



**HAL**  
open science

# Contribution au développement et à la modélisation d'un traducteur ultrasonore multiéléments conformable pour l'inspection au contact de composants à géométrie complexe 3D

Orland Guedes

► **To cite this version:**

Orland Guedes. Contribution au développement et à la modélisation d'un traducteur ultrasonore multiéléments conformable pour l'inspection au contact de composants à géométrie complexe 3D. Acoustique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00474393

**HAL Id: tel-00474393**

**<https://theses.hal.science/tel-00474393>**

Submitted on 20 Apr 2010

**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.

THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITÉ PARIS 6 – P. & M. CURIE

Spécialité  
ACOUSTIQUE PHYSIQUE

présentée par  
Orland GUEDES

Pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Contribution au développement et à la modélisation  
d'un transducteur ultrasonore multiéléments  
conformable pour l'inspection au contact  
de composants à géométrie complexe 3D

Soutenue le 21/04/2005  
devant le jury composé de :

<u>Directeur de thèse</u> :	Mathias FINK	Professeur, Université Paris 7
<u>Rapporteurs</u> :	Jean François DE BELLEVAL	Professeur, Univ. de Technologie de Compiègne
	Daniel GUYOMAR	Professeur, INSA-Lyon
<u>Examineurs</u> :	Pascal CHALLANDE	Professeur, Université Paris 6
	Gérard FLEURY	Ingénieur, PDG de Imasonic S.A., Besançon
	Olivier CASULA	Ingénieur, chercheur au CEA-Saclay



# Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la Recherche (CIFRE) avec Imasonic S.A. à Besançon, en collaboration avec le Laboratoire de Méthodes UltraSonores situé au Centre d'Études Nucléaires du CEA-Saclay.

Je remercie tout d'abord M. Gérard Fleury, pour m'avoir permis d'être le premier thésard formé à Imasonic, ainsi que pour son soutien, témoin du vif intérêt qu'il porte à l'investigation au sein de son entreprise. Je remercie aussi M. Philippe Benoist pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Méthodes UltraSonores, d'abord en tant que stagiaire en DEA, puis en tant que thésard.

Je désire exprimer également ma gratitude envers M. Mathias Fink pour avoir encadré cette étude doctorale et pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux.

J'adresse mes remerciements à MM. Jean François De Belleval et Daniel Guyomar qui ont accepté de rapporter sur ce travail de thèse, ainsi qu'à M. Pascal Challande pour sa participation au jury.

Je remercie aussi M. Philippe Gendreu pour tout le temps qu'il consacré à ma formation, ainsi que pour ses précieux conseils qui m'ont aidé à l'élaboration de ce travail. Merci aussi à MM. Rémi Berriet et Frédéric Brochin, pour leur soutien sans faille au sein du service Recherche à Imasonic, et à M. Théo Martinez pour sa participation efficace aux calculs éléments finis exposés dans ce rapport.

Ce travail n'aurait pas abouti sans MM. Alain Lhémy et Sylvain Chatillon, qui ont su m'apporter toute leur lumière sur les aspects les plus sombres de la diffraction impulsionnelle dans les solides. Je suis tout aussi reconnaissant envers M. Olivier Casula qui m'a accompagné tout au long du projet, avec obstination et bienveillance. Merci aussi à MM. Guy Verdier et Julien Porré, pour leur participation à l'élaboration des résultats expérimentaux concernant le réseau multiéléments qui figurent sur ce document.

Un grand merci à Mme. Monique Mathieu, à M. Jean-Luc Guey, à Laurent C., Laurent G., Jérôme M., Jérôme P., Olivier, Philippe D., Pierrette, Béatrice, Élisabeth, Thierry L., Thierry P., Marie-Laure, Anne ... à tous ceux qui m'ont aidé à Imasonic. Merci à M. Frank Picot ainsi qu'aux Francs-Comtois pour leur accueil si chaleureux.

Merci à Mme. Clarisse Poidevin, à MM. Pierre Calmon, Steve Mahaut, Olivier Roy, Hubert Chameaud, à Nicolas G., Nicolas L., Guillaume N., Guillaume *Hi-Hat*, Michel C., Michel D., Nizaire, Sébastien L., Sébastien D., Sif-Dienne, Didi, Mathieu, Fabrice, Marie-Odile, Daniel ... et tous ceux qui m'ont accompagné si chaleureusement au SYSSC du CEA-Saclay.

Je remercie aussi tous ceux qui m'ont aidé au cours de ces dernières années : ma famille, Dionisio, Benigna et Marc ; mes amis, Jean-Claude, JB, Elise, David, Nikky, Mika, Myriam, Mylan, *Axl*, *DJ-Nic*, *Loulou*, Béatrice, Elisa ... et tous les autres ; tout le bonheur du monde aux tout jeunes Théo-Saidou, Emma, Galaad, qui ont vu le jour pendant l'élaboration de ce travail, ainsi qu'à leurs parents respectifs.

Enfin, je suis particulièrement reconnaissant envers Mlle Lætitia David pour sa bienveillance et pour m'avoir supporté dans tous les moments difficiles.



*« Savoir que l'on sait  
ce que l'on sait  
et savoir que l'on ne sait pas  
ce que l'on ne sait pas :  
voilà la véritable science. »*

Confucius

Doctrines : le Lun-Yu

*« Les savants sont optimistes parce que leur passion leur donne des joies fréquentes en leur épargnant les chagrins ; ils ne se désespèrent pas de ne jamais trouver la vérité et ils s'en consolent aisément puisqu'ils ne sont jamais privés du plaisir de la recherche.*

*La plupart d'entre eux restent jeunes de cœur. Peut-être n'ont-ils pas été aussi jeunes que d'autres, mais ils l'ont été plus longtemps. Leur naïveté même, qui éclate à tous les yeux, est un signe de jeunesse.*

*C'est sans doute que le chagrin seul vieillit et leur passion n'engendre que des joies sans douleur. »*

Henri Poincaré (mathématicien) 1854-1912

*« Un enseignement de la science  
qui n'apprend pas à penser  
n'est pas un enseignement de la science,  
il est un enseignement de la soumission. »*

Evry Schatzman  
Science et société, 1971



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>9</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>11</b>
<b>1 Contexte et objectifs de l'étude</b>	<b>13</b>
1.1 Contrôle ultrasonore de pièces de géométrie complexe . . . . .	14
1.1.1 Contrôles en immersion . . . . .	14
1.1.2 Contrôles au contact . . . . .	14
1.1.3 Contrôles utilisant des transducteurs multiéléments . . . . .	15
1.2 Cadre d'application pratique d'un transducteur conformable . . . . .	17
1.2.1 Composants des Réacteurs à Eau Pressurisée . . . . .	17
1.2.2 Géométrie des pièces à inspecter . . . . .	18
1.3 Transducteurs flexibles utilisant la technique multiéléments . . . . .	19
1.3.1 Balayage par commutation . . . . .	19
1.3.2 Contrôle par construction de faisceau . . . . .	21
1.3.3 Transposition du TCI à un transducteur conformable . . . . .	22
<b>2 Préconception et dimensionnement d'un réseau matriciel conformable</b>	<b>25</b>
2.1 Modélisation de sources au contact . . . . .	26
2.1.1 Étude bibliographique . . . . .	26
2.1.2 Modèle de rayonnement pour une source de force normale . . . . .	30
2.2 Conception acoustique du réseau . . . . .	36
2.2.1 Dimensionnement du réseau global . . . . .	38
2.2.2 Simulation du rayonnement d'un élément émetteur . . . . .	40
2.2.3 Structure du réseau . . . . .	42
<b>3 Conception électroacoustique</b>	<b>45</b>
3.1 Choix de structure émettrice . . . . .	46
3.1.1 Choix du matériau actif . . . . .	46
3.1.2 Analyse de deux structures émettrices par éléments finis . . . . .	51
3.1.3 Réalisation d'un élément en piézocomposite 1-3 . . . . .	58
3.1.4 Conclusions . . . . .	60



3.2	Adaptation acoustique pour l'émission dans l'acier . . . . .	60
3.2.1	Réalisation de deux dispositifs de mesure . . . . .	61
3.2.2	Caractérisation fréquentielle de l'impédance électrique . . . . .	62
3.2.3	Comparaison des signaux temporels des deux structures . . . . .	66
3.3	Adaptation électronique au système d'acquisition . . . . .	69
3.3.1	Nécessité d'adaptation au système d'acquisition . . . . .	69
3.3.2	Possibilités d'adaptation électrique . . . . .	69
3.3.3	Choix d'adaptation . . . . .	70
3.4	Conclusions sur la conception électroacoustique . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Rayonnement d'un élément émetteur</b>	<b>73</b>
4.1	Analyse expérimentale . . . . .	74
4.1.1	Description du dispositif . . . . .	74
4.1.2	Analyse des résultats . . . . .	74
4.1.3	Conclusions . . . . .	77
4.2	Sollicitations produites par un émetteur à l'interface . . . . .	77
4.2.1	Répartition du champ de contraintes à l'interface . . . . .	77
4.2.2	Répartition du champ de contraintes au voisinage de l'interface .	82
4.2.3	Conclusions sur la nature des sollicitations . . . . .	97
4.3	Analyse par éléments finis en propagation 3D . . . . .	98
4.3.1	Description des modèles de calcul utilisés . . . . .	98
4.3.2	Calcul du champ rayonné . . . . .	99
4.3.3	Conclusions des calculs par éléments finis en propagation . . . .	102
<b>5</b>	<b>Extension du modèle semi-analytique de rayonnement</b>	<b>103</b>
5.1	Rayonnement d'une source ponctuelle de direction quelconque . . . . .	104
5.1.1	Application du théorème de réciprocité . . . . .	104
5.1.2	Expression des déplacements . . . . .	106
5.1.3	Généralisation . . . . .	108
5.2	Application à un élément du réseau au contact . . . . .	109
5.2.1	Redéfinition des contraintes à l'interface élément-acier . . . . .	109
5.2.2	Résultats . . . . .	110
5.2.3	Conclusions . . . . .	113
5.3	Conclusions sur l'extension du modèle de rayonnement . . . . .	116
<b>6</b>	<b>Mise en œuvre et caractérisation d'un réseau matriciel conformable</b>	<b>117</b>
6.1	Simulation d'une configuration de réseau matriciel . . . . .	118
6.1.1	Pièce plane . . . . .	118
6.1.2	Pièces de géométrie torique . . . . .	118
6.2	Conception mécanique . . . . .	122

---

6.2.1	Contraintes liées à l'application . . . . .	122
6.2.2	Validation mécanique . . . . .	123
6.2.3	Réalisation du réseau matriciel conformable . . . . .	125
6.3	Caractérisation du réseau matriciel . . . . .	125
6.3.1	Mode opératoire . . . . .	127
6.3.2	Pièce à géométrie cylindrique . . . . .	130
6.3.3	Pièce à géométrie torique . . . . .	136
6.3.4	Conclusions . . . . .	142
	<b>Conclusion Générale</b>	<b>147</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>149</b>
	<b>Annexes</b>	<b>156</b>
<b>A</b>	<b>Champ rayonné par une source au contact : solution asymptotique et monochromatique</b>	<b>157</b>
A.1	Source étendue de contrainte normale . . . . .	158
A.2	Source ponctuelle de contrainte normale . . . . .	159
A.3	Source ponctuelle de contrainte tangentielle . . . . .	159
<b>B</b>	<b>Mesure du champ ultrasonore rayonné par un élément émetteur</b>	<b>161</b>
B.1	Fabrication d'éléments émetteurs . . . . .	161
B.2	Dispositif de mesure . . . . .	162
B.3	Résultats des mesures en transmission . . . . .	162
	<b>Table des figures</b>	<b>171</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>173</b>

---

# Introduction Générale

Le Contrôle Non Destructif (CND) par ultrasons est régulièrement utilisé dans plusieurs secteurs de l'industrie. Les installations nucléaires font notamment appel à cette technique dans les cas les plus exigeants en matière de sécurité, en particulier pour le contrôle de la cuve par des transducteurs ultrasonores en immersion. Cependant, le contrôle de certains composants des circuits primaires et auxiliaires des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) n'est réalisé que par des transducteurs contact à sabot. Considérant les états de surface et l'accessibilité de ses composants, ceux-ci ne peuvent subir de contrôles en immersion. L'amélioration du contrôle de pièces de géométrie complexe, dont le profil évolue dans une seule direction, a déjà été étudiée et démontrée dans le cadre du projet Traducteur Contact Intelligent (TCI). Ce concept repose sur un transducteur multiéléments découpé en un réseau à surface flexible, de façon à corriger l'irrégularité de l'interface. Dans ce travail de thèse, nous nous attacherons à la conception acoustique et mécanique d'un transducteur matriciel suivant le principe TCI, qui s'adapte à des surfaces complexes tridimensionnelles.

On définit au chapitre 1 les objectifs de cette étude, concernant une application ciblée dans l'industrie nucléaire. On décrit alors quelques techniques usuelles de contrôle ultrasonore sur des pièces de géométrie complexe, puis une application spécifique de contrôle pour des composants du circuit primaire des REP. Néanmoins, l'utilisation de transducteurs flexibles peut être aussi diverse qu'on a de pièces complexes dans l'industrie navale, aéronautique ou nucléaire. On expose alors quelques technologies de transduction utilisant des transducteurs flexibles. Il s'avère, par ailleurs, que la technique multiéléments apporte des solutions, en particulier si on utilise un dispositif de focalisation adaptative pour corriger la déformée de la surface. On envisage ainsi de transposer la méthode utilisée pour le TCI à un réseau conformable 3D. La conception d'un tel réseau est le résultat de nombreux compromis pour satisfaire à la fois : le motif du réseau, influençant le diagramme de rayonnement ; la structure électroacoustique, c'est-à-dire les différents composants actifs du transducteur ; et la mise en œuvre de la structure mécanique qui devra être conformable.

Au chapitre 2, on décrit la mise en place d'un modèle de rayonnement d'une source ultrasonore au contact. Une fois implémenté au logiciel de simulation *Champ Sons*, on est en mesure d'étudier le comportement d'une source de faible dimension devant la

---

longueur d'onde, comme un élément de réseau. On cherche alors à décrire les facteurs pouvant améliorer les performances en émission d'ondes T, pour un élément comme pour un réseau matriciel. On s'appuiera sur les besoins d'une application au secteur nucléaire décrits au chapitre 1. On en déduit un motif d'élément émetteur dont on étudie le comportement dans la suite de cette étude, en vue de la fabrication d'un réseau matriciel de soixante éléments.

La démarche de conception de l'élément émetteur du réseau, d'un point de vue électroacoustique est abordée au chapitre 3. On argumente le choix de la structure émettrice piézoélectrique, d'une part, à travers un outil de simulation numérique comme le modèle éléments finis *PZFlex* et d'autre part, analytique comme le modèle KLM. À l'issue de ces simulations, on réalise des éléments émetteurs munis d'une lame avant et d'un backing, représentatifs des éléments du réseau matriciel décrit au chapitre 2.

On souhaite valider expérimentalement le modèle de rayonnement d'une source au contact, implémenté à *Champ Sons*. On remarque un problème dans la description du champ en ondes T, mode particulièrement sollicité pour l'application envisagée. En considérant les petites dimensions de l'élément émetteur, on simule la répartition des contraintes à l'interface entre l'élément et la pièce inspectée, par un modèle éléments finis. Le modèle de rayonnement d'une source au contact considère une sollicitation exclusivement normale à la surface, alors que le modèle éléments finis montre la présence de contraintes tangentielles.

On décrit alors au chapitre 5, un modèle de rayonnement d'une source de contrainte de direction quelconque, permettant d'utiliser les répartitions des contraintes à l'interface simulées par *PZFlex*. On montre ainsi l'apport d'une telle démarche de modélisation intégrant des calculs numériques et semi-analytiques.

Suite à l'étude d'un élément émetteur, on décrit au chapitre 6 la mise en œuvre du réseau matriciel conformable. Une série de simulations montrent que le motif de ce multiéléments focalise des ondes T dans l'acier à travers des surfaces de géométrie torique. Puis, on décrit la conception du réseau d'un point de vue mécanique, à savoir l'intégration des éléments émetteurs étudiés dans un réseau matriciel souple de soixante éléments. Ceci aboutit à la fabrication du prototype testé sur des pièces de géométrie cylindrique et torique. On montre alors les capacités d'un tel dispositif à générer un champ ultrasonore à travers les surfaces choisies, ainsi que sur la détection et la localisation d'un défaut plan débouchant.

