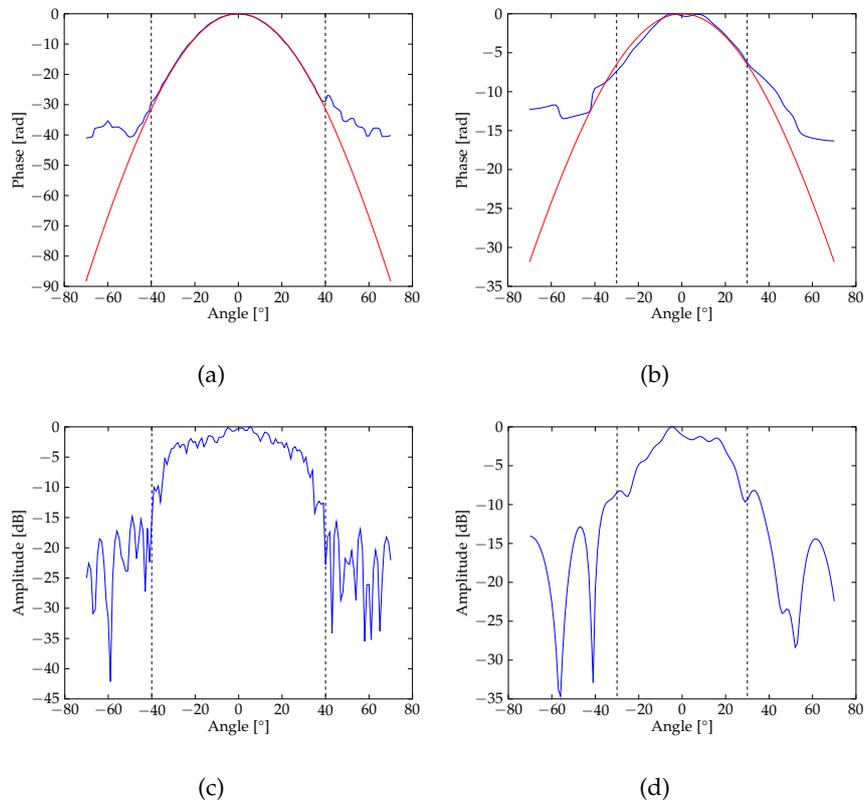


FIGURE 4.2 – Phase théorique (en rouge) et expérimentale (en bleu) du vecteur \hat{v}_1 : (a) PEHD, et (b) acier à gros grains. Amplitude du vecteur \hat{v}_1 : (c) PEHD, et (d) acier à gros grains.

Dans un premier temps, on étudie expérimentalement le vecteur en émission dans un matériau homogène (le PEHD), avec un défaut localisé à 25 mm de profondeur, et où le capteur au contact est centré sur ce défaut. Les ondes planes sont transmises entre -70° et 70° avec un pas de 1° , et compte tenu de la profondeur du défaut et de l'ouverture de capteur $D = 38$ mm, seules les ondes dont les angles d'incidence sont compris entre $\beta_{m_1} = -40^\circ$ et $\beta_{m_2} = 40^\circ$ interagissent avec le défaut. C'est ce qui est observé sur la [figure 4.2\(a\)](#) où la phase expérimentale du vecteur $\hat{v}_1(f)$ coïncide avec celle théorique (calculée en supposant des ondes planes d'extension infinie) entre

-40° et 40° . L'amplitude du vecteur montre que les angles sur cette plage contribuent de manière très similaire en termes d'amplitude (cf. [figure 4.2\(c\)](#)). Dans le cas d'un matériau hétérogène (acier à gros grains), on voit un phénomène très proche de la théorie. Ici, on insonifie le milieu en présence d'un défaut situé à 40 mm de profondeur avec une ouverture $D = 45$ mm. Les ondes planes sont également transmises entre -70° et 70° avec un pas de 1° , et le calcul de la zone effective indique que seules les ondes dont les angles d'incidence sont compris entre $\beta_{m_1} = -30^\circ$ et $\beta_{m_2} = 30^\circ$ interagissent avec le défaut. Les phases théoriques et expérimentales sont en très bon accord dans cette plage angulaire (cf. [figure 4.2\(b\)](#)). L'amplitude du vecteur confirme que les ondes planes émises dans cette plage angulaire sont celles qui contribuent le plus à la détection du défaut (cf. [figure 4.2\(d\)](#)). Cependant, par rapport au PEHD où l'amplitude est quasi constante autour de 0° , on constate ici que les ondes planes n'ont pas toutes la même contribution en raison de la structure hétérogène du matériau.

L'analyse du vecteur singulier à l'émission permet donc d'éliminer les émissions sur-numéraires qui, au mieux, n'apportent aucune amélioration sur l'image d'un défaut, et, au pire, font apparaître des artefacts d'imagerie (ex. : artefacts liés à des échos de géométrie). L'élimination des ondes planes "non échogènes" accélère aussi le temps de reconstruction des images car le nombre de colonnes de la nouvelle matrice d'ondes planes est potentiellement inférieur à celui de $\mathbf{S}(t)$, ce qui réduit le nombre de sommes de signaux dans l'équation (1.14).

4.2 Application au filtrage du bruit de structure dans l'acier à gros grains

Pour évaluer la méthode de filtrage de bruit appliquée à la matrice d'ondes planes $\mathbf{S}(t)$, on impose le même nombre de transmissions que dans la matrice $\mathbf{K}(t)$. Avec un capteur de $N = 32$ éléments, $M = 32$ ondes planes sont donc transmises entre

–30° à 30° avec un pas constant. L'image PWI obtenue est affichée sur la [figure 4.3\(a\)](#) et contient les mêmes artefacts qu'une image TFM à proximité du capteur (cf. [figure 2.13\(a\)](#)). Le rapport signal sur bruit n'est pas réduit par rapport à la méthode TFM (avec ou sans sources virtuelles) même si, à chaque séquence de l'acquisition, tous les éléments sont mis à contribution. Une image TFM avec un codage de Hadamard donnerait sensiblement le même résultat car le bruit de structure augmente proportionnellement à l'amplitude des ondes transmises. Cependant, par rapport à l'imagerie TFM (avec sources virtuelles ou émissions codées), on verra ci-dessous que l'émission d'ondes planes sous des angles particuliers peut faciliter l'interprétation de la distribution de valeurs singulières en éliminant ou atténuant les valeurs fortes ne caractérisant pas la réponse du défaut, ce qui réduit le taux de "fausses alarmes" quand les valeurs singulières sont utilisées en tant que moyen de détection.

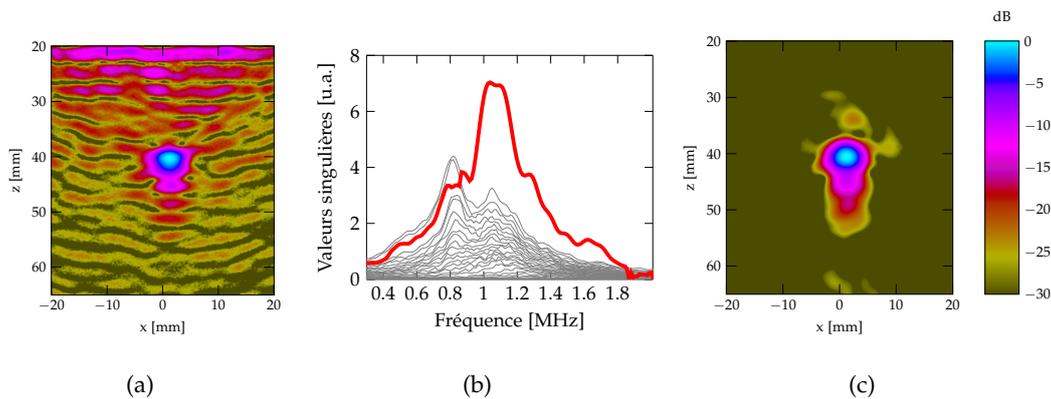


FIGURE 4.3 – Filtrage du bruit cohérent dans l'image PWI en configuration L0. (a) Image PWI sans traitement particulier; (b) spectre des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{S}}(f)$, et en rouge les valeurs singulières appartenant à la matrice filtrée $\hat{\mathbf{S}}'(f)$; (c) image PWI après le filtrage par SVD.

Pour éliminer le bruit dans $\mathbf{S}(t)$, la SVD est calculée ici sur la fenêtre temporelle [10 – 24 μ s], qui est légèrement plus longue que celle utilisée dans le [chapitre 2](#) en raison des

retards appliqués pour dévier les ondes planes. La distribution des valeurs singulières sur la [figure 4.3\(b\)](#) montre que la réponse spectrale du défaut domine le bruit de structure, les contributions du couplage inter-éléments et les ondes de surface sur une large étendue du spectre. Une paire de valeurs singulières, attribuée aux ondes de surface, domine légèrement le spectre aux basses fréquences ($f < 0,9$ MHz). Pour éliminer la contribution des ondes de surface à ces fréquences, la méthode de filtrage basée sur des inter-corrélations de vecteurs singuliers (cf. [2.2.3.2](#)) reste valide en l'état. Il suffit de remplacer le vecteur en émission $\mathbf{v}_1(f)$ de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ par le vecteur en réception $\hat{\mathbf{u}}_1^*(f)$ de $\hat{\mathbf{S}}(f)$ (car $\mathbf{u}_1(f) = \hat{\mathbf{u}}_1(f)$ et donc $\mathbf{v}_1(f) = \hat{\mathbf{u}}_1^*(f)$). La matrice d'ondes planes filtrée $\hat{\mathbf{S}}'(f)$ est constituée à partir du sous-espace vectoriel associé au défaut et extrait de la distribution de valeurs singulières (affichée en rouge sur la [figure 4.3\(b\)](#)). Après une transformée de Fourier inverse, l'image calculée avec la nouvelle matrice $\mathbf{S}'(t)$ (cf. [figure 4.3\(c\)](#)) est très similaire à l'image TFM débruitée par la méthode DORT (cf. [figure 2.13\(c\)](#)).

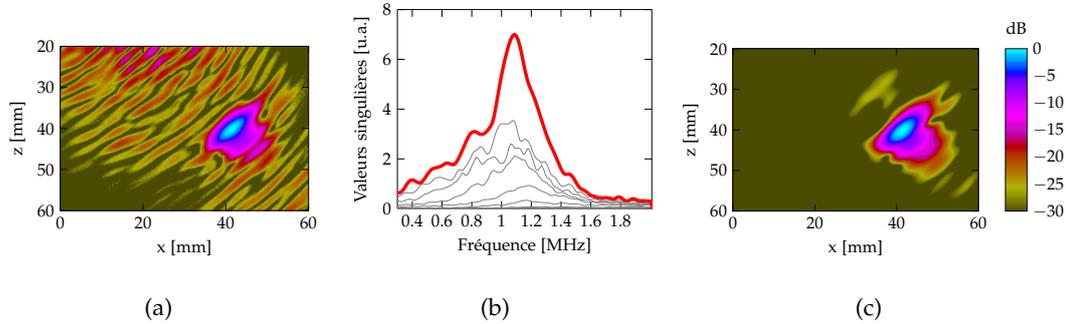


FIGURE 4.4 – Filtrage du bruit de structure dans l'image PWI pour une configuration L45. (a) Image PWI brute; (b) distribution des 32 valeurs singulières de $\hat{\mathbf{S}}(f)$, et valeur singulière (en rouge) identifiée pour construire la matrice filtrée $\hat{\mathbf{S}}'(f)$; (c) image finale après filtrage par SVD.

La méthode a aussi été évaluée dans une configuration de type L45 (cf. [figure 2.18](#)). Le nombre de transmissions reste inchangé par rapport à l'exemple précédent, mais

les 32 ondes planes sont transmises entre 30° et 60° (avec pas constant) en direction de la zone d'inspection centrée sur le défaut. Par rapport à l'image TFM obtenue dans le [chapitre 2](#), sans sources virtuelles (cf. [figure 2.19\(a\)](#)), l'image PWI (cf. [figure 4.4\(a\)](#)) ne présente pas de bruit dû à la couche de grains équiaxes car les ondes planes sont toutes transmises en incidence oblique. Le bruit de structure est significativement réduit par rapport aux images TFM, même lorsque l'acquisition des signaux est optimisée par des sources virtuelles orientées à 45° (cf. [figure 2.19\(b\)](#)). Pour éliminer le bruit autant que possible, la matrice $\hat{S}(f)$ a été calculée dans la fenêtre temporelle $[12 - 24 \mu\text{s}]$ (identique à celle employée pour débruiter l'image TFM avec des sources virtuelles) et la SVD de cette matrice montre que le spectre du défaut prédomine sur toute la bande fréquentielle (cf. [figure 4.4\(b\)](#)). Il est à noter que seulement six valeurs singulières sont visibles à chaque fréquence, alors que la matrice $\hat{S}(f)$ a été construite en émettant 32 ondes planes. Ainsi, pour une fenêtre temporelle $[12 - 24 \mu\text{s}]$ et une plage angulaire $[30^\circ - 60^\circ]$, il suffit de transmettre $M = 6$ ondes planes avec un pas angulaire optimal (cf. [équation \(1.18\)](#)) afin d'obtenir le même contenu spectral et donc la même qualité d'image. Après filtrage, les images TFM (cf. [figure 2.19\(f\)](#)) et PWI (cf. [figure 4.4\(c\)](#)) sont très similaires mais en réduisant par un facteur 5 le nombre de tirs.

4.3 Application au filtrage du bruit électronique dans le tube en polyéthylène

Dans le [chapitre 4](#), il a été démontré expérimentalement qu'en présence d'un bruit électronique incohérent, l'imagerie PWI avec $M = 64$ émissions planes fournit une image de qualité comparable à une image TFM issue du codage optimal de Hadamard avec des $+1$ et des -1 (cf. [figure 3.6](#)). Dans cette section, le bruit résiduel de l'image PWI est éliminé par SVD en étudiant la courbe théorique des valeurs singulières de bruit, comme en [3.3.1](#). Pour ce faire, la méthode est d'abord évaluée dans le matériau de base

du tube (en dehors de la soudure) avec la configuration d'inspection présentée sur la [figure 3.5](#). L'image PWI à $f_0 = 5$ MHz formée avec 64 émissions planes est rappelée sur la [figure 4.5\(a\)](#). La courbe expérimentale des valeurs singulières à 4,5 MHz montre qu'une seule valeur singulière se détache de la courbe théorique de bruit déduite de l'équation (3.39), et donc le sous-espace signal est défini par $\mathcal{D} = \{1\}$ à cette fréquence. L'image PWI filtrée (cf. [figure 4.5\(c\)](#)) est qualitativement similaire à celle donnée par le pseudo-codage de Hadamard combinée à la méthode DORT (cf. [figure 3.11\(d\)](#)), mais avec un RSB de 62 dB, contre 55 dB pour l'image TFM.

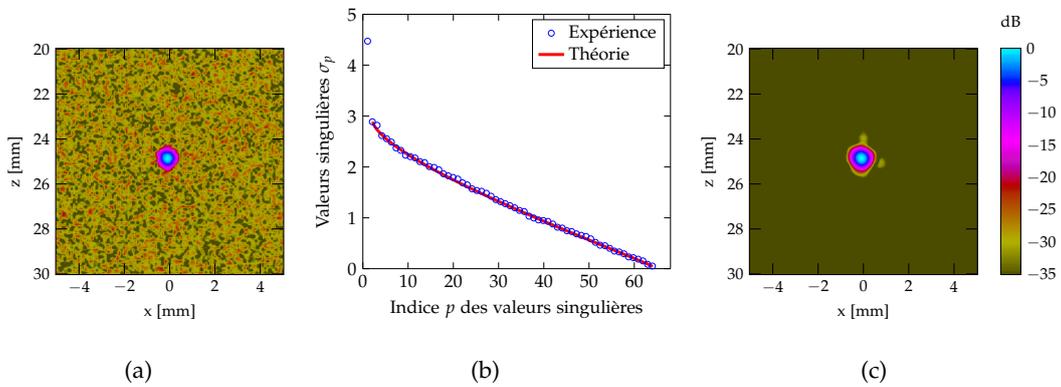


FIGURE 4.5 – Filtrage du bruit incohérent dans les images PWI. (a) Image PWI brute, sans traitement particulier; (b) courbe des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{S}}(f)$ à $f = 4,5$ MHz; (c) image finale après filtrage par SVD.

La méthode d'identification de l'ensemble \mathcal{B} des valeurs singulières du bruit, présentée au [chapitre 3](#), est uniquement valide pour des matrices carrées comme $\mathbf{K}(t)$. En imagerie par ondes planes, le nombre de tirs M peut être très inférieur au nombre d'éléments N , tout en garantissant une qualité d'image satisfaisante. La matrice d'ondes planes $\mathbf{S}(t)$ est donc souvent rectangulaire, de dimensions $N \times M$ avec $M \ll N$ quand N est grand. Dans cette section, le calcul des valeurs singulières du bruit est généralisé à matrices d'acquisition rectangulaires.

Dans le contexte des matrices aléatoires, Marcenko et Pastur ont démontré que pour une matrice \mathbf{X} de dimensions $N \times M$ (avec $M \leq N$), dont les composantes sont des variables aléatoires centrées réduites et indépendantes entre elles, les valeurs propres de $\frac{1}{N}\mathbf{X}\mathbf{X}^\dagger$ suivent alors la distribution suivante [88, 93] :

$$\zeta_\Lambda(\lambda) = \frac{\sqrt{(\lambda - \lambda_{\text{inf}})(\lambda_{\text{sup}} - \lambda)}}{2\pi\gamma\lambda} \Pi_{[\lambda_{\text{inf}}; \lambda_{\text{sup}}]}(\lambda), \quad (4.10)$$

où $\gamma = M/N$, $\lambda_{\text{sup}} = (1 + \sqrt{\gamma})^2$, et $\lambda_{\text{inf}} = (1 - \sqrt{\gamma})^2$.

En partant de la distribution de Marcenko-Pastur, on cherche à établir l'expression de la distribution des valeurs singulières $\sigma = \sqrt{\lambda}$ de la matrice de bruit $\hat{\mathbf{B}}(f)$. En appliquant ce changement de variable, on peut démontrer que les valeurs singulières de $\hat{\mathbf{B}}(f)$ convergent alors vers la distribution suivante :

$$\psi_\Sigma(\sigma) = \frac{\sqrt{(\sigma^2 - \sigma_{\text{inf}}^2)(\sigma_{\text{sup}}^2 - \sigma^2)}}{\pi\eta^2 M\sigma} \Pi_{[\sigma_{\text{inf}}; \sigma_{\text{sup}}]}(\sigma), \quad (4.11)$$

où η est l'écart type des composantes de bruit $B_{nm}(t)$; σ_{sup} et σ_{inf} définissent les bornes supérieure et inférieure des valeurs singulières qui s'expriment par :

$$\sigma_{\text{sup}} = \left(\sqrt{N} + \sqrt{M} \right) \eta, \quad (4.12)$$

$$\sigma_{\text{inf}} = \left(\sqrt{N} - \sqrt{M} \right) \eta. \quad (4.13)$$

On peut constater que si $N = M$, les bornes $\sigma_{\text{sup}} = 2\sqrt{N}\eta$ et $\sigma_{\text{inf}} = 0$ correspondent bien à celles vues dans le chapitre 3 (cf. figure 3.9(c)), et que l'équation (4.11) est une généralisation de l'équation (3.35) aux matrices rectangulaires. On a vu en 3.3.1 que la connaissance de $\psi_\Sigma(\sigma)$ suffit pour calculer la courbe théorique des valeurs singulières de bruit. La figure 4.6 donne les distributions théoriques et empiriques de la matrice de bruit de dimensions $N \times M$.