# Chapitre 1

## Contexte et objectifs de l'étude

Dans de nombreux cas de contrôles industriels, les pièces inspectées sont de géométrie irrégulière. Dans le cadre d'une campagne de CND par ultrasons, ces irrégularités vont réduire la sensibilité d'un capteur en déviant, en atténuant ou encore en divisant un faisceau ultrasonore. Dans ce chapitre, on évalue de façon qualitative l'importance de ces problèmes selon le type de contrôle envisagé.

Dans un premier temps, on évoque les configurations de contrôle rencontrées sur site pour des pièces de géométrie irrégulière. On s'intéresse à des configurations au contact, ce qui a déjà fait l'objet de travaux utilisant des traducteurs multiéléments flexibles, dont nous ferons un état de l'art. Parmi ces travaux, certains engagés au CEA seront poursuivis dans un dernier temps, avec un cadre d'application pratique aboutissant à la fabrication d'un premier prototype de traducteur conformable.

## 1.1 Contrôle ultrasonore de pièces de géométrie complexe

Dans la terminologie du CND [1], on appelle traducteur ultrasonore un dispositif généralement composé d'un transducteur, d'une lame avant et d'un backing. Le transducteur est composé d'une simple plaque de céramique piézoélectrique qui permet la conversion d'un signal électrique en vibration mécanique et réciproquement. Ce type de dispositif est utilisé pour la détection de défauts éventuels dans des pièces par échographie.

L'objet de cette étude portant sur le contrôle de pièces de géométrie complexe, on décrit quelques méthodes de CND par ultrasons usuelles. On souligne en particulier de quelle façon sont traités les cas de géométries difficiles : avec des traducteurs immersion, au contact ou encore avec une technique multiéléments.

### 1.1.1 Contrôles en immersion

Le contrôle en immersion est une technique largement éprouvée de CND par ultrasons. Les pièces inspectées sont immergées dans l'eau et la propagation acoustique s'effectue avec une efficacité satisfaisante vers une pièce solide. Cette technique est très utilisée dans le contrôle de la cuve du réacteur des centrales nucléaires. Afin de surveiller le plus précisément possible cette zone sensible des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP), on utilise des traducteurs focalisés à grande ouverture<sup>1</sup> pour augmenter la résolution spatiale du faisceau ultrasonore. Pour accentuer l'effet de la focalisation, on peut aussi mettre en forme le transducteur en une surface sphérique, bifocale ou encore en surface de Fermat. La mise en forme peut permettre de prendre en compte une courbure de l'interface pour une focalisation plus efficace dans le matériau à inspecter. Par exemple, ce type de traducteur est souvent utilisé dans le contrôle de billettes en titane employées pour la fabrication de moteurs d'avions [2, 3].

### 1.1.2 Contrôles au contact

Pour réaliser un contrôle au contact direct, on utilise des traducteurs à sabot, constitués d'un transducteur collé à un sabot incliné en polymère rigide. Pour améliorer le transfert acoustique on ajoute un couplant supplémentaire, généralement un gel aqueux, à l'interface entre la pièce et le sabot pour éviter qu'une pellicule d'air ne gêne la propagation.

Ce type de traducteur est très performant pour l'inspection de pièces planes ou encore pour des pièces dont le rayon de courbure reste assez grand par rapport aux dimensions du sabot. Autrement, on utilise des traducteurs avec des sabots mis en forme pour épouser la géométrie de la pièce, à condition que l'interface entre la pièce

---

<sup>1</sup> Ouverture supérieure à la longueur d'onde.

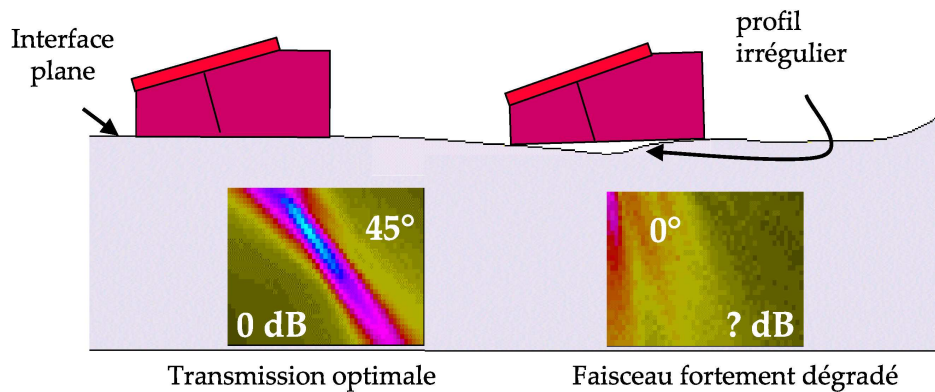


FIG. 1.1 – Deux situations de contact pour un traducteur contact à sabot. Simulation du champ de déplacement transmis dans la pièce avec une surface plane et à travers un profil complexe.

et le traducteur ne change pas au cours du balayage, comme c'est le cas pour des pièces de géométrie cylindrique.

D'une manière plus simple, et aussi moins précise, des contrôles manuels utilisent des traducteurs à faible diamètre pour l'inspection de pièces difficiles d'accès et souvent de géométrie complexe. Mais en réduisant l'ouverture, on élargit le faisceau ultrasonore, ce qui détériore la résolution spatiale du capteur.

Une courbure trop accentuée peut provoquer un mauvais couplage acoustique entre le traducteur et la pièce au détriment du contrôle. La figure 1.1 illustre le résultat d'un calcul du champ de déplacement réalisé avec *Champ Sons* à travers une pièce de géométrie complexe et une interface plane en référence. Le profil accidenté provoque un décollement du sabot et malgré l'ajout de couplant entre le sabot et la pièce (comme c'est le cas figure 1.1), on a une forte atténuation du champ ainsi qu'une déviation voire un dédoublement du faisceau. En conséquence, si on perd trop en sensibilité, la détection d'un défaut n'est plus possible. Par ailleurs, on a des difficultés pour localiser le défaut si on ne maîtrise plus le faisceau lors d'une déviation ou d'un dédoublement de ce dernier.

### 1.1.3 Contrôles utilisant des traducteurs multiéléments

#### Balayage par commutation

On peut créer un balayage électronique en activant chaque élément tour à tour, ou un groupe d'éléments comme représenté figure 1.2. Ainsi, le découpage de la partie active d'un traducteur peut être utilisée de façon à détecter des défauts situés sous chaque élément. Cette technique permet de réaliser des acquisitions à grande vitesse.



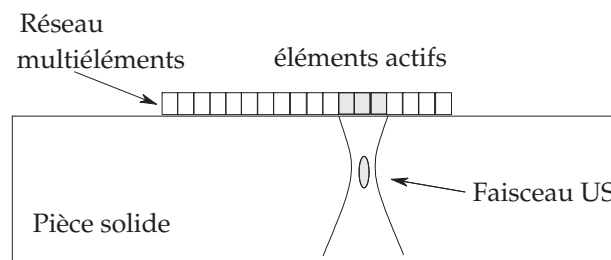


FIG. 1.2 – Schéma du fonctionnement d'un transducteur multiéléments par commutation.

### Balayage sectoriel et volumique

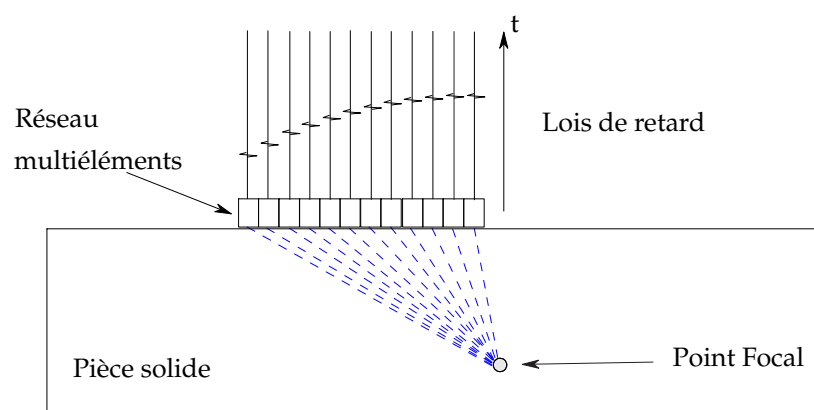


FIG. 1.3 – Principe de fonctionnement d'un transducteur multiéléments.

Le principe d'une loi de retards est illustré figure 1.3. Un transducteur multiéléments est composé de plusieurs éléments émetteurs (et récepteurs) pouvant fonctionner indépendamment. De cette façon, il est possible de construire un faisceau avec une incidence choisie par déviation angulaire. En faisant varier ces paramètres en temps réel au cours du contrôle, on peut réaliser un balayage angulaire : le transducteur reste fixé en une position et plusieurs tirs sont effectués à des incidences différentes afin de couvrir la zone d'intérêt. On peut utiliser cette technique afin que chaque élément émette un signal arrivant en phase à un point focal choisi par l'utilisateur. De cette façon, il est aussi possible de contrôler le faisceau pour une focalisation en plusieurs profondeurs. Cette technique permet, en plus de la détection, le positionnement voire le dimensionnement d'un défaut.

L'apport des multiéléments au contrôle de pièces complexes vient des possibilités de déflexion ou encore des différents réglages qu'on peut réaliser en profondeur de champ. Ainsi, on peut utiliser ces dispositifs pour s'affranchir d'un balayage mécanique en utilisant un balayage angulaire, à l'instar des barrettes d'imagerie médicale. Une telle procédure est par exemple appliquée au contrôle de pales de turbines dans l'industrie nucléaire [4], ou dans de nombreux secteurs de l'industrie pour étendre les possibilités de détection des transducteurs classiques [5].

## Schéma de principe d'un réacteur à eau sous pression

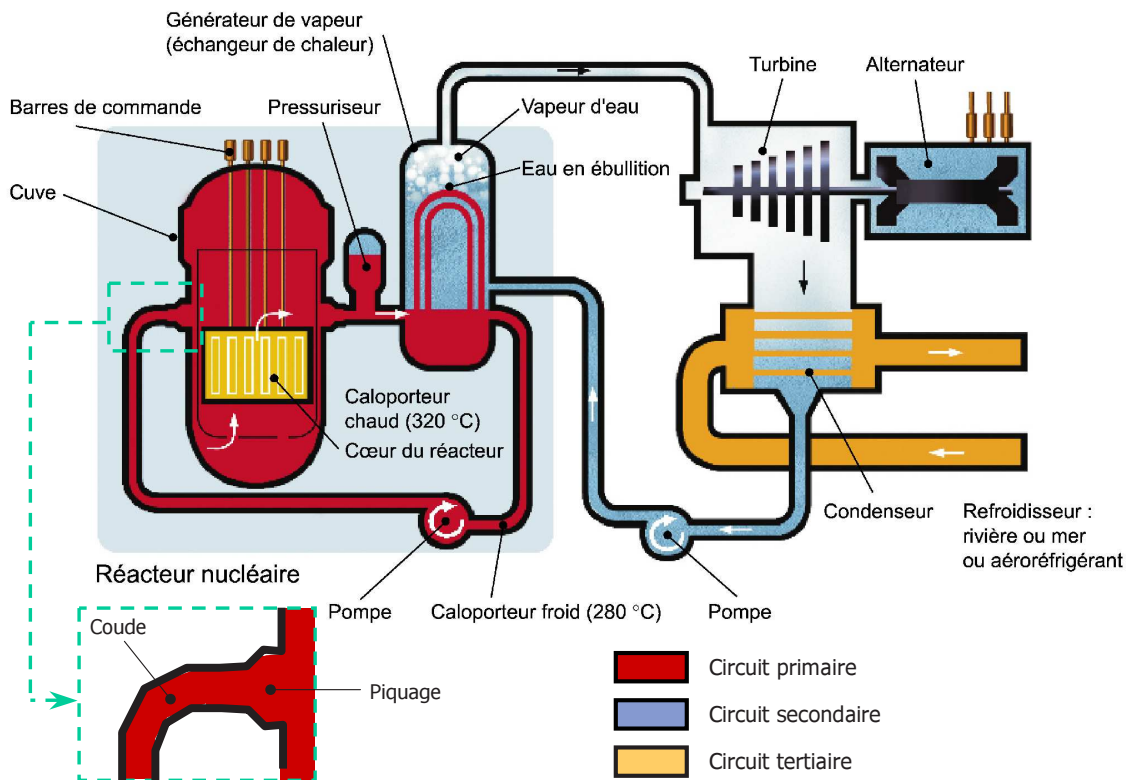


FIG. 1.4 – Schéma d'un Réacteur à Eau Pressurisé (REP) et localisation des pièces à inspecter.

## 1.2 Cadre d'application pratique d'un traducteur conforme

### 1.2.1 Composants des Réacteurs à Eau Pressurisée

Les centrales nucléaires sont généralement équipées d'un REP dont le schéma de principe est illustré figure 1.4. Ce type de centrale est composé de trois parties :

- Le réacteur nucléaire contient le cœur du réacteur au sein de la cuve. Il alimente le générateur de vapeur à travers le circuit primaire pour la conversion de l'énergie nucléaire en énergie thermique.
- Le circuit secondaire comprend un générateur de vapeur pour alimenter une turbine afin de convertir l'énergie thermique en énergie mécanique.
- Une partie commune aux centrales électriques de tous types, l'îlot conventionnel, est composée d'une turbine et d'un alternateur assurant la conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique.

Les composants du circuit primaire et secondaire sont exposés à des variations de température créant des conditions favorables à la fatigue thermique pouvant être à l'origine de défauts. Comme on l'a vu précédemment, la cuve du circuit primaire est

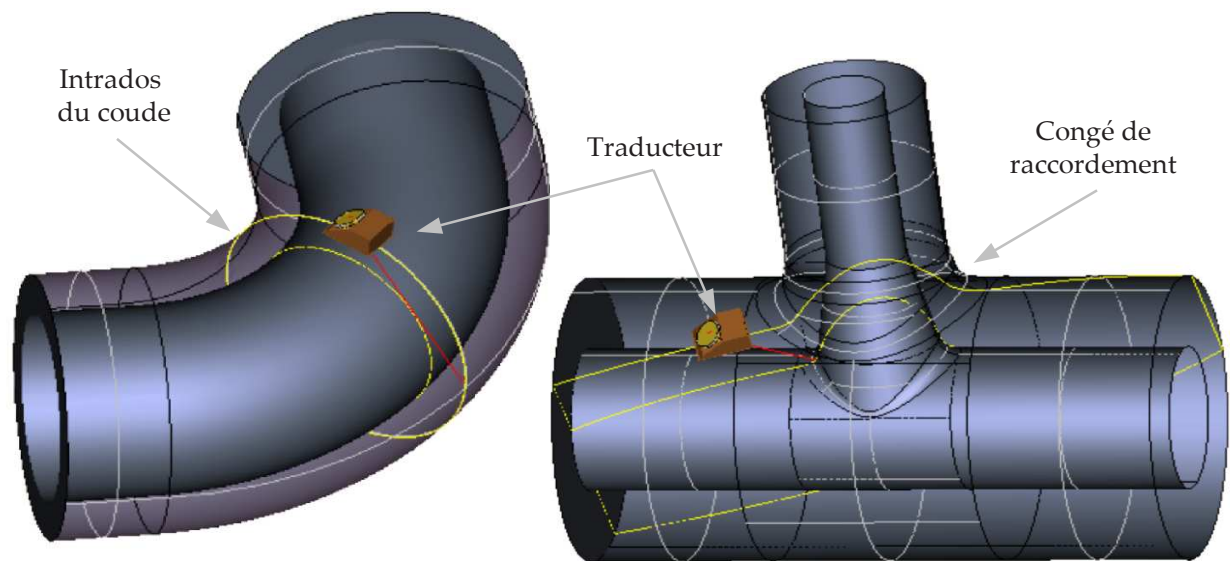


FIG. 1.5 – Visualisation 3D d'un coude et d'un piquage d'une tuyauterie du circuit primaire d'un REP, contrôlées par un traducteur à sabot.

contrôlée en immersion. Cela ne peut être envisageable pour les éléments de tuyauterie qu'on ne peut démonter afin de les placer dans des bains de contrôle<sup>2</sup>. On doit donc contrôler ces éléments de tuyauterie à l'aide de traducteurs contact à sabot, avec lesquels on a une meilleure accessibilité sur site.