[88] V. A. Marcenko et al., *Math. USSR-Sbornik*, 1967.

[93] C. Cacciapuoti et al., *J. Math. Phys.*, 2013.

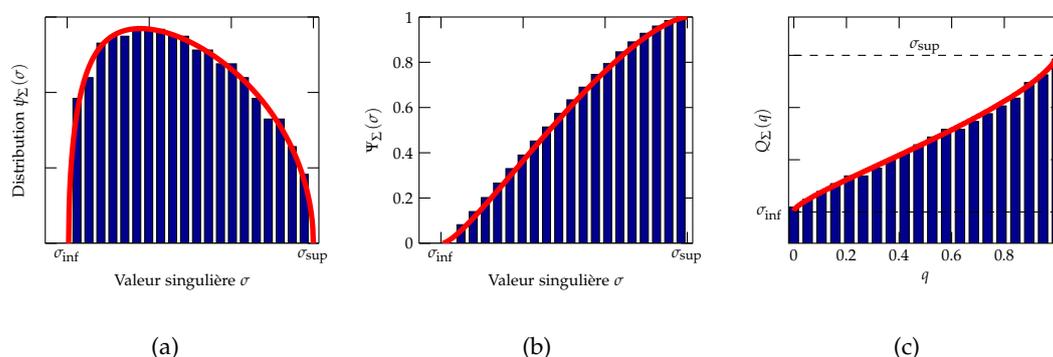


FIGURE 4.6 – Distributions théoriques (en rouge) et empiriques (barres bleues) des valeurs singulières de $\hat{\mathbf{B}}(f)$ de dimensions $N \times M$: (a) densité de probabilité $\psi_{\Sigma}(\sigma)$, (b) fonction de répartition $\Psi_{\Sigma}(\sigma)$, et (c) fonction quantile $Q_{\Sigma}(q)$.

Ce nouveau modèle des valeurs singulières, généralisé aux matrices aléatoires rectangulaires, permet de séparer de façon rigoureuse le signal et le bruit dans la matrice d'ondes planes $\mathbf{S}(t)$. Pour évaluer l'efficacité du filtrage par SVD, la matrice $\mathbf{S}(t)$ a été enregistrée en utilisant le dispositif expérimental du [chapitre 3](#) (cf. [figure 3.12\(a\)](#)), où un capteur ($N = 64$ éléments, $f_0 = 5$ MHz) est immergé et incliné dans l'eau pour contrôler en incidence oblique une soudure d'un tube PEHD. L'acquisition correspond à l'émission de 46 ondes planes dans le matériau entre 20° et 65° (pas angulaire régulier). Le contraste de l'image PWI à 5 MHz (voir [figure 4.7\(a\)](#)) est meilleur que celui de l'image TFM issue du pseudo-codage de Hadamard $\mathbf{C} = (\mathbf{H}_N^+ \ \mathbf{H}_N^-)$ (cf. [figure 3.14\(b\)](#)), alors que le nombre de transmissions est inférieur. La courbe théorique des valeurs singulières du bruit (cf. [figure 4.7\(b\)](#)) s'ajuste bien à la courbe expérimentale à 5 MHz à partir de la huitième valeur singulière, ce qui signifie que le sous-espace signal déterminé par l'algorithme est $\mathcal{D} = \{1, \dots, 7\}$. L'image PWI filtrée (cf. [figure 4.7\(c\)](#)) affiche les échos des neuf défauts, avec un niveau de bruit qui est en-deçà de -30 dB par rapport à l'écho maximum.

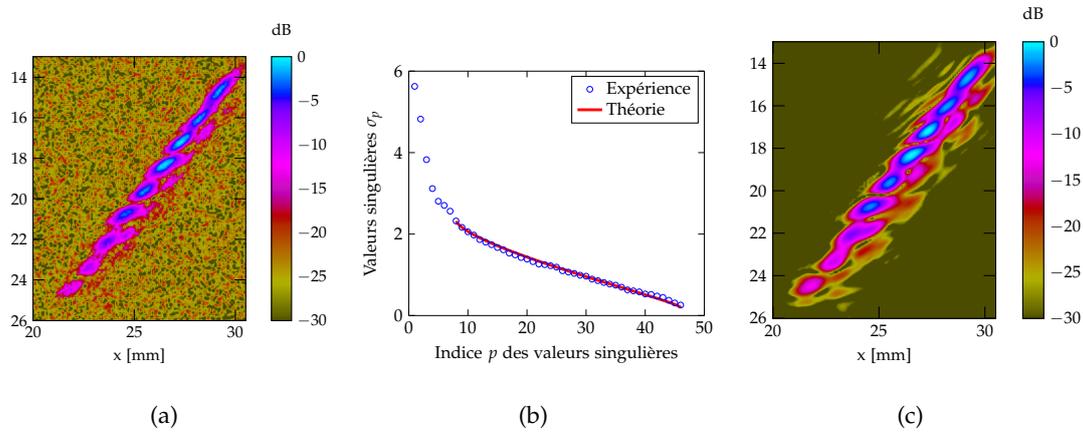


FIGURE 4.7 – Filtrage du bruit électronique dans une image PWI d’une soudure en PEHD bout-à-bout. (a) Image brute sans traitement particulier ; (b) courbe des valeurs singulières à $f = 5$ MHz de $\hat{S}(f)$; (c) image finale après filtrage par SVD.

4.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre se proposait d’étudier la décomposition en valeurs singulières de la matrice d’ondes planes $\hat{S}(f)$. On s’est intéressé à l’imagerie PWI car elle permet de privilégier une direction d’inspection dans le matériau, et la qualité d’image est proche de celle obtenue avec la méthode TFM en nécessitant moins de tirs ultrasonores. La méthode consistant à combiner des émissions planes avec un filtrage par SVD offre de bonnes performances quel que soit le type de matériau (acier à gros grains ou PEHD) ; elle est plus efficace qu’une décomposition de la matrice $\hat{K}(f)$, même lorsque des sources virtuelles ou des codes de Hadamard sont utilisés pour optimiser l’acquisition des signaux.

Comme pour la décomposition de l’opérateur de retournement temporel, un vecteur en réception $\hat{\mathbf{u}}_p(f)$ de $\hat{S}(f)$ décrit la propagation depuis un réflecteur vers le réseau multiéléments. En revanche, le vecteur en émission $\hat{\mathbf{v}}_p(f)$ n’est plus égal à $\hat{\mathbf{u}}_p^*(f)$ car il décrit la propagation de plusieurs ondes planes jusqu’à la cible. Ce vecteur $\hat{\mathbf{v}}_p(f)$

indique le nombre d'ondes planes n'ayant pas interagi avec le réflecteur, ce qui permet d'éliminer leur contribution dans l'algorithme de reconstruction, et diminuer les temps de calcul. Du côté des valeurs singulières $\hat{\sigma}_p(f)$ de $\hat{\mathbf{S}}(f)$, elles sont généralement plus fortes que celles de $\hat{\mathbf{K}}(f)$ et cela dépend du nombre d'ondes planes transmises dans le milieu et des angles d'incidence. Cette augmentation se traduit par un meilleur RSB en présence d'un bruit incohérent.

Dans un premier temps, la méthode de filtrage a été évaluée dans l'acier à gros grains du [chapitre 2](#) en utilisant le même dispositif expérimental. L'identification des valeurs singulières du défaut est améliorée par rapport à une acquisition conventionnelle de $\mathbf{K}(t)$ car le spectre des ondes de surface devient négligeable devant celui du diffuseur. Le filtrage par intercorrélation des vecteurs reste valide dans le cas d'une matrice d'ondes planes si l'on considère les vecteurs singuliers en réception.

En présence d'un bruit électronique, comme lors du contrôle du PEHD, les images PWI montrent un RSB comparable à celui des images TFM issues d'un codage optimal. Pour éliminer le bruit résiduel des images, on a généralisé la méthode de filtrage du bruit incohérent à des matrices rectangulaires. Cela a permis d'aboutir à une image de haute résolution avec un excellent RSB, tout en réduisant significativement le nombre de transmissions.

Conclusion générale

Le travail réalisé au cours de cette thèse visait à optimiser l'imagerie TFM et PWI dans des matériaux complexes : l'acier moulé austéno-ferritique à gros grains, et le polyéthylène haute densité (PEHD). Ces matériaux sont fréquemment rencontrés dans l'industrie nucléaire ou pétrochimique. Les images produites dans ces matériaux présentent un fort bruit lié à la structure hétérogène du matériau (acier austéno-ferritique), ou bien à la forte atténuation viscoélastique (PEHD). Le principe d'acquisition des signaux repose sur l'émission de larges champs : ondes cylindriques divergentes (pour TFM) ou ondes planes (pour PWI). Ensuite, la matrice des signaux acquis est décomposée en valeurs singulières dans le domaine fréquentiel pour séparer les contributions du défaut et du bruit. Après filtrage et retour dans le domaine temporel, une image dépourvue de bruit est calculée avec l'algorithme de reconstruction TFM ou PWI.

Dans un premier temps, ce travail consistait à débriiter les images TFM dans les aciers à gros grains avec la méthode DORT. Par rapport à la littérature où la méthode DORT est souvent associée à une fenêtre temporelle glissante, la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ est calculée ici une seule fois dans une longue fenêtre temporelle, ce qui réduit les temps de traitement et préserve la qualité de l'image finale. En contrepartie, cette approche fait apparaître des fausses alarmes dans le spectre de valeurs singulières qui sont dues aux ondes de surface. Pour identifier ces fausses alarmes et faciliter ainsi le filtrage du bruit par SVD, la distribution théorique des valeurs singulières

associées aux ondes de surface a été modélisée. Ensuite, un algorithme de filtrage du bruit de structure a été développé, puis mis en application lors d'un contrôle avec des ondes longitudinales en incidence normale (contrôle de type L0). Pour un contrôle L45, on a montré que les sources virtuelles orientées améliorent la détection du défaut par rapport à une acquisition conventionnelle de $\mathbf{K}(t)$. Dans le cas du contrôle L0, l'image TFM filtrée a été comparée avec une méthode fréquentielle bien connue qui consiste à rétro-propager un vecteur singulier à chaque profondeur à l'aide d'une fenêtre temporelle glissante. La méthode TFM appliquée aux signaux débruités montre une qualité d'image bien supérieure en termes de RSB et de résolution. Pour le contrôle L45, la rétro-propagation avec une fenêtre glissante n'est plus adaptée en raison de la proximité du défaut avec le fond de pièce. Une manière astucieuse de former une image dans le domaine fréquentiel, sans recourir à un fenêtrage, est de synthétiser les signaux reçus avec les valeurs et vecteurs singuliers issus de la SVD de $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Ce signal est ensuite injecté dans l'équation de l'imagerie topologique dans le domaine fréquentiel, appelée FTIM. On a ainsi montré que cette association FTIM/DORT donne un résultat très comparable à l'image TFM filtrée.

Dans un deuxième temps, on s'est intéressé à réduire au maximum le bruit électronique sur les images TFM dans le polyéthylène. Pour ce faire, on a choisi de mettre en place les émissions codées de Hadamard, très étudiées dans le domaine médical mais peu exploitées en CND du fait de leur incompatibilité avec les systèmes d'acquisition conventionnels. C'est pourquoi deux pseudo-codages de Hadamard, compatibles avec n'importe quel système, ont été proposés. L'augmentation du RSB par rapport à une acquisition standard a été étudiée théoriquement et expérimentalement. On a pu démontrer que le pseudo-codage de Hadamard combiné à la méthode DORT améliore la détection à des fréquences relativement élevées, mais avec un niveau de bruit important. Pour filtrer ce bruit autant que possible, un outil théorique a été développé pour séparer les sous-espaces vectoriels associés au signal et au bruit, à chaque fréquence

dans la bande passante du capteur. Cette étude des émissions codées a également abouti au dépôt d'un brevet [94] où l'on décrit un procédé pour identifier les émissions codées dont les contributions sont négligeables, et les éliminer afin de produire des images TFM plus rapidement sans dégrader la qualité d'image.

Enfin, une méthode de débruitage des images PWI par SVD a été introduite, puis évaluée dans l'acier à gros grains et dans le PEHD. Les résultats expérimentaux ont démontré que l'émission d'ondes planes associée au filtrage par SVD reste efficace quelle que soit l'origine du bruit (diffusion par des hétérogénéités ou électronique du système). Les images obtenues dans les deux matériaux sont de meilleure qualité que les images TFM (même sans appliquer de filtrage par SVD), et ce, avec un nombre réduit de transmissions. On a aussi démontré que l'analyse du vecteur singulier en émission permet d'identifier les ondes planes dont les contributions sont les plus fortes pour l'image du défaut. Le vecteur singulier en émission est donc un moyen de réduire le nombre d'émissions planes en imagerie PWI pour accélérer les temps de traitement, ce qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet [95].

Perspectives

L'étude menée dans cette thèse concernait des petits défauts volumiques (ex. : inclusions ou porosités), alors que les défauts recherchés dans les aciers à gros grains sont des fissures verticales et débouchantes en fond de pièce. Ces défauts sont habituellement contrôlés en incidence oblique avec des ondes longitudinales. Dans le [chapitre 2](#), une configuration d'inspection comparable a été traitée (inspection de type L45 avec des sources virtuelles orientées), mais uniquement dans le cas d'un défaut volumique.

[94] E. Lopez Villaverde et al., *Procédé d'émissions codées en amplitude basé sur des matrices de Hadamard*, Brevet déposé en décembre 2016.

[95] E. Lopez Villaverde et al., *Procédé de filtrage des images échographiques ultrasonores basé sur l'émission d'ondes planes*, Brevet déposé en décembre 2016.

Il serait donc intéressant de poursuivre cette étude des valeurs et vecteurs singuliers dans le cas plus réaliste où le défaut est une fissure.

Le [chapitre 3](#) a démontré l'intérêt des émissions codées dans des matériaux très absorbants : le RSB d'une image TFM issue d'un codage augmente proportionnellement à la racine carrée du nombre d'éléments. Ce gain est encore plus remarquable lorsque l'on utilise des capteurs multiéléments matriciels car la surface active des éléments est plus petite et une onde sphérique émise par un élément décroît en $1/r$ (alors que $1/\sqrt{r}$ pour une onde cylindrique). La méthode proposée dans ce chapitre a été évaluée uniquement avec un capteur linéaire, mais elle peut être appliquée facilement à l'imagerie 3D avec un capteur matriciel.

Le dernier chapitre a mis en évidence que l'imagerie par émission d'ondes planes est très prometteuse pour imager des matériaux complexes. Elle offre globalement de meilleures performances que la méthode TFM, même lorsque celle-ci est optimisée avec des sources virtuelles ou des émissions codées. Concernant les aciers à gros grains, une perspective de ce travail serait d'étudier de façon plus approfondie la matrice $\hat{\mathbf{S}}(f)$ en milieu aléatoire pour déterminer s'il est possible de filtrer les contributions de diffusion multiple. Le filtrage du bruit de diffusion multiple dans la matrice $\mathbf{K}(t)$ a été initié par Alexandre Aubry [96], et ce travail a été poursuivi en CND dans le cadre de la thèse de Sharfine Shahjahan [97], et plus récemment, de la thèse de Camille Trottier [98] qui s'est intéressé à l'imagerie des fissures en fond de pièce en utilisant des émissions focalisées. Dans le contexte de l'imagerie par émissions planes, il serait intéressant d'étudier le sous-espace vectoriel associé à des fissures pour débruiter les images PWI de ces défauts.

[96] A. Aubry, *Thèse de doctorat*, 2008.

[97] S. Shahjahan, *Thèse de doctorat*, 2013.

[98] C. Trottier, *Thèse de doctorat*, 2016.

Annexe A

Synthèse d'images à partir de la matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$

Cette annexe présente le formalisme matriciel utilisé pour la synthèse des images sur la [figure 1.5](#). Ces images ont toutes été calculées à partir de la même matrice de transfert $\hat{\mathbf{K}}(f)$ en exprimant les signaux reçus par le produit : $\hat{\mathbf{R}}^T(f)\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}(f)$, où $\hat{\mathbf{E}}(f)$ et $\hat{\mathbf{R}}(f)$ sont les matrices de focalisation en émission et en réception. Les deux matrices ont les mêmes dimensions $N \times M$, où N représente le nombre d'éléments et M le nombre de tirs ultrasonores.

Pour former les images dans le domaine temporel et afficher l'enveloppe des échos, la matrice des signaux focalisés $\mathbf{S}^a(t)$ est calculée par

$$\mathbf{S}^a(t) = 2 \int_0^\infty \hat{\mathbf{R}}^T(f)\hat{\mathbf{K}}(f)\hat{\mathbf{E}}(f)e^{j2\pi ft} df, \quad (\text{A.1})$$

où une composante diagonale $S_{mm}^a(t)$ correspond au signal analytique du m -ième tir focalisé. Une image est construite à partir des composantes diagonales de cette matrice et ces composantes dépendent des matrices $\hat{\mathbf{E}}(f)$ et $\hat{\mathbf{R}}(f)$ qui sont propres à chaque méthode d'imagerie.

A.1 Imagerie B-scan

L'image B-scan électronique est l'affichage ligne par ligne des signaux reçus pour différents tirs focalisés en déplaçant une sous-ouverture le long de l'ouverture D du réseau. En supposant qu'une sous-ouverture D' composée de Q éléments est utilisée pour focaliser suivant la direction β à la profondeur F , la loi de retards correspondante s'exprime par le vecteur $\boldsymbol{\tau} = (\tau_1 \cdots \tau_Q)^T$ où chaque composante est définie par

$$\tau_q = \frac{\sqrt{(x_q^{D'} - F \tan \beta)^2 + F^2}}{c} - \frac{F}{c \cos \beta'} \quad (\text{A.2})$$

et $x_q^{D'}$ représente l'abscisse de l'élément q appartenant à la sous-ouverture D' (voir figure A.1(a)). Le nombre de tirs est $M = N - Q + 1$.