### 1.2.2 Géométrie des pièces à inspecter

Deux exemples de pièces de géométrie complexe à contrôler sont donnés par les figures 1.5. On peut remarquer que les surfaces de contact avec le traducteur sont de type torique, c'est-à-dire qu'il faut s'adapter à deux rayons de courbure différents, comme une « selle de cheval ». Ce type de contrôle est difficilement réalisé lors de campagnes de contrôle utilisant des traducteurs contact classiques. Pourtant ces zones sont soumises aux différences de température provoquées par des flux de vapeur d'eau issus du système de refroidissement des REP. La fatigue thermique accélère l'apparition de défauts, qui risqueraient d'évoluer en des fissures débouchantes généralement perpendiculaires à la surface.

On représente figure 1.5 à gauche, un coude d'un diamètre de 4 pouces (environ 100mm) avec un traducteur à sabot de petite taille, placé suivant un plan perpendiculaire à la génératrice. Le contrôle est réalisé sans difficultés au niveau de la soudure longitudinale « extradados » située à l'extérieur du coude. Par contre, la soudure « intrados » avec une géométrie plus sévère ( $R \approx 90\text{mm}$ ), constitue une zone où le contrôle est moins efficace.

Pour le piquage représenté figure 1.5 à droite, le balayage du dispositif de contrôle

---

<sup>2</sup>À l'instar des « piscines » prévues à cet effet dans l'industrie aéronautique.

doit s'adapter à un profil concave avec un rayon minimum de 35mm pour accéder à la soudure de raccordement. Dans la direction perpendiculaire au sens de déplacement, le traducteur doit s'adapter à un profil convexe avec un rayon d'environ 135mm. Pour ce type de composants, l'épaisseur de la tuyauterie varie entre 8mm, dans les zones de géométrie purement cylindrique, et 25mm au niveau de certains raccordements de soudure.

L'objectif fixé pour la conception d'un traducteur conformable concerne l'inspection des zones sensibles de composants du circuit primaire décrites ci-dessus. Les limites des traducteurs à sabot nous amènent à étudier de plus près des solutions utilisant la technique multiéléments. En effet, ces techniques nous permettent d'une part, d'utiliser des ouvertures assez grandes pour une résolution spatiale adéquate. D'autre part, on garde la possibilité de pilotage du faisceau ultrasonore pour la déflexion ou la focalisation en profondeur à travers une surface de géométrie complexe.

## **1.3 Traducteurs flexibles utilisant la technique multiéléments**

Le développement de traducteurs utilisant la technique multiéléments a apporté quelques possibilités supplémentaires pour surmonter la difficulté du contrôle de pièces de géométrie complexe. Une solution globale peut être envisagée par la conception d'un traducteur pouvant se conformer à une pièce de géométrie quelconque. Dans ce qui suit, on évoque quelques exemples de contrôle utilisant des traducteurs flexibles ou déformables, en décrivant les différentes démarches de concepteurs à travers la bibliographie ou des expériences techniques adaptées à des besoins spécifiques dans divers secteurs de l'industrie.

### **1.3.1 Balayage par commutation**

#### **Exemple de contrôle de pièces en matériau composite mises en forme**

Le contrôle de matériaux composites a une importance particulière dans le secteur aérospatial et naval. La principale difficulté pour l'inspection de ce type de matériaux réside dans l'anisotropie et l'hétérogénéité de la structure. Si on a à faire à un composite multicouches, la structure provoque une forte atténuation acoustique voire d'importantes déviations du faisceau ultrasonore. En général, les couches du composite sont parallèles à la surface extérieure de la structure. Afin que le champ acoustique traverse les diverses couches des composites contrôlées, l'inspection se fait suivant la direction normale à la surface des pièces. De cette façon, les ondes ultrasonores atteignent les différentes couches avec une incidence nulle, assurant ainsi une transmission acoustique optimale. Une déviation du faisceau entraînerait des conversions de modes dans

les différentes épaisseurs, mais aussi de probables modes guidés. La société *Sigma* a conçu un traducteur pour l'inspection de matériaux composites dans les coques de bateaux militaires et autres composants des avions de ligne [6]. La solution proposée est une matrice de  $32 \times 32$  éléments émettant de façon séquentielle. Il s'agit donc, d'un ensemble de monoéléments sans lois de retard. De cette façon, on ne peut pas l'utiliser pour construire un faisceau dans le matériau. L'utilisation de ce dispositif se limite à localiser des anomalies sous chaque élément. La fonction multiéléments de ce traducteur est donc utilisée pour réaliser un quadrillage des zones inspectées par commutation.

### Contrôle de tuyauteries

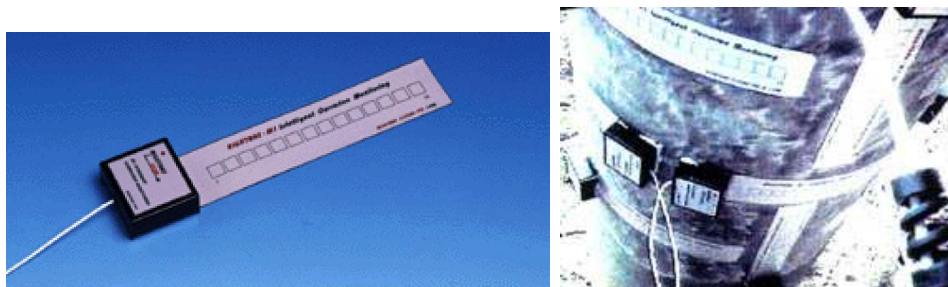


FIG. 1.6 – Traducteur *Rightrax M1* de la société *RABCO Industrial Inspection*.

La plupart des inspections utilisant le CND par ultrasons dans l'industrie pétrochimique ont pour objectif d'évaluer le degré de corrosion des installations. Pour cela il suffit de procéder à une évaluation de l'épaisseur en mesurant le temps de parcours d'une onde ultrasonore dans la paroi du composant. *RABCO Industrial Inspection* est une société qui développe des traducteurs pour du CND dans les domaines de l'aéronautique et de la pétrochimie. *Rightrax M1* est un traducteur ultrasonore flexible élaboré en Polyvinylidene Fluoride (PVDF). Il est composé de 14 éléments alignés dans une bande flexible et adhésive qui sont acoustiquement indépendants. Le dispositif est alors collé à la paroi des pièces à inspecter puis relié à un système d'acquisition relevant l'information élément par élément. Ce traducteur peut donc fonctionner en balayage par commutation. La figure 1.6 montre l'allure du traducteur, ainsi qu'un exemple de contrôle sur site d'une tuyauterie de géométrie cylindrique.

À travers ces exemples nous avons un aperçu des utilisations industrielles de traducteurs flexibles ou déformables. Ce type d'application utilisant des balayages commutateurs se limite à la localisation de défauts afin d'évaluer le besoin de remplacement des composants. Cependant d'autres techniques multiéléments peuvent être utilisées afin d'améliorer le contrôle, rendant possible le dimensionnement des défauts.

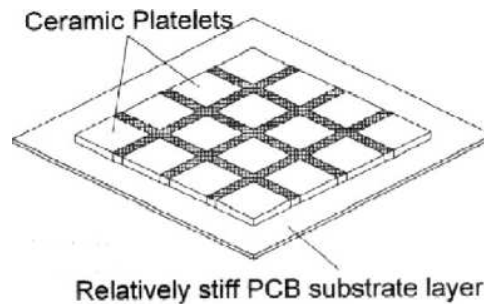


FIG. 1.7 – Traducteur flexible constitué de plaquettes en PZT dans un substrat souple.

### 1.3.2 Contrôle par construction de faisceau

#### Traducteur contact souple

Le *Ultrasonic Research Group* de l'Université de Strathclyde a développé un traducteur monoélément déformable [7]. Dans une première version, cette technologie est utilisée pour réaliser un élément émetteur souple à grande ouverture. La surface émettrice est constituée de plaquettes de céramique piézoélectrique de type PZT placées dans un substrat souple, comme illustré sur la figure 1.7. Ce dispositif est un réseau matriciel d'éléments émetteurs reposant sur une électrode en face avant en PCB, un polymère conducteur électrique et mécaniquement souple. Chacune des « plaquettes » de cette structure vibre en mode épaisseur si l'épaisseur est dix fois plus petite que leur largeur. De ce fait, un tel réseau ne peut respecter les conditions de Bragg imposant une largeur d'élément émetteur d'une demi longueur d'onde. C'est pourquoi ce dispositif est utilisé pour l'émission, et est associé en réception à un traducteur multiéléments souple, obtenu en gravant une lame PVDF. Ce traducteur se comporte comme un monoélément déformable sans possibilité de pilotage du faisceau acoustique. Par ailleurs, cette technologie est utilisée pour réaliser un traducteur multiéléments souple fonctionnant en émission-réception. La découpe en éléments est assurée en plaçant un circuit imprimé flexible, sur lequel sont gravés les électrodes associées aux différents éléments.

Si on veut utiliser ce transducteur au contact avec une pièce fortement courbée, la longueur des plaquettes rigides doit être relativement faible de manière à suivre le profil. L'épaisseur des plaquettes étant alors très faible, la fréquence de fonctionnement du transducteur est très élevée. Les résultats obtenus concernant la détection de défauts dans des pièces de géométrie complexe sont encourageants, mais limités à des applications nécessitant une fréquence relativement élevée (10MHz).

#### Le Traducteur Contact Intelligent

Le CEA a développé le Traducteur Contact Intelligent (TCI) [8, 9] afin d'étudier la faisabilité d'un traducteur flexible fonctionnant au contact en balayage, pouvant assu-

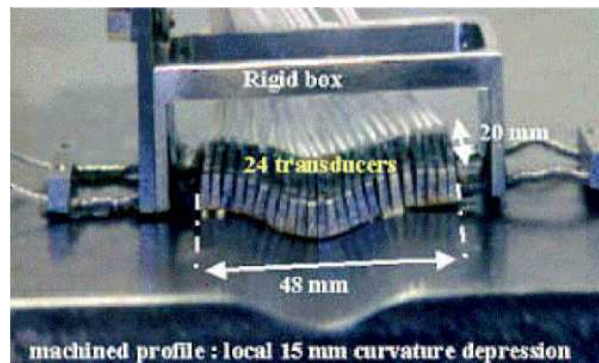


FIG. 1.8 – Le TCI sur une singularité avec un rayon de courbure de 15mm.

rer un contrôle du même type que ceux réalisés par des traducteurs à sabot, en s'affranchissant des problèmes de couplage acoustique dus aux irrégularités de la surface de contact. Le prototype conçu pour ce projet est un réseau linéaire de 24 éléments ultrasonores rigides assemblés entre eux par une structure mécanique articulée. Il permet de contrôler une pièce au contact suivant un profil irrégulier pouvant comporter des rayons de courbure locaux de l'ordre de 15mm comme on peut le voir sur la figure 1.8.

Un dispositif de plaquage assure le maintien de chaque élément au contact avec la pièce inspectée. La surface émettrice est donc déformée suivant le profil de la pièce. Pour que le faisceau ultrasonore soit correctement reconstitué, il faut connaître la position de chaque élément émetteur pour pouvoir calculer une loi de retards. Il faut donc ajouter au système un dispositif de mesure de déformée, capable de repérer chaque élément dans le plan d'incidence (figure 1.9a). On peut alors utiliser cette déformée, et l'associer à une loi de retards visant un point de focalisation au sein de la pièce à inspecter (figure 1.9b). De cette façon, on est en mesure de synthétiser un faisceau ultrasonore en contrôlant la profondeur de focalisation et l'incidence par rapport à un repère lié à la pièce inspectée (figure 1.9c).

Les études théoriques et pratiques montrent que le tout forme un dispositif adaptatif, capable de générer un champ ultrasonore maîtrisé en termes d'orientation de faisceau et de profondeur de champ.

### 1.3.3 Transposition du TCI à un traducteur conformable

#### Limites du dispositif TCI

Ce prototype TCI a démontré l'utilité du concept de traducteur articulé pour le contrôle de pièces comportant un profil complexe suivant le plan d'incidence. Cependant suivant la direction perpendiculaire à ce même plan, le profil du TCI reste linéaire. Le problème a donc été traité pour des pièces de géométrie complexe suivant deux dimensions, alors que plusieurs applications pouvant utiliser ce concept portent sur le contrôle de pièces de géométrie torique, comme des coudes ou des piquages de raccor-

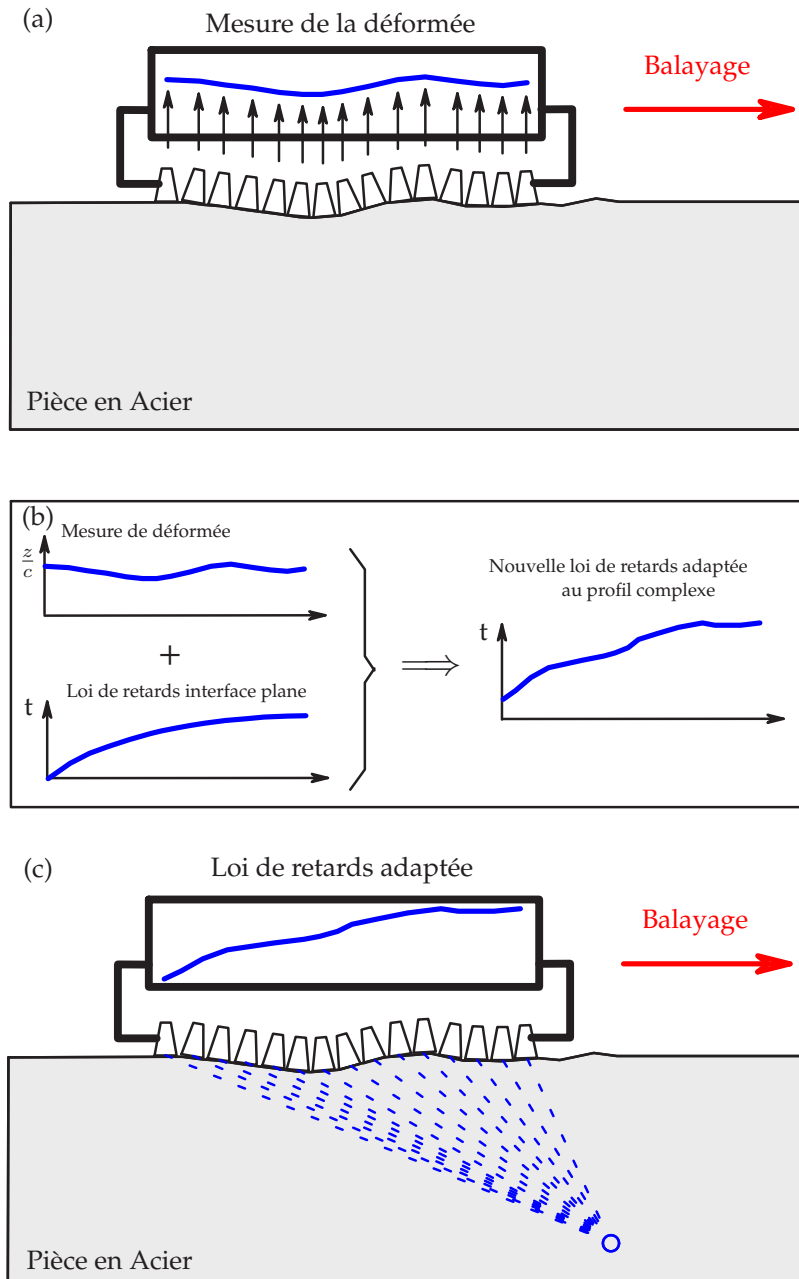


FIG. 1.9 – Principe de focalisation adaptative à travers une surface complexe à l'aide d'un Traducteur Contact Intelligent : (a) Mesure de la déformée ; (b) Synthèse d'une loi de retards adaptée ; (c) Application de la loi de retards adaptée.



dement de tuyauteries. Le TCI ne pouvant épouser les profils de ces composants, on se propose de développer un traducteur pouvant se conformer à une surface complexe tridimensionnelle.