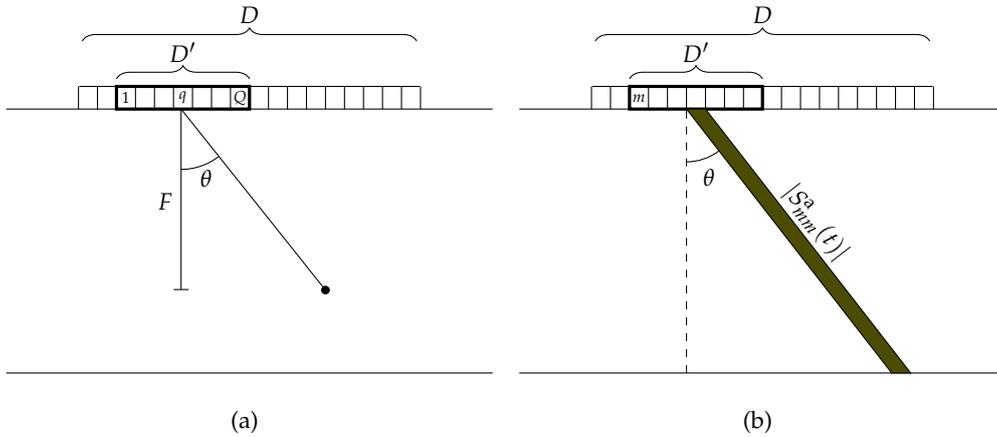


FIGURE A.1 – Imagerie B-scan électronique. (a) Une sous-ouverture composée de Q éléments focalise l'onde ultrasonore à une profondeur F dans la direction β . (b) L'enveloppe $|S_{mm}^a(t)|$ du signal focalisé correspondant au tir m constitue une ligne de l'image, partant du centre de la sous-ouverture avec la direction β .

Les matrices de focalisation en émission $\hat{\mathbf{E}}(f)$ et en réception $\hat{\mathbf{R}}(f)$ sont identiques. La

composante $\hat{E}_{nm}(f)$ s'écrit

$$\hat{E}_{nm}(f) = \begin{cases} e^{j2\pi f\tau_{n-m+1}} & \text{si } m \leq n \leq m + Q - 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (\text{A.3})$$

L'amplitude de l'image pour le tir m correspond à l'enveloppe du signal focalisé (voir figure A.1(b)) qui est donnée par

$$I\left(x_m + \frac{D'}{2} + \frac{ct}{2} \sin \beta, z = \frac{ct}{2} \cos \beta\right) = |S_{mm}^a(t)|. \quad (\text{A.4})$$

A.2 Imagerie S-scan

L'image S-scan est la représentation ligne par ligne des signaux reçus lorsque l'on focalise dans plusieurs directions d'un secteur angulaire. Les tirs sont focalisés en utilisant l'ouverture totale du capteur, et des lois de retards différentes sont appliquées d'un tir à l'autre. En supposant que le tir m est focalisé dans la direction β_m à la profondeur F_m , le retard associé à l'élément n est

$$T_{nm} = \frac{\sqrt{(x_n - F_m \tan \beta_m)^2 + F_m^2}}{c} - \frac{F_m}{c} \frac{1}{\cos \beta_m}. \quad (\text{A.5})$$

Les matrices de focalisation en émission $\hat{\mathbf{E}}(f)$ et en réception $\hat{\mathbf{R}}(f)$ sont identiques, avec $\hat{E}_{nm}(f) = \hat{R}_{nm}(f) = e^{j2\pi f T_{nm}}$.

L'image S-scan est formée dans un système de coordonnées polaires (r, β) , et l'amplitude de l'image à la distance r et dans la direction β_m est donnée par

$$I\left(r = \frac{ct}{2}, \beta_m\right) = |S_{mm}^a(t)|. \quad (\text{A.6})$$

A.3 Imagerie TFM

TFM est une méthode de focalisation en tous points d'une zone d'intérêt. Par rapport aux images B-scan et S-scan où chaque ligne correspond à un signal, chaque point

(pixel) d'une image TFM est un point focal.

Comme l'acquisition des données consiste à exciter individuellement les éléments, les uns à la suite des autres, la matrice d'émission se résume à $\hat{\mathbf{E}}(f) = \mathbf{I}_N$. Pour chaque tir avec un élément, les N signaux reçus sont focalisés dynamiquement en tous points de l'espace. La matrice de focalisation dépend donc du point de l'espace $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ (cf. [figure 1.7](#)) et, en considérant le vecteur $\mathbf{g}(\mathbf{r}, f) = [e^{j2\pi f\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1\|/c} \dots e^{j2\pi f\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_N\|/c}]^T$, cette matrice s'écrit $\hat{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, f) = \mathbf{g}(\mathbf{r}, f)\mathbf{g}^T(\mathbf{r}, f)$. D'après l'équation (A.1), l'amplitude $I(\mathbf{r})$ de l'image est égale à la trace de la matrice $\mathbf{S}^a(t=0)$, c'est-à-dire :

$$I(\mathbf{r}) = 2 \left| \int_0^\infty \text{tr} \left(\hat{\mathbf{R}}^T(\mathbf{r}, f) \hat{\mathbf{K}}(f) \right) df \right|. \quad (\text{A.7})$$

Des coefficients de pondération peuvent être intégrés au vecteur $\mathbf{g}(\mathbf{r}, f)$ pour que cette relation soit en complet accord avec l'équation (1.10).

La méthode TFM est définie comme un algorithme de focalisation en émission et en réception. En effet, on peut redéfinir les matrices comme suit : $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, f) = \hat{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, f) = \mathbf{g}(\mathbf{r}, f)$, ce qui amène à une focalisation dynamique en émission et en réception

$$I(\mathbf{r}) = 2 \left| \int_0^\infty \mathbf{g}^T(\mathbf{r}, f) \hat{\mathbf{K}}(f) \mathbf{g}(\mathbf{r}, f) df \right|. \quad (\text{A.8})$$

A.4 Imagerie PWI

L'imagerie PWI est également une méthode de focalisation dynamique en tous points, mais chaque tir est une émission plane en excitant tous les éléments. Pour une onde plane d'incidence β_m , le retard T_{nm} à appliquer à l'élément n s'écrit

$$T_{nm} = \frac{x_n \sin \beta_m}{c}. \quad (\text{A.9})$$

La matrice de focalisation en émission a donc pour composantes $\hat{E}_{nm}(f) = e^{-j2\pi f T_{nm}}$. En réception, les composantes de la matrice dépendent de l'incidence de l'onde plane β_m et de la position du point d'intérêt $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ (cf. [figure 1.9\(a\)](#)).

En considérant le vecteur $\mathbf{g}(\mathbf{r}, f) = [e^{j2\pi f\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1\|/c} \dots e^{j2\pi f\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_N\|/c}]^T$, et le vecteur $\mathbf{h}(\mathbf{r}, f) = [e^{j2\pi f\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{r}/c} \dots e^{j2\pi f\mathbf{n}_M \cdot \mathbf{r}/c}]^T$ où $\mathbf{n}_m = (\sin \beta_m \cos \beta_m)^T$, la matrice de focalisation en réception pour le point $P(\mathbf{r})$ est $\hat{\mathbf{R}}(\mathbf{r}, f) = \mathbf{h}(\mathbf{r}, f)\mathbf{g}^T(\mathbf{r}, f)$. D'après l'équation (A.1), l'amplitude $I(\mathbf{r})$ de l'image PWI est la somme des composantes de la diagonale principale de la matrice $\mathbf{S}^a(t = 0)$, c'est-à-dire :

$$I(\mathbf{r}) = 2 \left| \int_0^\infty \sum_{m=1}^M \left[\hat{\mathbf{R}}^T(\mathbf{r}, f) \hat{\mathbf{K}}(f) \hat{\mathbf{E}}(f) \right]_{mm} df \right|. \quad (\text{A.10})$$

Les vecteurs $\mathbf{g}(\mathbf{r}, f)$ et $\mathbf{h}(\mathbf{r}, f)$ peuvent être multipliés par des coefficients de pondération pour que cette relation s'accorde avec l'équation (1.14).

Annexe B

Valeurs singulières théoriques associées aux ondes de surface

B.1 Expression de l'opérateur de retournement temporel $\Lambda(f)$

Avec la définition de $\hat{K}_{nm}(f)$ de l'équation (2.10), une composante nm de l'opérateur $\Lambda(f)$ a pour expression

$$\Lambda_{nm}(f) = \sum_{p=1}^N \exp\left(-jk^*(f)|p-n|d\right) \exp\left(jk(f)|p-m|d\right), \quad (\text{B.1})$$

où le nombre d'onde complexe est défini comme $k(f) = -\frac{2\pi f}{c_s} + j\alpha_s(f)$. Pour simplifier cette expression, l'idée est d'analyser préalablement l'argument des exponentielles en fonction de l'indice p que l'on note

$$\xi(f, p) = jk(f)|p-m|d - jk^*(f)|p-n|d. \quad (\text{B.2})$$

Par la suite, on exprime $\Lambda(f)$ comme la somme de trois matrices :

$$\Lambda(f) = \Lambda^{\text{diag}}(f) + \Lambda^{\text{inf}}(f) + \Lambda^{\text{sup}}(f), \quad (\text{B.3})$$

où $\Lambda^{\text{diag}}(f)$ est une matrice diagonale, $\Lambda^{\text{inf}}(f)$ et $\Lambda^{\text{sup}}(f)$ sont des matrices triangulaires strictement inférieures et supérieures, respectivement.

Dans un premier temps, on s'intéresse aux composantes diagonales $\Lambda_{nm}^{\text{diag}}(f)$ où les termes de phase s'annulent. C'est uniquement le module qui intervient dans la somme car $\zeta^{\text{diag}}(f, p) = -2 \text{Im}\{k(f)\}|p - n|d$. Les composantes diagonales se calculent alors par

$$\Lambda_{nm}^{\text{diag}}(f) = \sum_{p=1}^n \exp\left(-2\alpha_s(f)d(n-p)\right) + \sum_{p=n+1}^N \exp\left(-2\alpha_s(f)d(p-n)\right). \quad (\text{B.4})$$

L'expression simplifiée de ces composantes s'écrit

$$\Lambda_{nm}^{\text{diag}}(f) = e^{-(n-1)\alpha_s(f)d} \frac{\sinh(n\alpha_s(f)d)}{\sinh(\alpha_s(f)d)} + e^{-(N-n+1)\alpha_s(f)d} \frac{\sinh((N-n)\alpha_s(f)d)}{\sinh(\alpha_s(f)d)}. \quad (\text{B.5})$$

Ensuite, on s'intéresse aux composantes $\Lambda_{nm}^{\text{inf}}(f)$ avec $m < n$ (composantes non nulles de $\Lambda^{\text{inf}}(f)$). En développant le terme $\zeta^{\text{inf}}(f, p)$ par intervalles de p , on a

$$\zeta^{\text{inf}}(f, p) = \begin{cases} -j(k(f) - k^*(f))dp - j(k^*(f)n - k(f)m)d & 1 \leq p \leq m \\ +j(k(f) + k^*(f))dp - j(k^*(f)n + k(f)m)d & m < p < n \\ +j(k(f) - k^*(f))dp + j(k^*(f)n - k(f)m)d & n \leq p \leq N \end{cases}. \quad (\text{B.6})$$

Cette dernière équation permet d'exprimer $\Lambda_{nm}^{\text{inf}}(f)$ en trois termes :

$$\begin{aligned} \Lambda_{nm}^{\text{inf}}(f) &= \sum_{p=1}^m \exp\left(2 \text{Im}\{k(f)\}dp - jk^*(f)nd + jk(f)md\right) \\ &+ \sum_{p=m+1}^{n-1} \exp\left(j2 \text{Re}\{k(f)\}dp - jk^*(f)nd - jk(f)md\right) \\ &+ \sum_{p=n}^N \exp\left(-2 \text{Im}\{k(f)\}dp + jk^*(f)nd - jk(f)md\right). \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Finalement, l'équation (B.7) s'exprime sous forme réduite comme

$$\begin{aligned} \Lambda_{nm}^{\text{inf}}(f) = & e^{j\frac{2\pi f}{c_s}(n-m)d} e^{-(n-1)\alpha_s(f)d} \frac{\sinh(m\alpha_s(f)d)}{\sinh(\alpha_s(f)d)} \\ & + e^{-(n-m)\alpha_s(f)d} \frac{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}(n-m-1)d\right)}{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}d\right)} \\ & + e^{-j\frac{2\pi f}{c_s}(n-m)d} e^{-(N-m)\alpha_s(f)d} \frac{\sinh((N-n+1)\alpha_s(f)d)}{\sinh(\alpha_s(f)d)}, \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

pour $m < n$. De manière analogue, on peut calculer les composantes non nulles de $\Lambda^{\text{sup}}(f)$, qui en effet sont $\Lambda_{nm}^{\text{sup}}(f) = \Lambda_{mn}^{\text{inf}*}(f)$.

B.2 Expression des valeurs singulières

En calculant la distribution des valeurs propres de $\Lambda(f)$ pour différentes valeurs de N , on peut montrer que la décroissance des valeurs propres $\mu_p(f_q^{\text{P}})$ s'ajuste au modèle :

$$\mu_{2s-1}(f_q^{\text{P}}) = \mu_{2s}(f_q^{\text{P}}) = \frac{\mu_1(f_q^{\text{P}})}{(2s-1)^2}, \quad (\text{B.9})$$

où $1 \leq s \leq \frac{N}{2}$ (voir figure B.1).

Pour calculer la valeur $\mu_1(f_q^{\text{P}})$, il suffit d'utiliser une propriété connue des matrices établissant que la trace est égale à la somme de ses valeurs propres. En raison de la duplicité des valeurs propres et sachant que $\text{tr}(\Lambda(f_q^{\text{P}})) = N^2$, on déduit que

$$2\mu_1(f_q^{\text{P}}) \sum_{s=1}^{N/2} \frac{1}{(2s-1)^2} = N^2. \quad (\text{B.10})$$

La somme dans le membre de gauche de l'équation (B.10) peut s'exprimer comme [99] :

$$\sum_{s=1}^{N/2} \frac{1}{(2s-1)^2} = \frac{\pi^2}{8} - \frac{1}{4}\psi^{(1)}\left(\frac{N+1}{2}\right), \quad (\text{B.11})$$

[99] M. Abramowitz et al., *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables* (1972).

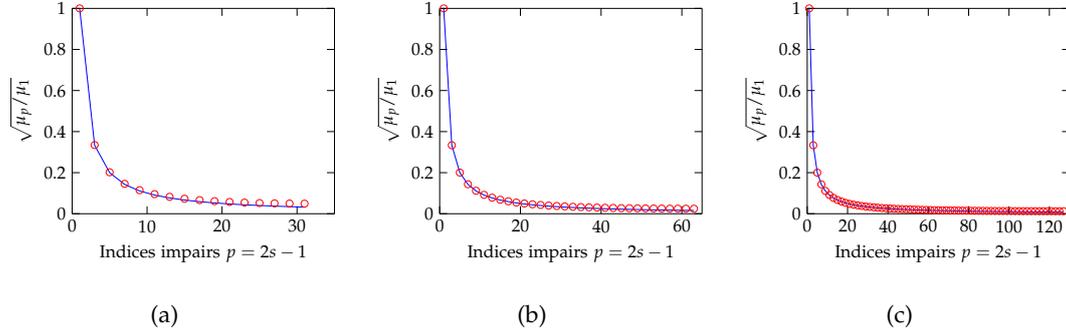


FIGURE B.1 – Valeurs singulières normalisées $\sqrt{\mu_p/\mu_1}$ calculées par diagonalisation de $\Lambda(f_q^p)$ (en rouge) et ajustées par une courbe théorique (en bleu) pour différentes valeurs de N : (a) $N = 32$, (b) $N = 64$, et (c) $N = 128$.

où $\psi^{(1)}$ est la fonction polygamma d'ordre 1. Comme $\psi^{(1)}$ est une fonction décroissante qui tend vers 0, cette somme tend vers $\frac{\pi^2}{8}$ lorsque N devient grand. Cela permet de retrouver la valeur approchée pour N grand de $\mu_1(f_q^p)$ dans l'équation (B.10) :

$$\mu_1(f_q^p) = \frac{4N^2}{\pi^2}. \quad (\text{B.12})$$

Le modèle de décroissance de l'équation (B.9) est finalement utilisé pour estimer les valeurs singulières $\sigma_p(f)$ de $\hat{\mathbf{K}}(f)$. Comme $\sigma_p(f) = \sqrt{\mu_p(f)}$, l'expression finale des valeurs singulières est

$$\sigma_p(f) = \begin{cases} \frac{2N}{\pi p} & \text{si } p \text{ est impair} \\ \sigma_{p-1}(f) & \text{sinon} \end{cases} \quad \forall 1 \leq p \leq N. \quad (\text{B.13})$$

Bibliographie

- [1] C. Prada and M. Fink, "Eigenmodes of the time reversal operator : a solution to selective focusing in multiple-target media", *Wave Motion*, vol. 20, no. 2, pp. 151–163, 1994. (cf. pp. 13, 43)
- [2] A. J. Devaney, "Time reversal imaging of obscured targets from multistatic data", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 5, pp. 1600–1610, 2005. (cf. p. 13)
- [3] C. Holmes, B. W. Drinkwater and P. D. Wilcox, "Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive evaluation", *NDT & E International*, vol. 38, no. 8, pp. 701–711, 2005. (cf. p. 13)
- [4] N. Portzgen, D. Gisolf and D. Verschuur, "Wave equation-based imaging of mode converted waves in ultrasonic NDI, with suppressed leakage from non-mode converted waves", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 55, no. 8, pp. 1768–1780, 2008. (cf. p. 14)
- [5] A. Fidahoussen, P. Calmon, M. Lambert, S. Paillard and S. Chatillon, "Imaging of defects in several complex configurations by simulation-helped processing of ultrasonic array data", in *AIP Conference Proceedings*, p. 847, 2010. (cf. pp. 14, 34)
- [6] C. Prada, S. Manneville, D. Spoliansky and M. Fink, "Decomposition of the time reversal operator : Detection and selective focusing on two scatterers", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 99, no. 4, pp. 2067–2076, 1996. (cf. p. 14)

- [7] E. Kerbrat, C. Prada, D. Cassereau and M. Fink, "Imaging in the presence of grain noise using the decomposition of the time reversal operator", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 3, pp. 1230–1240, 2003. (cf. p. 15)
- [8] A. Aubry and A. Derode, "Detection and imaging in a random medium : A matrix method to overcome multiple scattering and aberration", *Journal of Applied Physics*, vol. 106, p. 044903, 2009. (cf. pp. 15, 57)
- [9] S. Shahjahan, A. Aubry, F. Rupin, B. Chassignole and A. Derode, "A random matrix approach to detect defects in a strongly scattering polycrystal : How the memory effect can help overcome multiple scattering", *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 234105, 2014. (cf. pp. 15, 57)
- [10] S. Bannouf, *Développement et optimisation de méthodes d'imagerie synthétique pour le contrôle non-destructif par ultrasons de composants industriels complexes*, Ph.D. thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2013. (cf. pp. 15, 80, 86)
- [11] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, "Ultrasonic imaging of defects in coarse-grained steels with the decomposition of the time reversal operator", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 140, no. 1, pp. 541–550, 2016. (cf. pp. 16, 50, 70)
- [12] I. J. Munns and G. A. Georgiou, "Ultrasonic and radiographic NDT of butt fusion welds in polyethylene pipe", in *Plastic Pipes IX*, 1995. (cf. p. 17)
- [13] F. Hagglund, M. Robson, M. Troughton, W. Spicer and I. Pinson, "A Novel Phased Array Ultrasonic Testing (PAUT) System for On-Site Inspection of Welded Joints in Plastic Pipes", in *11th European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT 2014)*, 2014. (cf. p. 17)
- [14] R. Y. Chiao, L. J. Thomas and S. D. Silverstein, "Sparse array imaging with spatially-encoded transmits", in *Ultrasonics Symposium, 1997. Proceedings., 1997 IEEE*, pp. 1679–1682, 1997. (cf. p. 17)