### **Structure du réseau matriciel**

Chaque élément du TCI est un ensemble backing-transducteur-lame indépendant des autres éléments du réseau d'un point de vue électronique. Ceci permet de considérer le problème mécanique (souplesse du réseau global) sans tenir compte des connexions entre les éléments. On choisit ainsi une technique différente de celle utilisée pour le traducteur souple de l'*Ultrasonic Research Group* [7], où tous les éléments se partagent la même électrode, qui est en fait un substrat souple conducteur recouvrant la totalité de la face avant du réseau.

La flexibilité mécanique du TCI repose sur une structure articulée difficile à reproduire pour des réseaux de plus faibles dimensions, en particulier pour la réalisation d'un réseau matriciel 3D. On préfère alors utiliser une résine souple pour solidariser les éléments du réseau matriciel.

### **Émission en ondes transverses**

Le TCI a été validé expérimentalement sur divers profils complexes pour un rayonnement en ondes L. Mais les performances du même dispositif pour la focalisation d'ondes T restent limitées [8], notamment à cause d'importants lobes de réseau issus du mode L dans l'axe du traducteur lors d'une déflexion du faisceau. On étudie dans la suite de ce travail (voir chapitre 2) les effets des dimensions d'un élément émetteur, en vue d'obtenir un rayonnement en ondes T, assez performant par rapport aux ondes L.

## Chapitre 2

# Préconception et dimensionnement d'un réseau matriciel conformable

Le traducteur conformable doit permettre le contrôle de pièces de géométrie complexe au contact. Le contrôle habituellement réalisé en balayage peut aussi utiliser un traducteur du type TCI pour franchir des surfaces complexes suivant un profil 2D. Un réseau matriciel flexible doit permettre de rester au contact d'une pièce de géométrie complexe 3D, même au cours d'un balayage. Pour cela, on a aussi besoin d'une structure du type multiéléments de façon à contrôler en temps réel l'allure du faisceau.

Pour vérifier les performances acoustiques *a priori* d'un tel réseau, nous devons nous munir d'un modèle de rayonnement adapté à la simulation d'une source au contact d'un demi-espace libre, connu dans la littérature comme le problème de Lamb [10]. On intègre alors ce modèle au logiciel de simulation *Champ Sons*. La conception acoustique s'attache à définir un réseau afin l'obtenir d'un faisceau acoustique, suivant les critères requis par l'application visée.

## 2.1 Modélisation de sources au contact

Pour la réalisation d'une extension du TCI à un réseau matriciel, on doit pouvoir modéliser le rayonnement ultrasonore d'un tel dispositif. Nous cherchons ainsi à calculer le champ des déplacements émis par une source ultrasonore au contact direct avec un milieu de propagation solide sur une surface libre, c'est-à-dire sans contrainte mécanique.

Nous ferons donc un état de l'art des méthodes de description de sources au contact de milieux solides semi-infinis. La seconde section traitera de la méthode utilisée par *Champ Sons*, qu'on pourra comparer à des résultats issus de modèles décrits dans la littérature.

### 2.1.1 Étude bibliographique

Le problème théorique du calcul du champ de déplacements engendré par une source ponctuelle et harmonique de force normale est connu dans la littérature comme le problème de Lamb, qui fut le premier à en proposer une solution [10]. Contrairement au cas de l'émission dans les fluides la solution ponctuelle proposée est donnée sous forme intégrale, la rendant difficile à traiter dans un code de calcul. Nous décrivons dans ce qui suit quelques méthodes permettant de décrire le champ rayonné par un traducteur étendu.

#### Équation de propagation

Dans le cas d'un solide isotrope, on peut exprimer le tenseur des coefficients élastiques en fonction des deux coefficients de Lamé. En considérant le champ vectoriel de déplacement  $\vec{u}$ , l'équation de propagation s'écrit :

$$\rho_s \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \mu \Delta \vec{u} + (\lambda + \mu) \vec{\nabla}(\text{div} \vec{u}) \quad (2.1)$$

où  $\lambda$  et  $\mu$  sont les coefficients de Lamé et  $\rho_s$  la densité du solide. Pour résoudre ce type d'équation, on peut utiliser la décomposition du champ de déplacement telle que :

$$\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T \quad (2.2a)$$

$$\vec{u}_L = \vec{\nabla} \phi \quad (2.2b)$$

$$\vec{u}_T = \text{rot} \vec{\psi} \quad (2.2c)$$

où  $\phi$  le potentiel scalaire analogue au potentiel des vitesses décrit pour les milieux fluides, représentant la partie irrotationnelle de l'onde ultrasonore ( $\text{rot} \phi = 0$ ) matérialisée par l'onde L.  $\vec{\psi}$  est un potentiel vecteur représentant la partie dite solénoïdale du même champ. Il s'agit en fait de l'onde T pour laquelle la variation relative de volume (i.e. la trace du tenseur des déformations  $S_{ij}$ ) est nulle ( $\text{div} \vec{u}_T = 0$ ). On utilise ainsi

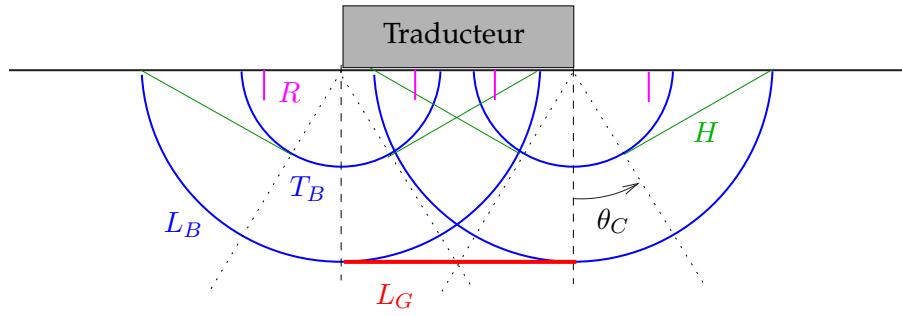


FIG. 2.1 – Représentation schématique des fronts d'ondes rayonnés par un traducteur à ondes L.

la décomposition (2.2) pour exprimer l'équation de propagation (2.1) pour les deux potentiels :

$$\Delta \phi - \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \text{ avec } c_L^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_s}, \quad (2.3a)$$

$$\Delta \vec{\psi} - \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = 0 \text{ avec } c_T^2 = \frac{\mu}{\rho_s}. \quad (2.3b)$$

Les équations (2.3) sont le résultat du découplage de la propagation ultrasonore dans les solides : on représente ainsi la propagation en onde L (resp. d'une onde T) à la vitesse  $c_L$  (resp.  $c_T$ ). Dans la suite, on exprime de ces équations le champ vectoriel de déplacement rayonné par un traducteur au contact d'un milieu solide semi-infini. On suivra une démarche analogue à la résolution de l'équation de Rayleigh décrite dans les fluides, avec des conditions à l'interface différentes. En effet, le plan du traducteur n'est pas un baffle rigide<sup>1</sup>, mais une surface libre avec contrainte nulle à l'interface. D'autres fonctions de Green seront donc à prendre en compte.

### Méthodes exactes

La méthode de résolution exacte proposée par Eason [12] permet de calculer le champ rayonné par un traducteur étendu au contact, considéré comme une source de force normale et uniforme sur l'ouverture en régime transitoire. Les calculs numériques à réaliser sont très lourds mais permettent l'interprétation du phénomène physique mettant en évidence quatre types d'ondes. La figure 2.1 illustre les différents types d'ondes générées par un traducteur fonctionnant en mode « piston », c'est-à-dire un traducteur à ondes longitudinales, au contact d'un solide :

- Les ondes longitudinales géométriques (notées  $L_G$ ) générées dans l'ombre du traducteur ont un large front de même géométrie que la surface émettrice. Ce type d'ondes constitue en fait la majeure partie du front d'ondes émis par un tel traducteur.

<sup>1</sup>La vitesse normale est nulle dans le plan de l'émetteur. Notons que d'autres hypothèses peuvent être prises en compte dans le cas de l'émission dans les fluides, comme l'espace libre ou le baffle mou [11].

- Les ondes longitudinales et transversales de bord (notées  $L_B$  et  $T_B$ ) sont des ondes générées par diffraction depuis les bords du traducteur ; formant des fronts cylindriques pour un bord droit, toriques pour un bord circulaire.
- Les ondes de tête (ou *head waves* notées  $H$ ) sont rayonnées dans le matériau pour des angles supérieurs à l'angle critique<sup>2</sup> ce qui rend leur présence limitée dans l'espace. De plus leur décroissance est très rapide, de l'ordre de  $1/r^2$  en amplitude, au lieu de  $1/r$  pour les autres ondes de volume ( $r$  étant la distance séparant le point source au point d'observation). Donc si on est assez loin de la source, on peut les négliger par rapport aux ondes de volume.
- Les ondes de surface (dites de Rayleigh notées  $R$ ), peuvent aussi être négligées si le point d'observation est à quelques longueurs d'onde de la surface de la pièce inspectée. En effet, les ondes de Rayleigh ne sont présentes qu'aux environs du bord du solide au niveau des interfaces libres.

Gakenheimer et Miklowitz [13] ont résolu le problème transitoire pour une source ponctuelle de contrainte normale parcourant la surface du solide à une certaine vitesse. La solution du problème de Lamb est alors déduite du cas limite, où la vitesse de la source est nulle et constitue la fonction de Green donnée sous forme intégrale. La résolution du problème passe par une technique de transformation due à Cagniard [14, 15] et simplifiée par De Hoop [16]. Il s'agit en fait d'une astuce mathématique qui s'applique à la représentation de la solution d'un problème d'élastodynamique sous la forme de transformées de Laplace et de Fourier successives. Développée au départ pour décrire les phénomènes de propagation sismique, cette méthode est souvent utilisée pour des calculs de champ dans le CND [17], ou d'autres applications médicales comme l'élastographie [18]. Cependant, ce type de calcul reste fastidieux car les solutions de sources ponctuelles ne sont pas données sous forme analytique mais sous forme intégrale.

### Solutions Asymptotiques

Le calcul du champ rayonné par des traducteurs dans le domaine du CND utilise souvent des méthodes aux solutions convergeantes en champ lointain. Miller et Pursey [19] ont proposé une résolution du problème de Lamb pour le cas d'une source monochromatique de contrainte normale. La solution proposée est dite asymptotique, à savoir qu'elle décrit la tendance du champ des déplacements à l'infini. Largement cité dans la littérature comme une bonne approximation en champ lointain [20, 21], ce modèle ne décrit pas les ondes de tête ni les ondes de Rayleigh. L'approche mono-fréquentielle permet de traiter les équations d'élasticité par des transformées de Fourier. Pour la résolution du problème spatial, si l'ouverture de la source est de forme

---

<sup>2</sup>Défini par  $\theta_C = \arcsin(c_T/c_L) \approx 33^\circ$  dans l'acier.

linéaire, de longueur finie et de largeur infinie (géométrie cylindrique 2D), on peut utiliser les transformées spatiales de Fourier. Dans le cas de sources circulaires de rayon fini, on traite les équations par des transformées spatiales de Hankel<sup>3</sup>. Ce modèle fournit une description analytique simple pouvant être utilisée pour valider d'autres modèles traitant le même cas en champ lointain. On décrit les principaux résultats de ces travaux concernant le rayonnement d'une source circulaire dans l'annexe A.

La recherche des solutions de ce problème en transitoire (i.e. en fonction du temps) peut aussi être traitée grâce à des transformées de Fourier. Cette technique a été utilisée par Kawashima [22] pour calculer de manière quantitative le champ rayonné par un traducteur EMAT et par un traducteur piézoélectrique. Les calculs sont réalisés avec la description analytique issue de la méthode de Miller et Pursey donc en monochromatique. En connaissant les formes d'ondes des signaux produits par les deux types d'émetteurs, on déduit le champ rayonné en transitoire en sommant les composantes spectrales discrétisées de 0 à 20MHz. Ces calculs sont comparés à des mesures sur une cale hémisphérique réalisées par un traducteur EMAT à ondes L, mesurant le champ des déplacements radiaux, puis par un traducteur EMAT à ondes T, mesurant le champ des déplacements tangentiels. Les mesures réalisées sont en accord avec les calculs, en particulier pour la comparaison des signaux temporels et constitue une validation expérimentale pour cette solution.

### Méthodes semi-analytiques

Dans le souci de réaliser des calculs de diffraction impulsionnelle dans des délais raisonnables, beaucoup d'auteurs donnent des solutions semi-analytiques, moyennant quelques approximations. Gendreau [23] exprime deux formulations pour le calcul de la réponse impulsionnelle qu'il obtient en intégrant les fonctions de Green proposées par Gakenheimer et Miklowitz [13]. Dans un premier temps, le modèle est valable dans l'approximation des fronts d'onde, en tenant compte du couplage entre le mode L et T, matérialisé par le phénomène d'ondes de tête. Une seconde formulation propose une description du champ où les modes L et T sont découplés, en négligeant les ondes de tête. Valable en champ lointain, cette seconde formulation fait apparaître les directivités d'une source ponctuelle de force normale qui correspondent en fait aux fonctions  $B(\theta)$  et  $C(\theta)$  calculées par Miller et Pursey, illustrées dans l'annexe A figure A.2. En développant une solution plus approchée pour les directivités des ondes L et T, Lhémercy effectue un tel calcul pour les forces normales [24] ou tangentiels [25]. Pour calculer le champ rayonné par une source étendue de géométrie quelconque, on intègre ces deux fonctions sur la surface émettrice en utilisant par exemple la méthode de Stepanishen [26].

---

<sup>3</sup>Combinaison des transformées de Fourier et Bessel.

Une autre technique peut permettre de s'affranchir du calcul de la réponse impulsionnelle en utilisant une solution asymptotique dite haute fréquence. Ce modèle s'inspire des descriptions des différents fronts d'onde émis par un traducteur à ondes L, c'est-à-dire une source de contrainte normale (voir figure 2.1). On peut ainsi déduire le champ rayonné par un traducteur circulaire [27] ou rectangulaire [28] de l'expansion des fronts d'onde L géométrique et des ondes L et T de bord. Prenant en compte les comportements géométriques de ces ondes au contact avec une interface plane, ce modèle n'est pas adapté au cas de la génération ultrasonore dans une pièce avec une interface complexe, comme il en sera question pour la simulation du traducteur conformable. Avec la méthode de Gendreu décrite ci-dessus, il s'agirait d'une des seules méthodes « rapides » qui permettent le calcul des ondes de tête dans ce contexte [29].

Le modèle développé au CEA permet de calculer le champ ultrasonore rayonné par des sources directement au contact d'un solide pour des traducteurs EMAT, des traducteurs L0° ou T0°. Le champ des déplacements est calculé en tout point d'un solide par une source ponctuelle de contrainte de direction quelconque. Ce modèle a été implémenté au logiciel de simulation ultrasonore *Champ Sons* par Chatillon [8] pour des sources de contrainte normale uniquement. En utilisant le théorème de réciprocité, les coefficients de réflexion sur une interface solide-vide sont utilisés dans le calcul des fonctions de Green, qui s'avèrent strictement équivalentes à celles calculées par Gendreu<sup>4</sup>. D'une manière analogue l'équivalence entre le théorème de réciprocité et l'intégration utilisée par Miller et Pursey a été démontrée par Lord dans le cas de la source de force normale et tangentielle [20]. Le modèle implémenté permet aussi de calculer le champ à travers des pièces de géométrie complexe rayonné par des traducteurs multiéléments comme le TCI, grâce à la technique des pinces [30].