-
- [15] R. Y. Chiao and L. J. Thomas, "Synthetic transmit aperture imaging using orthogonal Golay coded excitation", in *Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, pp. 1677–1680, 2000. (cf. pp. 17, 100)
- [16] T. Harrison, A. Sampaleanu and R. Zemp, "S-sequence spatially-encoded synthetic aperture ultrasound imaging", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 61, no. 5, pp. 886–890, 2014. (cf. p. 17)
- [17] P. Gong, M. C. Kolios and Y. Xu, "Delay-encoded transmission and image reconstruction method in synthetic transmit aperture imaging", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 62, no. 10, pp. 1745–1756, 2015. (cf. p. 17)
- [18] T. Misaridis and J. A. Jensen, "Use of modulated excitation signals in medical ultrasound. Part III : high frame rate imaging", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 52, no. 2, pp. 208–219, 2005. (cf. p. 17)
- [19] E. Tiran, T. Deffieux, M. Correia, D. Maresca, B.-F. Osmanski, L.-A. Sieu, A. Bergel, I. Cohen, M. Pernot and M. Tanter, "Multiplane wave imaging increases signal-to-noise ratio in ultrafast ultrasound imaging", *Physics in Medicine and Biology*, vol. 60, no. 21, pp. 8549–8566, 2015. (cf. p. 17)
- [20] J. F. Lingeitch, H. C. Song and W. A. Kuperman, "Time reversed reverberation focusing in a waveguide", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 111, no. 6, p. 2609, 2002. (cf. p. 17)
- [21] T. Folégot, C. Prada and M. Fink, "Resolution enhancement and separation of reverberation from target echo with the time reversal operator decomposition", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 6, p. 3155, 2003. (cf. p. 17)
- [22] L. Le Jeune, *Imagerie ultrasonore par émission d'ondes planes pour le contrôle de structures complexes en immersion*, Ph.D. thesis, Université Paris-Diderot - Paris 7, 2016. (cf. pp. 18, 122)

- [23] L. Le Jeune, S. Robert, E. Lopez Villaverde and C. Prada, "Plane Wave Imaging for ultrasonic non-destructive testing : Generalization to multimodal imaging", *Ultrasonics*, vol. 64, pp. 128–138, 2016. (cf. p. 18)
- [24] N. Dominguez, V. Gibiat and Y. Esquerre, "Time domain topological gradient and time reversal analogy : an inverse method for ultrasonic target detection", *Wave Motion*, vol. 42, no. 1, pp. 31–52, 2005. (cf. pp. 19, 46)
- [25] S. Rodriguez, P. Sahuguet, V. Gibiat and X. Jacob, "Fast topological imaging", *Ultrasonics*, vol. 52, pp. 1010–1018, 2012. (cf. pp. 20, 47)
- [26] W. Sachse and Y.-H. Pao, "On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids", *Journal of Applied Physics*, vol. 49, no. 8, pp. 4320–4327, 1978. (cf. p. 20)
- [27] O. Casula, C. Poidevin, G. Cattiaux and P. Dumas, "Control of complex components with Smart Flexible Phased Arrays", in *Proceedings of Ultrasonics International (UI'05) and World Congress on Ultrasonics (WCU)*, e647–e651, 2006. (cf. p. 25)
- [28] L. Le Jeune, S. Robert, P. Dumas, A. Membre and C. Prada, "Adaptive ultrasonic imaging with the total focusing method for inspection of complex components immersed in water", in *AIP Conference Proceedings*, p. 1037, 2015. (cf. p. 26)
- [29] O. T. von Ramm and S. W. Smith, "Beam Steering with Linear Arrays", *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. BME-30, no. 8, pp. 438–452, 1983. (cf. p. 27)
- [30] J. A. Jensen, "Medical ultrasound imaging", *Progress in Biophysics and Molecular biology*, vol. 93, no. 1-3, pp. 153–165, 2007. (cf. p. 27)
- [31] B. G. Bardsley and D. A. Christensen, "Beam patterns from pulsed ultrasonic transducers using linear systems theory", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 65, no. 1, pp. 25–30, 1981. (cf. p. 28)

-
- [32] E. Iakovleva, S. Chatillon, P. Bredif and S. Mahaut, "Multi-mode TFM imaging with artifacts filtering using CIVA UT forwards models", in *AIP Conference Proceedings*, pp. 72–79, 2014. (cf. p. 34)
- [33] J. A. Jensen, S. I. Nikolov, K. L. Gammelmark and M. H. Pedersen, "Synthetic aperture ultrasound imaging", *Ultrasonics*, vol. 44, e5–e15, 2006. (cf. p. 35)
- [34] M. Cheney and B. Borden, "Problems in synthetic-aperture radar imaging", *Inverse Problems*, vol. 25, no. 12, p. 123005, 2009. (cf. p. 35)
- [35] T. Sato, M. Ueda and S. Fukuda, "Synthetic aperture sonar", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 54, no. 3, pp. 799–802, 1973. (cf. p. 35)
- [36] A. J. Hunter, B. W. Drinkwater and P. D. Wilcox, "The wavenumber algorithm for full-matrix imaging using an ultrasonic array", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 55, no. 11, pp. 2450–2462, 2008. (cf. p. 35)
- [37] Y. Tasinkevych, I. Trots, A. Nowicki and P. Lewin, "Modified synthetic transmit aperture algorithm for ultrasound imaging", *Ultrasonics*, vol. 52, no. 2, pp. 333–342, 2012. (cf. p. 37)
- [38] G. F. Miller and H. Pursey, "The Field and Radiation Impedance of Mechanical Radiators on the Free Surface of a Semi-Infinite Isotropic Solid", *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 223, pp. 521–541, 1954. (cf. p. 37)
- [39] C. H. Frazier and W. D. O'Brien, "Synthetic Aperture Techniques with a Virtual Source Element", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, no. 1, pp. 196–207, 1998. (cf. p. 37)
- [40] M. Karaman, P. C. Li and M. O'Donnell, "Synthetic aperture imaging for small scale systems", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 42, no. 3, pp. 429–442, 1995. (cf. pp. 38, 80)

- [41] I. Trots, Y. Tasinkevych and A. Nowicki, "Orthogonal Golay Codes With Local Beam Pattern Correction in Ultrasonic Imaging", *IEEE Signal Processing Letters*, vol. 22, pp. 1681–1684, 2015. (cf. p. 38)
- [42] G. Montaldo, M. Tanter, J. Bercoff, N. Benech and M. Fink, "Coherent plane-wave compounding for very high frame rate ultrasonography and transient elastography", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 56, no. 3, pp. 489–506, 2009. (cf. p. 38)
- [43] S. Robert, E.-R. Lopez Villaverde, J. Albertini and L. Le Jeune, "Method for processing signals from an ultrasound probe acquisition, corresponding computer program and ultrasound probe device", *Brevet WO2014009671A1*, 2014. (cf. p. 38)
- [44] J. Cheng and J.-Y. Lu, "Extended high-frame rate imaging method with limited-diffraction beams", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 53, no. 5, pp. 880–899, 2006. (cf. p. 41)
- [45] M. Fink, "Time reversal of ultrasonic fields – Part I : Basic principles", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, no. 5, pp. 555–566, 1992. (cf. p. 41)
- [46] N. Chakroun, M. Fink and F. Wu, "Time reversal processing in ultrasonic non-destructive testing", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 42, no. 6, pp. 1087–1098, 1995. (cf. p. 41)
- [47] E. Kerbrat, C. Prada, D. Cassereau and M. Fink, "Ultrasonic nondestructive testing of scattering media using the decomposition of the time-reversal operator", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, no. 8, pp. 1103–1113, 2002. (cf. p. 45)
- [48] L. J. Cunningham, A. J. Mulholland, K. M. M. Tant, A. Gachagan, G. Harvey and C. Bird, "The detection of flaws in austenitic welds using the decomposition

- of the time-reversal operator”, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 472, no. 2188, p. 20150500, 2016. (cf. p. 45)
- [49] N. Dominguez and V. Gibiat, “Non-destructive imaging using the time domain topological energy method”, *Ultrasonics*, vol. 50, no. 3, pp. 367–372, 2010. (cf. p. 46)
- [50] P. Sahuguet, *Imagerie ultrasonore de fantômes biologiques par optimisation topologique*, Ph.D. thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2012. (cf. p. 47)
- [51] S. Rodriguez, X. Jacob and V. Gibiat, “Selective focusing through target identification and experimental acoustic signature extraction : Numerical experiments”, *Ultrasonics*, vol. 68, pp. 8–16, 2016. (cf. p. 47)
- [52] A. Vanhoye, O. Casula and D. Moussebois, “Design by simulation of the UT array inspection of a nozzle with a flexible probe : Definition of 3D trajectories and focusing parameters”, in *AIP Conference Proceedings*, pp. 801–808, 2013. (cf. p. 52)
- [53] T. Bedetti, *Étude de la diffusion multiple des ultrasons en vue de la modélisation du bruit de structure et de la caractérisation des aciers moulés inoxydables à gros grains*, Ph.D. thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2012. (cf. p. 52)
- [54] J.-M. Conoir and A. N. Norris, “Effective wavenumbers and reflection coefficients for an elastic medium containing random configurations of cylindrical scatterers”, *Wave Motion*, vol. 47, no. 3, pp. 183–197, 2010. (cf. p. 53)
- [55] E. P. Papadakis, “Revised Grain-Scattering Formulas and Tables”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 37, no. 4, pp. 703–710, 1965. (cf. p. 53)
- [56] A. Tourin, A. Derode, A. Peyre and M. Fink, “Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, pp. 503–512, 2000. (cf. p. 53)

- [57] P. Wu and T. Stepinski, "Quantitative estimation of ultrasonic attenuation in a solid in the immersion case with correction of diffraction effects", *Ultrasonics*, vol. 38, no. 1-8, pp. 481–485, 2000. (cf. p. 54)
- [58] T. Bedetti, V. Dorval, F. Jenson and A. Derode, "Characterisation of ultrasonic structural noise in multiple scattering media using phased arrays", *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 457, p. 012003, 2013. (cf. p. 54)
- [59] E. R. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, "Noise Filtering in the Synthetic Transmit Aperture Imaging by Decomposition of the Time Reversal Operator : Application to Flaw Detection in Coarse-grained Stainless Steels", in *Physics Procedia*, pp. 562–565, 2015. (cf. p. 58)
- [60] N. Portzgen, D. Gisolf and G. Blacquiere, "Inverse wave field extrapolation : a different NDI approach to imaging defects", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 54, no. 1, pp. 118–127, 2007. (cf. p. 60)
- [61] D. Royer and D. Clorennec, "Theoretical and experimental investigation of Rayleigh waves on spherical and cylindrical surfaces", in *1st International Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications*, 2008. (cf. p. 60)
- [62] W. Qi and W. Cao, "Finite element study on 1-D array transducer design", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 47, no. 4, pp. 949–955, 2000. (cf. p. 60)
- [63] A. Hanafy, "Dead zone elimination in acoustic arrays", *Ultrasonic Imaging*, vol. 2, no. 4, pp. 302–312, 1980. (cf. p. 60)
- [64] A. Van Pamel, C. R. Brett and M. J. Lowe, "A methodology for evaluating detection performance of ultrasonic array imaging algorithms for coarse-grained materials", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 61, no. 12, pp. 2042–2053, 2014. (cf. p. 62)

-
- [65] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, "Ultrasonic imaging in coarse-grained stainless steels by total focusing method", in *AIP Conference Proceedings*, p. 070004, 2016. (cf. p. 62)
- [66] W. Hassan and P. B. Nagy, "On the anomalously low attenuation of the leaky Rayleigh wave in a fluid-filled cylindrical cavity", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 104, no. 3, pp. 1246–1255, 1998. (cf. p. 66)
- [67] J.-G. Minonzio, C. Prada, A. Aubry and M. Fink, "Multiple scattering between two elastic cylinders and invariants of the time-reversal operator : Theory and experiment", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 120, no. 2, pp. 875–883, 2006. (cf. p. 71)
- [68] S. Bannouf, S. Robert, O. Casula and C. Prada, "Data set reduction for ultrasonic TFM imaging using the effective aperture approach and virtual sources", *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 457, p. 012007, 2013. (cf. p. 80)
- [69] M. Tanter, J.-L. Thomas and M. Fink, "Time reversal and the inverse filter", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, no. 1, pp. 223–234, 2000. (cf. p. 86)
- [70] J. S. Egerton, M. J. S. Lowe, H. V. Halai and P. Huthwaite, "Improved FE simulation of ultrasound in plastics", in *AIP Conference Proceedings*, p. 120001, 2016. (cf. p. 92)
- [71] J. J. Cheng, *Mechanical and Chemical Properties of High Density Polyethylene: Effects of Microstructure on Creep Characteristics*, Ph.D. thesis, University of Waterloo, 2008. (cf. p. 93)
- [72] Plastics Pipe Institute, *Handbook of Polyethylene Pipe* (2006). (cf. p. 93)
- [73] J. Bowman, "A review of the electrofusion joining process for polyethylene pipe systems", *Polymer, Engineering & Science*, vol. 37, no. 4, pp. 674–691, 1997. (cf. p. 94)

- [74] F. Tariq, N. Naz, M. A. Khan and R. A. Baloch, "Failure Analysis of High Density Polyethylene Butt Weld Joint", *Journal of Failure Analysis and Prevention*, vol. 12, no. 2, pp. 168–180, 2012. (cf. p. 94)
- [75] M. Troughton, M. Spicer and F. Hagglund, "Development of ultrasonic phased array inspection of polyethylene pipe joints", in *PVP 2012 Pressure Vessel and Piping Conference, New Horizons in Pressure Vessel and Piping Technology*, 2012. (cf. p. 95)
- [76] T. L. Szabo and J. Wu, "A model for longitudinal and shear wave propagation in viscoelastic media", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, no. 5, pp. 2437–2446, 2000. (cf. p. 95)
- [77] L. Piche, "Phenomena related to the propagation of ultrasound in polymers (a paradigm for disordered materials)", in *Ultrasonics Symposium, 1989. Proceedings., IEEE 1989*, pp. 599–608, 1989. (cf. p. 95)
- [78] J. Y. Duquesne, K. Yamanaka, C. Neron, C. K. Jen, L. Piche and G. Lessard, "Study of Spherulites in a Semi-Crystalline Polymer Using Acoustic Microscopy", in *MRS Proceedings*, p. 253, 1988. (cf. p. 95)
- [79] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, "Ultrasonic imaging in highly attenuating materials with Hadamard codes and the decomposition of the time reversal operator", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. PP, no. 99, p. 1, 2017. (cf. p. 100)
- [80] K. L. Gammelmark and J. A. Jensen, "Multielement synthetic transmit aperture imaging using temporal encoding", *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 22, no. 4, pp. 552–563, 2003. (cf. p. 100)
- [81] J. Seberry and M. Yamada, "Hadamard matrices, Sequences, and Block Designs", in *Contemporary Design Theory: A Collection of Surveys*, pp. 431–560, 1992. (cf. p. 101)

-
- [82] M. Darmon, N. Leymarie, S. Chatillon and S. Mahaut, “Modelling of scattering of ultrasounds by flaws for NDT”, in *Springer Proceedings in Physics*, pp. 61–71, 2009. (cf. p. 109)
- [83] M. Darmon and S. Chatillon, “Main Features of a Complete Ultrasonic Measurement Model : Formal Aspects of Modeling of Both Transducers Radiation and Ultrasonic Flaws Responses”, *Open Journal of Acoustics*, vol. 03, no. 03, pp. 43–53, 2013. (cf. p. 109)
- [84] J.-G. Minonzio, *Décomposition de l’Opérateur de Retournement Temporel appliquée à l’imagerie et à la caractérisation ultrasonore*, Ph.D. thesis, Université Paris 7 - Denis Diderot, 2006. (cf. p. 113)
- [85] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, “Ultrasonic imaging in highly attenuating materials with Walsh-Hadamard codes and the decomposition of the time reversal operator”, in *2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, 2016. (cf. p. 114)
- [86] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, “High-frequency Total Focusing Method (TFM) imaging in strongly attenuating materials with the decomposition of the time reversal operator associated with orthogonal coded excitations”, in *AIP Conference Proceedings*, p. 040002, 2017. (cf. p. 114)
- [87] E. P. Wigner and P. A. M. Dirac, “On the statistical distribution of the widths and spacings of nuclear resonance levels”, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 47, no. 04, pp. 790–798, 1951. (cf. p. 114)
- [88] V. A. Marcenko and L. A. Pastur, “Distribution of eigenvalues for some sets of random matrices”, *Mathematics of the USSR-Sbornik*, vol. 1, no. 4, pp. 457–483, 1967. (cf. pp. 114, 138)
- [89] E. Parzen, “Nonparametric Statistical Data Modeling”, *Journal of the American Statistical Association*, vol. 74, no. 365, pp. 105–121, 1979. (cf. p. 115)

- [90] M. Weston, P. Mudge, C. Davis and A. Peyton, "Time efficient auto-focussing algorithms for ultrasonic inspection of dual-layered media using Full Matrix Capture", *NDT & E International*, vol. 47, pp. 43–50, 2012. (cf. p. 121)
- [91] J. F. Cruza, J. Camacho, L. Serrano-Iribarnegaray and C. Fritsch, "New method for real-time dynamic focusing through interfaces", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 60, no. 4, pp. 739–751, 2013. (cf. p. 121)
- [92] B. E. Anderson, B. Moser and K. L. Gee, "Loudspeaker line array educational demonstration", *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 131, no. 3, pp. 2394–2400, 2012. (cf. p. 130)
- [93] C. Cacciapuoti, A. Maltsev and B. Schlein, "Local Marchenko-Pastur law at the hard edge of sample covariance matrices", *Journal of Mathematics and Physics*, vol. 54, no. 4, p. 043302, 2013. (cf. p. 138)
- [94] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, "Procédé d'émissions codées en amplitude basé sur des matrices de Hadamard", *Brevet déposé en décembre 2016*. (cf. p. 145)
- [95] E. Lopez Villaverde, S. Robert and C. Prada, "Procédé de filtrage des images échographiques ultrasonores basé sur l'émission d'ondes planes", *Brevet déposé en décembre 2016*. (cf. p. 145)
- [96] A. Aubry, *Approche matricielle de l'opérateur de propagation des ondes ultrasonores en milieu diffusant aléatoire*, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2008. (cf. p. 146)
- [97] S. Shahjahan, *Etude expérimentale et numérique d'un procédé de détection de défauts fondé sur la théorie des matrices aléatoires : application au contrôle de matériaux polycristalins multiplement diffuseurs par un réseau de transducteurs ultrasonores*, Ph.D. thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2013. (cf. p. 146)

- [98] C. Trottier, *Détection de défauts en milieu fortement diffusant par utilisation de capteurs multiéléments et filtrage de la diffusion multiple*, Ph.D. thesis, Université Paris Diderot - Paris 7, 2016. (cf. p. 146)
- [99] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables* (Dover Publications, Washington, 1972). (cf. p. 155)