### 2.1.2 Modèle de rayonnement pour une source de force normale

*CIVA* est un logiciel développé au CEA pour le traitement de données issues de contrôles ultrasonores ainsi que pour la simulation [31]. Il s'agit d'une plateforme comprenant divers logiciels de simulation ultrasonore comme *Champ Sons*, pour le calcul du champ rayonné par un traducteur dans une pièce solide à travers un couplant considéré comme fluide [32]. Les travaux de Chatillon [8] ont permis l'implémentation d'un modèle calculant le champ rayonné par une source de contrainte normale à la surface de la pièce inspectée au contact direct avec celle-ci. Dans ce qui suit on revient sur le formalisme de ce modèle en le comparant aux résultats avec un modèle analytique.

---

<sup>4</sup>Valables en champ lointain, voir aussi [18].

## Le théorème de réciprocité

Le théorème de réciprocité permet de faire une analogie entre le problème de Lamb et le problème « inversé ». Dans un premier temps, on se place dans un espace élastique infini où le déplacement  $\vec{u}(P, \vec{g}(Q))$  créé au point  $P$  par la force  $\vec{g}$  appliquée au point  $Q$  est relié au déplacement  $\vec{v}(Q, \vec{f}(P))$  créé en  $Q$  par la force  $\vec{f}$  appliquée en  $P$ , par la relation suivante [33] :

$$\vec{u}(P, \vec{g}(Q)) \cdot \vec{f}(P) = \vec{v}(Q, \vec{f}(P)) \cdot \vec{g}(Q). \quad (2.4)$$

Le déplacement créé par une force ponctuelle peut être exprimé temporellement sous la forme d'une distribution de Dirac, en fonction aussi de la distance du point de calcul  $r$ . Pour cela on prendra en compte la fonction de Green dans un espace libre (voir par exemple Aki et Richards [33]) :

$$u_i(\mathbf{r}, t; f_j(\xi, \tau)) = f_j \frac{(3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})}{4\pi\rho_0} \frac{1}{r^3} \int_{r/c_L}^{r/c_T} \tau' \delta(t - \tau - \tau') d\tau' + f_j \frac{\gamma_i\gamma_j}{\rho_0 c_L^2} \frac{\delta(t - \tau - r/c_L)}{4\pi r} - f_j \frac{\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij}}{\rho_0 c_T^2} \frac{\delta(t - \tau - r/c_T)}{4\pi r}, \quad (2.5)$$

où  $u_i$  est le déplacement provoqué en  $\mathbf{r}$  par une force  $f_j$  appliquée en  $\xi$ ,  $\gamma_i$  le cosinus directeur défini par  $\gamma_i = (r_i - \xi_i)/|\mathbf{r} - \xi|$ ,  $i$  et  $j$  sont les composantes du repère ( $x, y$  ou  $z$  dans un repère cartésien). Les deux derniers termes de l'équation (2.5) en fonction de  $(1/r)$  décrivent la décroissance sphérique de l'amplitude des deux ondes de volume, longitudinale et transverse. Le premier terme exprime lui des ondes d'une nature différente dont l'amplitude est globalement de l'ordre de  $(1/r)^2$ . Ce terme exprime en fait un couplage entre l'onde L et l'onde T en champ proche [34, 35], prenant aussi en compte la propagation des ondes de tête. Toutefois, si on se place suffisamment loin de la source ce terme devient négligeable, on peut ainsi se limiter au calcul des deux ondes de volume :

$$u_i(\mathbf{r}, t; f_j(\xi, \tau)) \approx f_j \left( \frac{\gamma_i\gamma_j}{\rho_0 c_L^2} \frac{\delta(t - \tau - r/c_L)}{4\pi r} - \frac{\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij}}{\rho_0 c_T^2} \frac{\delta(t - \tau - r/c_T)}{4\pi r} \right). \quad (2.6)$$

On représente figure 2.2 la directivité des deux termes de l'équation (2.6) relatives aux ondes L et T. On remarque ainsi que l'amplitude maximale de l'onde L est rayonnée dans l'axe de la force, alors que pour l'onde T ce maximum est sur la perpendiculaire.

## Application à un demi-espace élastique

Afin de calculer le champ rayonné par un traducteur au contact direct avec un solide isotrope, nous utilisons dans un premier temps le théorème de réciprocité pour calculer de manière approchée le champ rayonné par une source ponctuelle de force normale. L'approximation réside dans le fait qu'on ne considère que un champ d'ondes



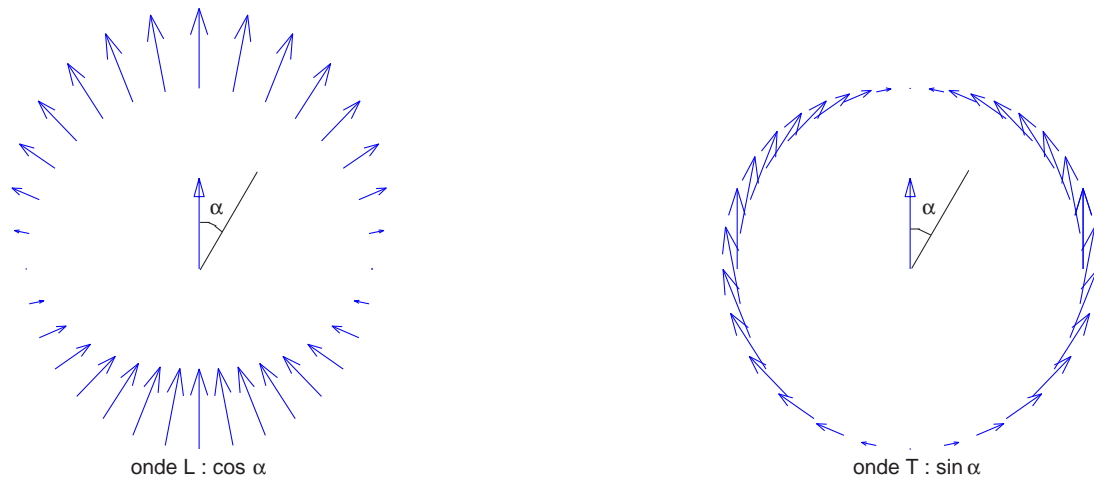


FIG. 2.2 – Directivité d’une source de force dans un volume infini. La longueur des flèches représente le module des vecteurs.

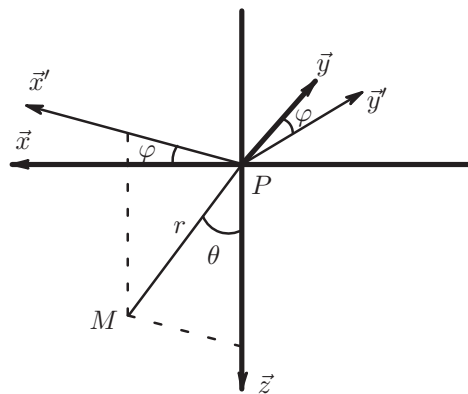


FIG. 2.3 – Repère sphérique dans le cadre d’une source ponctuelle de force normale.

de compression (L) et en un champ d’ondes de cisaillement (T), en négligeant les ondes de surface et les ondes de tête caractéristiques du couplage des modes L et T. On utilise alors le repère sphérique représenté figure 2.3 muni des coordonnées  $(r, \theta, \varphi)$ , auquel est lié le repère cartésien  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ , centré en  $P$  où est appliquée la sollicitation du champ. Notons que la décomposition des déplacements générés dans un solide par une force ponctuelle normale ne fait pas intervenir de composantes parallèles à la surface, c’est-à-dire des ondes transverses à polarisation horizontale (notées TH). L’ensemble des phénomènes discutés ici peuvent être décrits dans le plan  $(P, \vec{x}', \vec{z})$  puis généralisés dans l’espace suivant une rotation  $\varphi$  autour de  $\vec{z}$  comme décrit dans la figure 2.3.

Pour simplifier notre problème, on considère une source de contrainte normale<sup>5</sup>, qu’on peut assimiler à une force  $\vec{F}$  appliquée en un point  $P$  rayonnant en un point  $M$  un champ de déplacement en ondes L, soit  $\vec{u}_r$  polarisé dans la direction  $MP$  sur la figure 2.4a. On peut alors utiliser la situation inversée où une force  $\vec{G}$  génère un

<sup>5</sup>Le théorème de réciprocité n’impose pas forcément cette condition, en effet cette force peut être de direction quelconque.

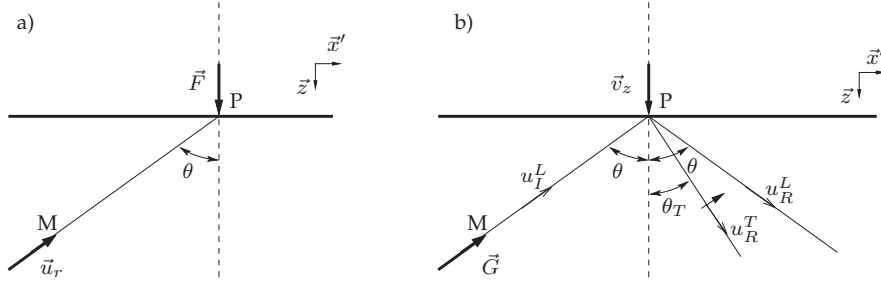


FIG. 2.4 – Calcul du déplacement en ondes L par l'application du théorème de réciprocité.

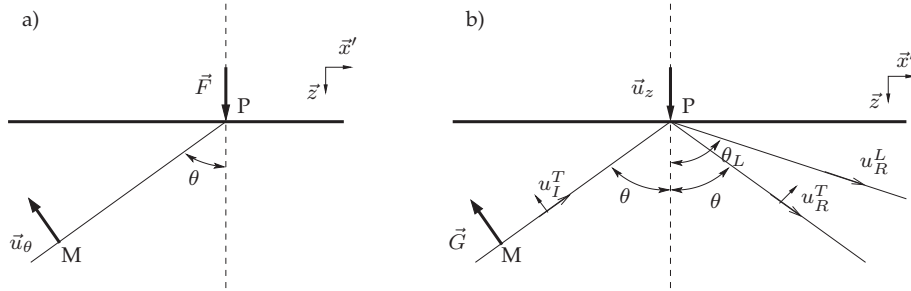


FIG. 2.5 – Calcul du déplacement en ondes T par l'application du théorème de réciprocité.

déplacement normal  $\vec{v}_z$  à la surface de la pièce. Cette force appliquée au point  $M$  où on veut calculer le champ est dirigée vers le point  $P$  si on considère les ondes L comme illustré sur la figure 2.4b. En utilisant l'expression (2.4) on a

$$\vec{u}_r(M) \cdot \vec{F}(P) = \vec{v}_z(P) \cdot \vec{G}(M). \quad (2.7)$$

Comme illustré sur la figure 2.4b, la force  $\vec{G}$  génère un déplacement dans le solide qu'on peut décrire comme une onde L plane incidente, notée  $u_I^L$ , et qui se réfléchit sur la surface en deux autres ondes planes,  $u_R^L$  et  $u_R^T$ . Cette approximation en ondes planes nous impose de considérer notre point de calcul  $M$  comme étant assez loin de la surface. Dans ce cas, on peut exprimer le déplacement normal à la surface comme la projection des déplacements cités ci-dessus, sur la normale à la pièce, c'est-à-dire

$$v_z = u_I^L \cos \theta - u_R^L \cos \theta + u_R^T \sin \theta_T. \quad (2.8a)$$

On utilise le même raisonnement en ondes T sur le déplacement  $\vec{u}_\theta$  polarisé perpendiculairement à la direction  $MP$  généré par  $\vec{F}$ , décrit dans la figure 2.5a. Le cas « inversé » utilise une force  $\vec{G}$  perpendiculaire à l'axe  $MP$  comme illustré sur la figure 2.5b. Cette force génère dans le matériau un déplacement en onde T incident noté  $u_I^T$ , qui se réfléchit sur la surface en deux ondes planes  $u_R^T$  et  $u_R^L$ . On projette ces déplacements sur la normale à la surface du solide et on obtient

$$v_z = u_I^T \sin \theta + u_R^T \sin \theta - u_R^L \cos \theta_L. \quad (2.8b)$$

On peut alors factoriser l'équation (2.8a) par  $u_I^L$  et l'équation (2.8b) par  $u_I^T$ , ce qui fera apparaître les coefficients de réflexion sur une interface solide-vide définis par

$$R_{LL} = \frac{u_R^L}{u_I^L}, \quad R_{LT} = \frac{u_R^T}{u_I^L}, \quad R_{TL} = \frac{u_R^L}{u_I^T} \quad \text{et} \quad R_{TT} = \frac{u_R^T}{u_I^T}. \quad (2.9)$$

Pour exprimer le champ de déplacement en régime transitoire, nous utilisons une distribution de Dirac comme forme temporelle pour la force d'application, ce qui nous permettra de faire un produit de convolution d'une forme temporelle quelconque avec cette solution. Le champ de déplacement pourra donc être exprimé en utilisant le formalisme de l'équation (2.6) suivant les deux modes L et T par :

$$u_r(r, \theta, t) = \frac{\cos \theta - R_{LL} \cos \theta + R_{LT} \sin \theta}{\rho_0 c_L^2} \frac{\delta(t - r/c_L)}{4\pi r}, \quad (2.10a)$$

$$u_\theta(r, \theta, t) = \frac{\sin \theta + R_{TT} \sin \theta - R_{TL} \cos \theta}{\rho_0 c_T^2} \frac{\delta(t - r/c_T)}{4\pi r}. \quad (2.10b)$$

**Champ en onde T pour un angle « sur-critique »** – Si l'angle d'observation est supérieur à l'angle critique il faut modifier l'expression du déplacement  $u_\theta$  en ondes T. En effet l'expression (2.10b) contient un terme en fonction du coefficient  $R_{TT}$  qui devient complexe pour  $\theta > \theta_C$  traduisant le fait que l'onde T est convertie en onde L évanescente se propageant le long de la surface. Dans une version précédente de *Champ Sons*, le modèle implémenté considérait  $[\cos \theta_L]$  comme nul pour  $\theta > \theta_C$ , simplifiant de façon abusive le dernier terme de l'équation (2.10b) en fonction de  $R_{TL}$ . Ce modèle a été utilisé pour la conception du TCI, voué à la focalisation en ondes L, et n'a pas été correctement validé pour la description en ondes T. Pour décrire plus correctement l'état de l'onde L à l'interface, on préfère utiliser la loi de Snell-Descartes<sup>6</sup> :

$$\sin \theta_L = \gamma \sin \theta, \quad (2.11a)$$

$$\cos \theta_L = i\sqrt{\gamma^2 \sin^2 \theta - 1}, \quad (2.11b)$$

avec  $\gamma = c_L/c_T$  ( $\approx 1.85$  dans l'acier inox). On remarque alors que  $\sin \theta_L > 1$  quelque soit  $\theta > \theta_C$ , et que  $\cos \theta_L$  est imaginaire pur dans le même domaine de  $\theta$ .

Le coefficient  $R_{TT}$  complexe fait intervenir le signe de la pulsation  $\omega$ , lorsqu'on passe du domaine monochromatique, dans lequel les coefficients de réflexion sont calculés, au domaine impulsionnel. Au delà de l'angle critique, on utilise en plus d'une distribution de Dirac une transformée de Hilbert ( $\mathcal{H}$ ) comme dans le cas des calculs de

<sup>6</sup>Cette description est aussi utilisée dans [36].

champ à travers un fluide [34, 36]. Donc, pour un angle  $\theta > \theta_C$  on remplace l'expression (2.10b) par

$$u_\theta(r, \theta, t) = \left[ (1 + \Re(R_{TT})) \sin \theta + \Im(R_{TL}) \sqrt{\gamma^2 \sin^2 \theta - 1} \right] f(c_T) + \left[ \Im(R_{TT}) \sin \theta - \Re(R_{TL}) \sqrt{\gamma^2 \sin^2 \theta - 1} \right] \mathcal{H}(f(c_T)), \quad (2.12)$$

avec la fonction

$$f(c_T) = \frac{\delta(t - r/c_T)}{\rho_0 c_T^2 4\pi r}, \quad (2.13)$$

et sa transformée de Hilbert

$$\mathcal{H}(f(c_T)) = \frac{1}{\pi} \int_{+\infty}^{-\infty} \frac{f(\tau)}{\tau - t} d\tau = \frac{1}{\rho_0 c_T^2 4\pi^2 r} \frac{1}{(t - r/c_T)}. \quad (2.14)$$

Si on utilise les coefficients décrits par les équations (2.9) dans le cas d'une interface solide-vide, nous pouvons démontrer que l'expression formelle de la directivité d'une source ponctuelle par le théorème de réciprocité est strictement équivalente à celle calculée par l'intégration du type Miller et Pursey. Il s'agit des expressions  $B(\theta)$  pour les ondes L et  $C(\theta)$  pour les ondes T (voir équations (A.3) et (A.4)).

Le logiciel de simulation ultrasonore *CIVA* calcule de manière standard les coefficients de réflexion solide-fluide. On peut utiliser ces coefficients en considérant une interface solide-air. Étant donnée la différence d'impédance acoustique entre l'air et l'acier, ces coefficients sont très proches des coefficients solide-vide représentatifs d'une surface libre.

**Expression générale du champ dans un repère cartésien** – Nous avons exprimé dans ce qui précède le champ de déplacement dans un solide en coordonnées sphériques  $(r, \theta, \varphi)$  dans la mesure où on considère une source ponctuelle. Le cas de la source étendue est lui traité en coordonnées cartésiennes  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ , où les déplacements s'écrivent :

$$u_x = u_r \sin \theta \cos \varphi + u_\theta \cos \theta \cos \varphi - u_\varphi \sin \varphi, \quad (2.15a)$$

$$u_y = u_r \sin \theta \sin \varphi + u_\theta \cos \theta \sin \varphi - u_\varphi \cos \varphi, \quad (2.15b)$$

$$u_z = u_r \cos \theta - u_\theta \sin \theta. \quad (2.15c)$$

Le repère sphérique et le repère cartésien sont représentés figure 2.3. Pour la prise en compte d'une source de contrainte normale étendue, nous utiliserons les algorithmes implémentés dans Champs Sons avec la méthode des pinceaux [30]. Ceci permet l'intégration à travers une surface de forme complexe comme cela est nécessaire dans l'application d'un traducteur conformable. Si on a à faire uniquement à des surfaces

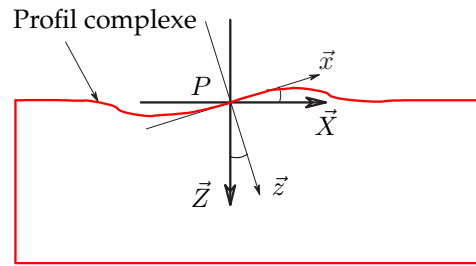


FIG. 2.6 – Représentation du repère local  $(\vec{x}, \vec{z})$  dans le repère de la pièce  $(\vec{X}, \vec{Z})$ .  $\vec{z}$  reste la normale locale à la pièce au point  $P$  où est appliquée la force.

planes, une intégration analytique [26] peut être envisagée dans le repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ . Dans le cas où la surface est de forme complexe,  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  est considéré comme un repère local contenant la normale à la pièce  $\vec{z}$ , mobile dans  $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$  représenté figure 2.6.

### Validation du modèle

Nous sommes donc en mesure de calculer le champ rayonné par une source d'étendue quelconque dans un espace semi-infini. On choisit une source de type circulaire pour comparer ce modèle aux résultats des travaux de Miller et Pursey [19], résumés dans l'annexe A.

On utilise les expressions (A.1) et (A.2) sur des points de calcul situés sur un profil linéaire à  $z=10\text{mm}$  de la source. On calcule le module du déplacement rayonné par des sources de diamètres 0.5, 1 et 4mm pour une fréquence d'émission de 2MHz en régime monochromatique. Les échodynamiques de ces résultats (calculs *Champ Sons* et calcul par méthode asymptotique) sont illustrés par la figure 2.7. Nous remarquons une différence entre les deux calculs, tout à fait minime pour une source quasiment ponctuelle comme c'est le cas pour une source de 0.5mm de diamètre à 2MHz dans l'acier. Si on réalise les calculs avec des diamètres plus étendus, en particulier pour 4mm à 2MHz, nous avons des résultats un peu plus différents en ondes T. Cette différence provient du fait de l'approximation de l'effet de diffraction d'une source circulaire par un terme utilisant la fonction de Bessel (voir équation (A.1) page 158) qui n'est valable qu'en champ lointain.

## 2.2 Conception acoustique du réseau

Les travaux du CEA ont montré la capacité du TCI à focaliser des ondes longitudinales au contact de pièces de géométrie complexe [8, 9, 37]. Le contrôle de telles structures est cependant réalisé en grande partie avec des transducteurs à ondes transverses. Nous cherchons dans la suite de cette étude à optimiser le mode T pour le rayonnement du transducteur conformable.

Dans un premier temps nous rappelons les points importants de la conception d'un

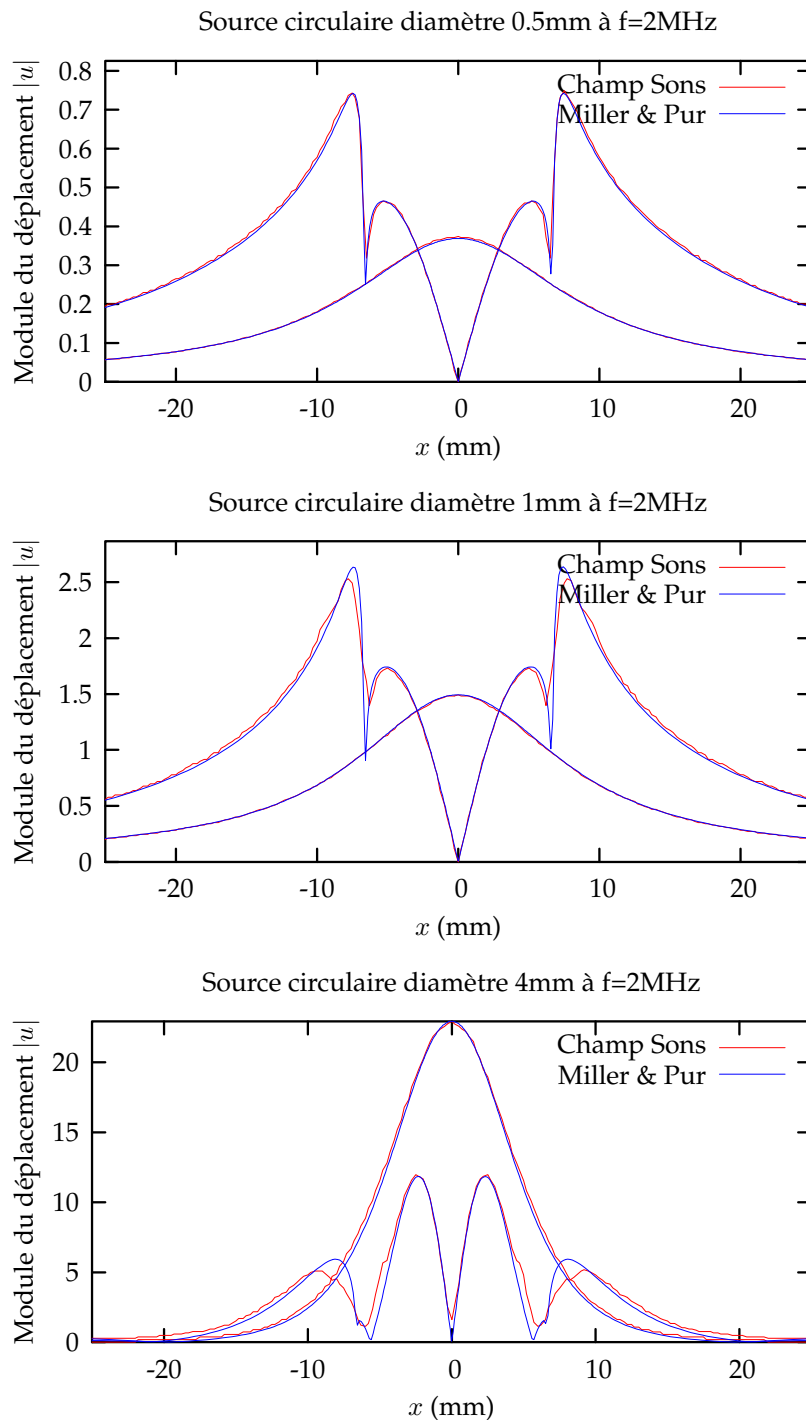


FIG. 2.7 – Comparaison des échodynamiques du champ de déplacement. Calculs réalisés avec le modèle *Champ Sons* avec un signal monochromatique, et avec le modèle décrit par Miller et Pursey par les équations (A.1) et (A.2) page 158.

tel capteur du point de vue acoustique. Nous utiliserons une structure de traducteur multiéléments ce qui nous conduit à chercher une structure élémentaire permettant d'obtenir un rendement d'ondes T le plus favorable possible en utilisant la modélisation décrite précédemment au paragraphe 2.1.

### 2.2.1 Dimensionnement du réseau global

#### Nature du faisceau ultrasonore

D'après ce qu'on a vu paragraphe 1.2.2, le traducteur conformable doit être capable de réaliser un contrôle ultrasonore en échographie sur des coudes ou des piquages, de géométries complexes. Les parois de ces tuyauteries, dont l'épaisseur peut atteindre 25mm, sont soumises à des différences de température provoquant l'apparition de défauts du type entaille droite par fatigue thermique. Une détection efficace peut être obtenue par un faisceau acoustique incliné de façon à insonifier les défauts suivant des angles différents. Ceci permet notamment la détection d'échos de coin dans le cas de défauts plans débouchants, dont le plan de fissuration est perpendiculaire à la surface. Dans ce cas, l'entaille est détectée et peut aussi être dimensionnée, si on détecte aussi les échos de diffraction du haut de l'entaille.

Dans le cadre de contrôles ultrasonores réalisés au sein des REP, on utilise souvent des traducteurs contact à ondes T. Ce type d'onde a une célérité 1.8 fois moins importante que le mode longitudinal dans le cas de l'acier, ce qui dilate l'échelle temporelle des acquisitions, améliorant ainsi la qualité du contrôle. Par ailleurs, le fait d'émettre en ondes T permet de s'affranchir de certains échos de réflexion sur le fond de la pièce. En effet, la réflexion d'une onde L sur une interface solide-vide, produit systématiquement une onde L et une onde T. Inversement, une onde T se réfléchit sans conversion de mode à condition que l'angle d'incidence soit supérieur à l'angle critique. Dans le cas de l'acier, l'angle critique est d'environ 33°, les traducteurs contact standards utilisent des incidences de 45°, 60° ou encore 70°, pour les ondes T.

#### Dimensionnement

Afin de dimensionner le réseau global, on utilise la configuration décrite figure 2.8, avec une surface émettrice rayonnant un champ monochromatique à travers une interface plane. On utilise alors un traducteur multiéléments afin de focaliser en un point dans la zone de champ proche du réseau global. Pour focaliser une onde T à 45° à une profondeur de 25mm, on a un parcours d'environ 35mm du centre du réseau au point focal (voir figure 2.8). On considère une ouverture circulaire de rayon  $a$  dont la distance de Fresnel, ou distance de champ proche, est définie par

$$L = \frac{a^2}{\lambda_T}. \quad (2.16)$$

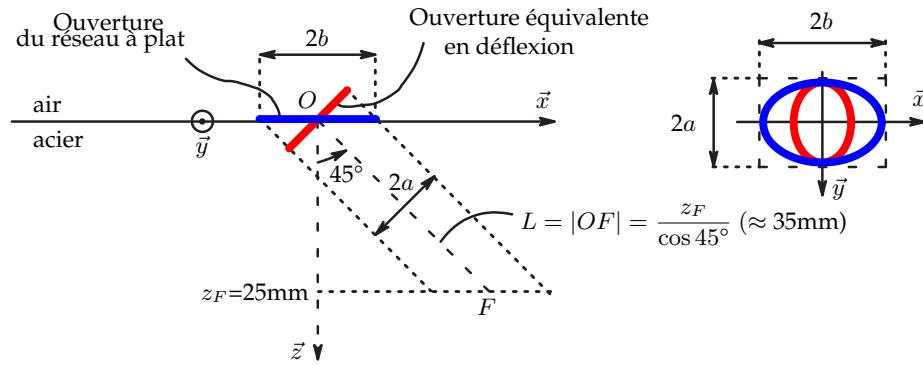


FIG. 2.8 – Représentation d'un point focal  $F$  par rapport à l'ouverture d'un réseau et de son ouverture équivalente pour une déflexion de  $45^\circ$ .

On va donc choisir  $a$  de façon à ce que le point focal, noté  $F$  sur la figure 2.8, soit dans la zone de champ proche de l'ouverture globale<sup>7</sup>. On adapte ainsi l'ouverture du réseau global à la profondeur d'inspection requise.

On représente figure 2.8 une ouverture de 12mm de diamètre ( $2a$ ) avec une incidence de  $45^\circ$ . Cette ouverture peut être synthétisée par un traducteur multiéléments *via* une loi de retards  $T45^\circ$ , à condition que l'ouverture à plat du réseau contenue dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$  soit assez grande. Avec le même raisonnement géométrique l'ouverture du réseau suivant  $x$  doit donc être de 17mm ( $2b = \frac{2a}{\cos 45^\circ}$ ). Par contre dans la direction  $y$ , on utilise une déflexion réduite, puisqu'on choisit de focaliser principalement suivant le plan  $(\vec{x}, \vec{z})$ . On verra dans la suite qu'une découpe du réseau suivant cet axe sera réalisée surtout pour permettre à la surface émettrice de se déformer. Pour atteindre le point focal  $F$  en champ proche, une ouverture suivant  $y$  de 12mm est suffisante. Comme on peut l'observer figure 2.8, la projection de l'ouverture globale dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$  est une ellipse de dimensions  $2a \times 2b$ .

Dans ce qui suit, on utilisera donc un réseau matriciel rectangulaire dans lequel peut s'inscrire l'ellipse représentée figure 2.8, soit d'une longueur de 17mm suivant  $x$ , et d'une largeur de 12mm suivant  $y$ . Ceci permet de focaliser plus facilement une onde T dans un rayon de 35mm à partir du centre du traducteur, les applications visées nécessitant une couverture en profondeur de 8 à 25mm (voir paragraphe 1.2.2).

### Autres caractéristiques du réseau

Le traducteur matriciel sera utilisé en déplacement sur une pièce de géométrie complexe et doit conserver une incidence de  $45^\circ$ , ce qui implique l'application d'une loi de retards dynamique suivant le principe du TCI. Dans ce cas, nous utilisons un traducteur flexible en réseau 2D, composé d'éléments indépendants d'un point de vue acoustique et électronique. On étudie donc dans ce qui suit le comportement d'un

<sup>7</sup>Pour  $L=35\text{mm}$  on obtient  $a=6\text{mm}$  pour une longueur d'onde T dans l'acier ( $c_T=3050\text{m/s}$ ) à une fréquence  $f=3\text{MHz}$  égale à  $\lambda_T=1.02\text{mm}$ .



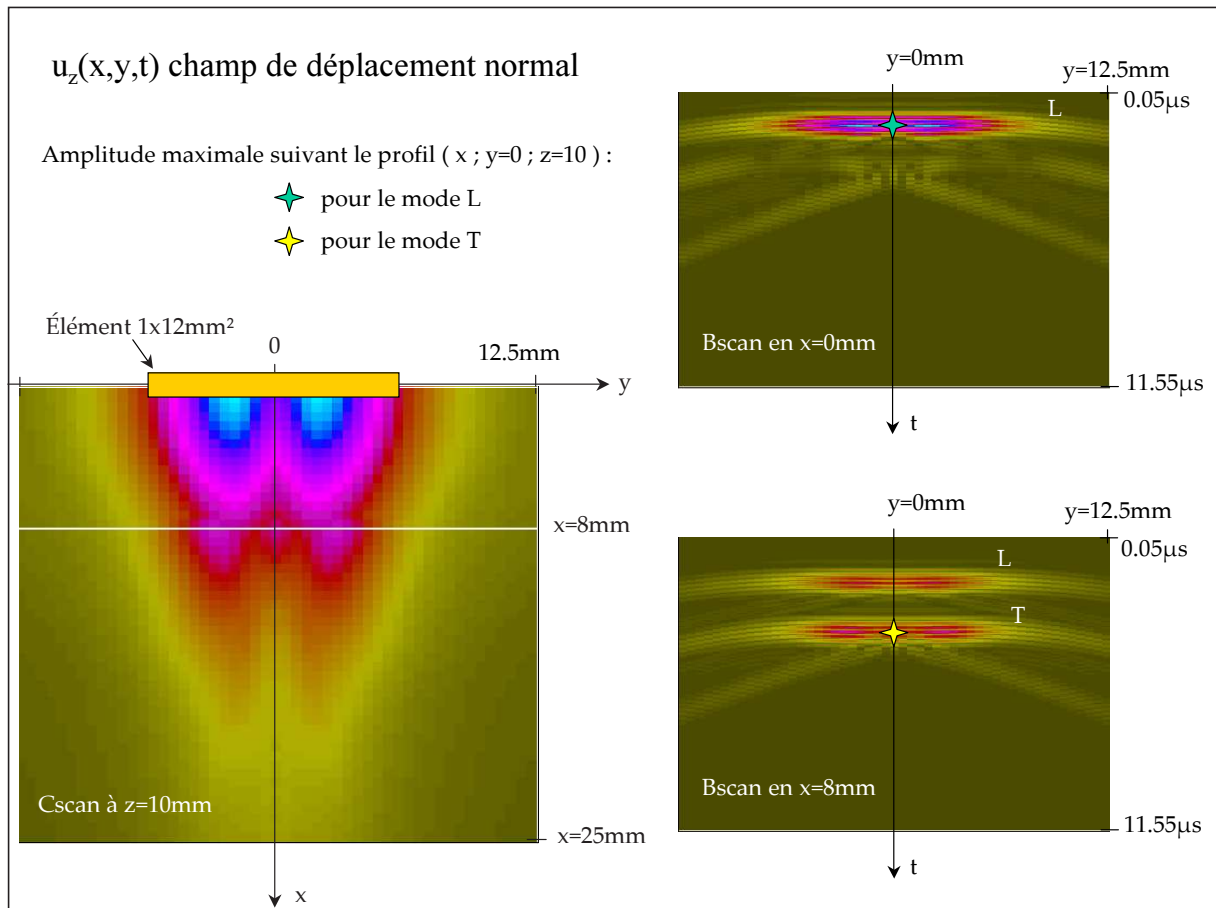


FIG. 2.9 – Simulation du rayonnement à  $z=10\text{mm}$  d'un élément  $1 \times 12\text{mm}^2$ .

élément émetteur en rayonnement, afin de déterminer les autres caractéristiques du réseau comme les dimensions d'un élément émetteur.

### 2.2.2 Simulation du rayonnement d'un élément émetteur

On utilise un transducteur fonctionnant en mode épaisseur, on suppose donc qu'il fournit une contrainte normale à la surface de la pièce inspectée. Dans une telle configuration, l'unique source d'ondes T est le bord de la partie émettrice du transducteur. Le dimensionnement de cette partie active est donc une étape déterminante pour permettre au capteur de rayonner des ondes T avec un rendement satisfaisant. Le rayonnement d'une source ponctuelle, tel que l'a décrit Miller et Pursey [19] présente un maximum du champ en ondes L dans l'axe de l'élément. En ce qui concerne les ondes T, le maximum du champ est situé à un angle d'observation d'environ  $40^\circ$  par rapport à l'axe de l'élément (voir figure A.2 en annexe A).

On représente figure 2.9, le champ de déplacement normal (composante  $u_z$ ) rayonné dans un plan parallèle à l'interface plane d'une pièce en acier pour une profondeur de 10mm, par un émetteur de 1mm de long par 12mm de large. Sur le Cscan, on remarque la présence dominante d'ondes L dans l'axe de l'émetteur, par rapport aux ondes T. La

dimension de l'ouverture suivant  $\vec{y}$  provoque des ondes de bord pour les deux modes L et T. L'influence de ce type d'ondes est minimisé dans le plan d'incidence, correspondant à l'axe ( $\vec{x}, y=0, z=10\text{mm}$ ).

Dans les Bscan donnés figure 2.9, on aperçoit le front d'ondes T dont le maximum dans l'axe ( $\vec{x}, y=0, z=10\text{mm}$ ) se situe à  $x=8\text{mm}$ , soit à environ  $38^\circ$  par rapport à l'axe de l'émetteur. En faisant varier l'ouverture de la surface émettrice, le maximum en amplitude du champ de déplacement en ondes T sera plus ou moins important que celui en ondes L. On choisit d'illustrer ce phénomène à travers le rapport entre l'amplitude maximale en ondes T sur l'amplitude maximale en ondes L, qu'on note  $\rho$  et qui dépend de la taille de la surface émettrice ( $L_x$  et  $L_y$  sur la figure 2.10) :

$$\rho(L_x, L_y) = \frac{\text{Max}(u_z^T(x))}{\text{Max}(u_z^L(x))}. \quad (2.17)$$

Nous utilisons plusieurs configurations d'éléments émetteurs en faisant varier l'ouverture de l'élément dans la direction  $\vec{x}$  uniquement ( $L_x$  sur la figure 2.10). On choisit donc de fixer la dimension suivant  $\vec{y}$  à  $L_y=12\text{mm}$ , qu'on considère comme représentative de la largeur totale d'un réseau conformable d'après ce qu'on a vu au paragraphe 2.2.1. Cette approximation suppose des déflexions minimales en dehors du plan ( $\vec{x}, \vec{z}$ ). On compare alors le rayonnement d'ondes longitudinales à celui d'ondes transverses et on observe le comportement de telles sources pour une largeur de l'ordre de la longueur d'onde et un signal d'émission à 3MHz à une profondeur  $z=10\text{mm}$ . Les résultats de cette simulation sont représentés figure 2.11.

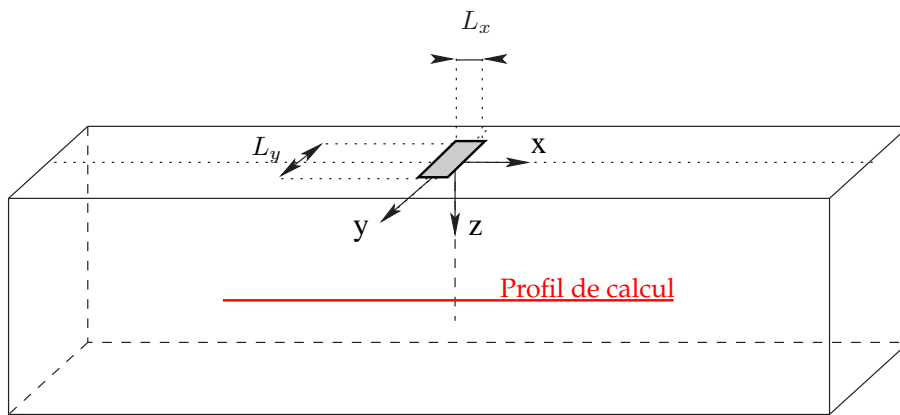


FIG. 2.10 – Schéma d'un calcul de champ émis à 10mm de profondeur par une surface rectangulaire de largeur  $L_x$  et de longueur  $L_y$ .

La valeur maximale du champ de déplacement en ondes longitudinales, située toujours dans l'axe du traducteur, est directement proportionnelle à la surface émettrice. Cette relation de proportionnalité est due notamment à la nature de la vibration de la partie active en mode « piston » : ce type de vibration génère naturellement une forte proportion d'ondes de compression (i.e. ondes L).

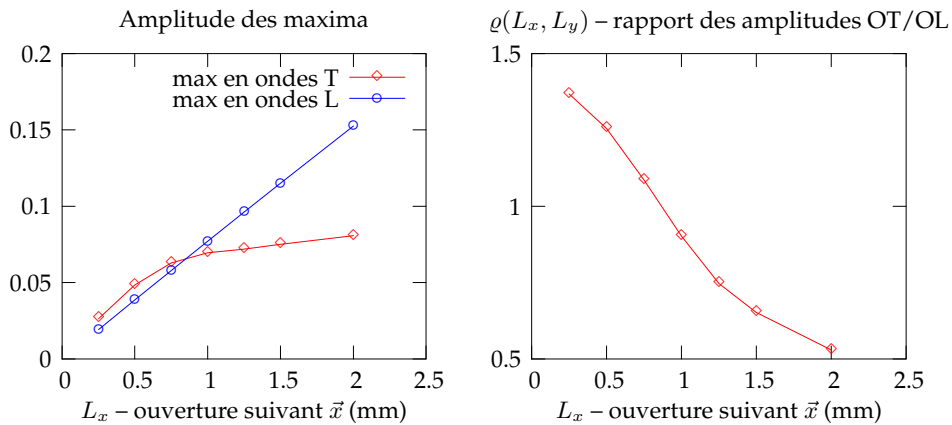


FIG. 2.11 – Simulation du champ de déplacement normal émis par un émetteur rectangulaire  $L_x \times L_y$  à  $z = 10\text{mm}$ .

Cette relation n'est pas vérifiée pour les valeurs maximales du champ en ondes T. En fait, les ondes T sont générées par ondes de bord et proviennent essentiellement du périmètre de la partie active par diffraction, comme illustré figure 2.1. Ainsi, on observe figure 2.11 que le rapport  $\rho$  est d'autant plus important que la largeur de l'élément est petite. Plus précisément, le maximum du champ en ondes T est légèrement supérieur au maximum en ondes L pour une largeur  $L_x$  inférieure ou égale à 0.75mm. Pour une largeur plus importante ( $L_x \geq 1\text{mm}$ ), la tendance s'inverse, et  $\rho$  est inférieur à 1.

Rappelons que notre objectif est de construire un faisceau en ondes T, en minimisant le plus possible la présence d'ondes L. On suppose d'après les calculs illustrés figure 2.11 que l'émission d'ondes T, par rapport aux ondes L, dans cette configuration<sup>8</sup> est d'autant plus importante que la largeur  $L_x$  est réduite pour  $L_y$  constant. On en déduit qu'en favorisant le périmètre par rapport à la surface d'un émetteur ultrasonore fonctionnant en mode piston, on favorise l'émission en ondes T. Dans ce contexte, il nous faudra faire un compromis : Si la surface émettrice est trop réduite, le dispositif aura une impédance électrique trop forte par rapport au système d'acquisition, au détriment de la sensibilité du capteur.

### 2.2.3 Structure du réseau

Un autre paramètre important du réseau ultrasonore est son nombre d'éléments. Pour l'utilisation d'un système d'acquisition standard, comme le système *M2M*, on choisi de se limiter à 64 éléments émetteurs. D'après ce qu'on vient de voir, on devrait utiliser une longueur d'élément  $L_x$  de préférence inférieure à 1mm. Dans la direction  $\vec{y}$ , on utilisera une déflexion d'une dizaine de degrés au maximum pour permettre d'améliorer la détection d'entailles droites dans les cas où le faisceau ne soit pas exactement

<sup>8</sup>Utilisation d'un transducteur piézoélectrique en mode piston.

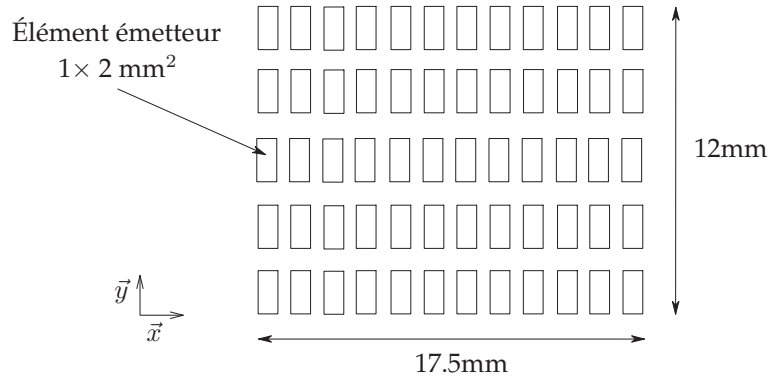


FIG. 2.12 – Empreinte du réseau matriciel dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ .

perpendiculaire au défaut. Ainsi, on utilisera une largeur suivant  $\vec{y}$  plus importante que dans le plan d'incidence suivant  $\vec{x}$ , le besoin de déflexion étant moins important.

Afin d'inscrire le réseau global dans un rectangle de  $17 \times 12 \text{ mm}^2$ , on choisit la configuration illustrée figure 2.12, composée de 60 éléments de 1mm de long suivant  $\vec{x}$ , par 2mm de large suivant  $\vec{y}$ . De cette façon on utilise 12 éléments dans le plan d'incidence  $(\vec{x}, \vec{z})$ , ce qui pour 1mm de longueur d'élément, nous impose un espace inter-éléments de 0.5mm. Dans le plan perpendiculaire  $(\vec{y}, \vec{z})$  on utilise 5 éléments de 2mm de large, pour un espace inter-éléments identique de 0.5mm.

On verra dans la suite (section 6.2) qu'un espace inter-éléments assez conséquent est un atout pour la conception mécanique d'un réseau conformable.



# Chapitre 3

## Conception électroacoustique

Après avoir fixé la géométrie du réseau matriciel au chapitre précédent, nous étudions ici la mise en place du système de transduction. On utilise des outils de simulation électroacoustique (KLM et éléments finis) pour la mise en place des paramètres de fabrication d'un transducteur au contact direct avec l'acier, dans des conditions de sensibilité acceptables.

On choisit dans un premier temps le type de matériau piézoélectrique pour l'émission dans l'acier par un élément émetteur au contact. On utilise ainsi la géométrie d'un élément émetteur tel qu'il a été défini pour comparer ses performances vibratoires avec différents matériaux actifs. La solution retenue utilise une partie active en piézocomposite 1-3 pour un meilleur contrôle des vibrations, à laquelle il faut ajouter une lame protectrice en face avant et un backing. Pour finir, on étudie l'influence de la lame avant sur le rayonnement de l'élément émetteur, ainsi que les possibilités d'adaptation électronique en vue d'un meilleur rendement à l'émission.

## 3.1 Choix de structure émettrice

On justifie dans cette section le choix de la structure émettrice piézoélectrique en fonction de l'application. Un modèle simple nous permet de cerner quelques compromis à faire pour émettre dans l'acier. Une analyse par éléments finis souligne une grande partie des difficultés dans la conception d'un élément émetteur aussi réduit ( $1 \times 2 \text{mm}^2$ ) par rapport à la fréquence de fonctionnement (3MHz).

### 3.1.1 Choix du matériau actif

Un solide est dit piézoélectrique s'il se polarise électriquement sous l'action d'une contrainte (effet direct) et se déforme si un champ électrique lui est appliqué (effet inverse). Pour cela on utilise le phénomène mis en évidence par Pierre et Jacques Curie [38] qui est la conséquence d'un couplage entre les propriétés mécaniques et électriques d'un matériau piézoélectrique. Les matériaux ayant de telles propriétés sont des cristaux comme le Quartz ( $\text{SiO}_2$ ), le Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) ou le Tantalate de Lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ). Pour des applications médicales ou pour le CND l'utilisation de céramiques polycristallines est plus courante. Par exemple, le PZT composé de plomb, de zirconium et de titane, est fabriqué par frittage de microcristaux à haute température en présence d'un fort champ électrique statique d'environ 20kV/cm. Par convention, ce champ est orienté suivant l'axe  $\vec{z}$ , considéré comme un axe de symétrie de révolution. Cependant ces céramiques ont quelques contraintes d'usage notamment en température. La température de Curie, qui se situe selon le type de céramique entre 200 et 400°C, fixe la limite au dessus de laquelle la polarisation permanente, donc la piézoélectricité, disparaît.

### Le couplage électromécanique

Le couplage électromécanique est la faculté d'un matériau piézoélectrique à convertir de l'énergie électrique en énergie mécanique. Il est caractérisé par le coefficient noté  $k$  :

$$k^2 = \frac{\text{Énergie mécanique transformée}}{\text{Énergie électrique fournie}} \quad (3.1)$$

L'expression de  $k$  dépend en fait de la forme de la céramique et de son mode de vibration. Pour une plaque suffisamment fine suivant l'axe 3 vibrant en épaisseur, le coefficient électromécanique est caractérisé par  $k_t$  (t comme *thickness*);  $k_{31}$  pour une plaque suffisamment fine suivant l'axe 3 vibrant en cisaillement suivant l'axe 1;  $k_{33}$  pour un barreau de rayon fini suivant l'axe 3 vibrant en compression suivant l'axe 3. La figure 3.1 donne l'expression de ces coefficients d'après le standard de l'IEEE [39].

	$k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{s_{11}^E \varepsilon_{33}^T}}$
	$k_t = \frac{e_{33}}{\sqrt{c_{33}^D \varepsilon_{33}^S}}$
	$k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{s_{33}^E \varepsilon_{33}^T}}$

FIG. 3.1 – Coefficients de couplage électromécanique. Par convention, les éprouvettes sont polarisées suivant l'axe 3.

Le coefficient  $k_t$  est particulièrement approprié pour caractériser des céramiques qui composent les transducteurs fonctionnant en mode épaisseur, généralement utilisés pour des traducteurs à ondes L. En CND des céramiques de type PZT sont les plus employées car elles ont un coefficient de couplage  $k_t$  relativement élevé, permettant une bonne conversion du signal électrique en vibration acoustique.

### Matériaux piézocomposites

Le matériau de base servant à la fabrication d'un piézocomposite est une céramique de type PZT. Dans un premier temps une plaque de céramique est découpée suivant l'épaisseur dans deux directions de façon à réaliser un réseau de barreaux. Un trait de

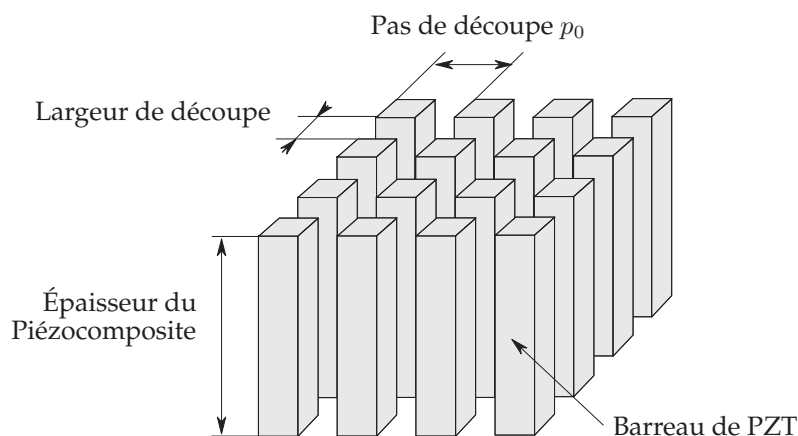


FIG. 3.2 – Paramètres d'un matériau piézocomposite 1-3.



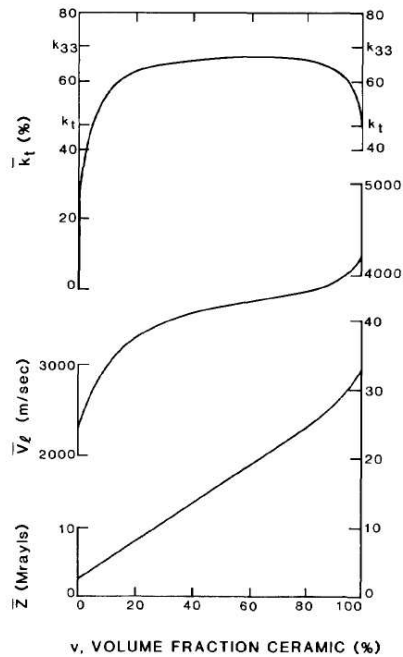


FIG. 3.3 – Caractéristiques d'un transducteur en piézocomposite 1-3, en fonction de la fraction volumique de céramique. Extrait de [40].

découpe de largeur constante sera appliqué suivant un pas  $p_0$  comme illustré sur la figure 3.2. L'ensemble est ensuite moulé dans une résine du type époxy.

Les courbes représentées figure 3.3 montrent les caractéristiques acoustiques homogénéisées du piézocomposite, comme  $\bar{Z}$  l'impédance acoustique,  $\bar{v}_L$  la vitesse longitudinale,  $\bar{k}_t$  coefficient de couplage du mode d'épaisseur, le tout en fonction de la fraction volumique de céramique. On peut remarquer que le couplage électroacoustique homogénéisé  $\bar{k}_t$  a tendance à s'approcher du  $k_{33}$  caractéristique de la céramique pure. La structure piézocomposite vise d'une certaine façon à imiter la résonance d'un barreau de largeur finie caractérisé par le coefficient de couplage électromécanique  $k_{33}$  (défini figure 3.1), en particulier si la résine d'imprégnation est souple [40].

Notons que la simple fraction volumique de céramique ne peut être seule représentative de tous les phénomènes de vibration d'un piézocomposite. Aussi plusieurs auteurs ont utilisé des modèles éléments finis pour analyser la structure du piézocomposite en faisant varier la forme des barreaux de céramique [41, 42]; on définit donc  $w/t$  le rapport largeur sur hauteur. Si la largeur est négligeable devant sa hauteur, on favorise nettement le mode barreau. On préconise donc un ratio  $w/t$  inférieur à  $1/5$  pour assurer que ceux-ci sont assez fins pour résonner suivant leur hauteur, c'est-à-dire selon l'épaisseur du transducteur.

Ce type de structure a une impédance acoustique moins élevée qu'une structure à céramique pure. Elle est donc souvent utilisée dans le domaine médical, ou encore en CND pour des traducteurs immersion. Dans ces cas, la rupture d'impédance acous-

tique n'est pas trop élevée par rapport aux 1.5MRayls de l'eau.

### Applications pour le CND

Le tableau 3.1 rapporte quelques exemples de matériaux actifs avec leur caractéristiques électriques et acoustiques.

	Céramique P1-94	Piézo-Polymère P(VDF-TeFE)	Piézocomposite (P1-94 à 40%)
$Z_{ac}$ (MRayls)	28.5	4.5	12.1
$k_t$ (%)	50	30	59.6
$k_{33}$ (%)	72	–	–
$\varepsilon_{33}^S/\varepsilon_0$	2230	5	815
$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	7800	1880	3500
$v_L$ (m/s)	3660	2390	3450

TAB. 3.1 – Comparaison des caractéristiques électroacoustiques de différents matériaux piézoélectriques : Céramique P1-94 d'après données du fabricant *Quartz & Silice* ; Piézo-Polymère d'après [43] ; Piézocomposite d'après mesures réalisées par *Imasonic*.

Les céramiques piézoélectriques de type PZT sont fréquemment utilisées dans le CND de pièces métalliques au contact. Leur impédance acoustique propre (30MRayls) est comparable à celle de l'acier (45MRayls) ce qui favorise la transmission acoustique. Avec un coefficient de couplage de l'ordre de 50%, ces matériaux sont aussi très efficaces pour des applications d'imagerie ultrasonore en échographie.

Le PVDF a une grande flexibilité mécanique que l'équipe de *Strathclyde University* a utilisé pour un prototype de transducteur souple [7]. Ce type de matériau a un faible coût de fabrication et permet de réaliser des transducteurs à haute fréquence (jusqu'à 100MHz) avec des bandes passantes plus élevées que celles obtenues par d'autres matériaux. L'impédance acoustique est relativement bien adaptée à un contrôle en immersion, cependant le contact direct avec l'acier peut constituer un saut d'impédance acoustique très élevé. Par ailleurs, le coefficient de couplage électromécanique est de l'ordre de 30%, ce qui est relativement faible pour des applications en échographie.

Le piézocomposite 1-3 a des caractéristiques intermédiaires en termes d'adaptation acoustique. Ce type de structure est souvent utilisée dans le domaine médical ou encore en CND pour des transducteurs immersion et des transducteurs contact avec sabot de type polymère. Dans ces cas, la rupture d'impédance acoustique n'est pas trop élevée par rapport au milieu de propagation. Pour un transducteur émettant directement au contact avec de l'acier, ce type de structure peut se révéler moins avantageux – du point de vue de la transmission de la partie active vers le milieu de propagation – qu'une structure

en céramique massive. Cependant l'ensemble de la structure va vibrer favorablement suivant l'épaisseur ce qui augmente le coefficient de couplage pouvant avoisiner les 60%.

Les trois matériaux considérés sont donc envisageables dans l'application considérée. Le choix à faire parmi ces trois technologies sera effectué, dans ce qui suit, en prenant en compte d'autres paramètres comme l'impédance du milieu de réfraction (l'acier) ou encore la géométrie des éléments émetteurs.

### Émission ultrasonore vers l'acier

Dans un premier temps, on considère le problème classique où les dimensions latérales d'un transducteur sont beaucoup plus étendues que son épaisseur afin de ne pas influencer sur la résonance principale. La modélisation du comportement des traducteurs piézoélectriques est donc souvent ramenée à un problème à une dimension, c'est à dire la direction de propagation  $\vec{z}$ .

On considère une onde ultrasonore émise à partir d'un matériau piézoélectrique avec une impédance acoustique propre  $Z_1$ . Une partie de l'énergie de cette onde sera transmise vers le milieu de propagation d'impédance  $Z_2$ , tandis qu'une autre partie sera réfléchiée à l'interface. La répartition de l'énergie transmise et réfléchiée peut être définie par  $R$  et  $T$ , les coefficients de réflexion et de transmission en énergie [43, 44] :

$$R = \left( \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \quad (3.2a)$$

$$T = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (3.2b)$$

Dans les cas où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont très différents (i.e.  $Z_1 \ll Z_2$  ou  $Z_1 \gg Z_2$ ) le coefficient de réflexion est proche de 1, dominant par rapport au coefficient de transmission qui est d'autant plus proche de zéro. Si les impédances  $Z_1$  et  $Z_2$  sont du même ordre de grandeur, le coefficient de transmission est alors supérieur au coefficient de réflexion. Le choix d'un matériau actif va donc dépendre en premier lieu de la nature du milieu de propagation, l'acier dans notre application.

La figure 3.4 montre l'évolution des coefficients de réflexion  $R$  et de transmission  $T$  pour différentes impédances acoustiques de matériaux piézoélectriques et pour une émission dans l'acier. Si le milieu de départ a une impédance propre de 28.5MRayls, le taux de transmission est de 95%. Pour une impédance propre équivalente à celle d'un piézocomposite (12MRayls), on transmet 67% de l'énergie. Dans le cas du piézopolymère qui a une impédance de 4.5MRayls, le taux de transmission est d'à peine 33%. Cet exemple montre qu'un piézopolymère n'est pas assez efficace pour la transmission acoustique vers l'acier par rapport à une céramique ou un piézocomposite 1-3.

Rappelons que les expressions (3.2), supposent qu'on ait une onde plane monochromatique traversant une interface entre deux milieux semi-infinis. Les éléments consti-

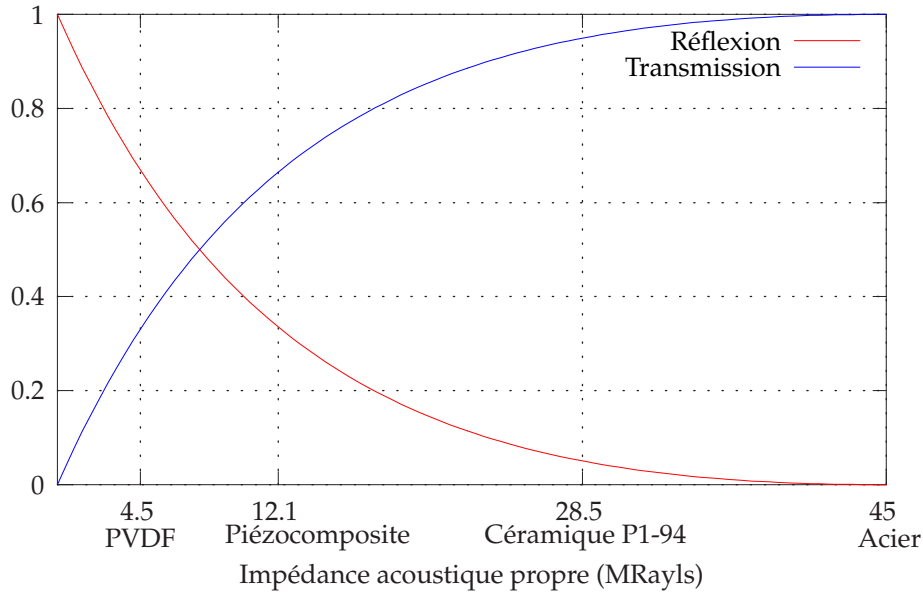


FIG. 3.4 – Evolution des coefficients de réflexion et de transmission pour le passage d’une onde plane vers un milieu d’impédance 45MRayls, d’après les relations (3.2).

tuant le réseau conformable sont de taille limitée, de l’ordre de la longueur d’onde en épaisseur comme en largeur, et sont sujets à des perturbations de type transitoire. Pour étudier plus précisément l’influence des dimensions latérales aussi réduites, il nous faudra utiliser un modèle éléments finis.

### 3.1.2 Analyse de deux structures émettrices par éléments finis

Le logiciel *PZFlex* utilisé pour cette étude permet de réaliser des simulations du comportement acoustique et électrique d’un milieu pouvant être constitué de matériaux piézoélectriques, en utilisant la méthode des éléments finis [45]. On utilise la matrice des constantes piézoélectriques  $[e_{ijk}]$  de la céramique<sup>1</sup> pour réaliser deux simulations pour comparaison, une avec une céramique massive et une autre avec une structure piézocomposite 1-3. Les deux structures sont représentées figure 3.5. Leur dimensions latérales sont issues de la conception acoustique du réseau matriciel décrite précédemment (paragraphe 2.2), ce qui nous amène à utiliser des éléments émetteurs de 1mm de long (suivant  $\vec{x}$ ) par 2mm de large (suivant  $\vec{y}$ ), pour une fréquence de 3MHz en émission-réception. Les résultats des simulations réalisées seront exprimés par l’impédance et par l’admittance électrique caractérisant le comportement de la structure en fonction de la fréquence.

Afin de maîtriser la fréquence de contrôle, on fait résonner un transducteur piézoélectrique suivant son épaisseur, notée  $d$ . On observe alors la relation

$$d = \frac{v_L}{2f_a}, \quad (3.3)$$

<sup>1</sup>On utilise la céramique P1-94 fournie par *Quartz & Silice*.

où  $v_L$  la vitesse du mode longitudinal dans l'épaisseur de l'échantillon, et  $f_a$  la fréquence d'antirésonance observée au maximum de l'impédance électrique  $Z_e$ . La fréquence de résonance  $f_r$  correspondant au maximum de l'admittance électrique  $Y_e$ , on peut déduire le coefficient de couplage par [46, 47] :

$$k = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{f_r}{f_a} \tan\left(\frac{\pi}{2} \frac{f_a - f_r}{f_a}\right)} \quad (3.4)$$

On utilise les éléments finis pour simuler le comportement fréquentiel de l'impédance et de l'admittance électrique, nous donnant ainsi accès aux fréquences de résonance et d'antirésonance des deux structures considérées.

### Simulation d'un élément en céramique

Le premier dispositif modélisé est une pastille en céramique piézoélectrique de 1mm par 2mm et pour une épaisseur de  $515\mu\text{m}$ . L'épaisseur étant de l'ordre de grandeur des dimensions latérales, l'élément actif est susceptible de générer des modes radiaux, en plus du mode d'épaisseur recherché. Le terme radial est habituellement utilisé pour des transducteurs circulaires, mais on choisit de transposer cette notion à une configuration rectangulaire comme celle-ci, où on aura à faire à un mode radial par dimension latérale, soit pour 1mm suivant  $\vec{x}$  et pour 2mm suivant  $\vec{y}$ .

Ainsi, nous observons figure 3.6 de nombreux pics d'impédance en simulant un élément en céramique. *PZFlex* fournit aussi la déformée du modèle à une fréquence fixée. On choisit les maxima de l'impédance aux fréquences d'antirésonance, pour analyser les types de vibrations provoqués lorsqu'on excite le transducteur<sup>2</sup>.

Les figures 3.7 à 3.12 représentent les déformations du modèle (à échelle constante sur toutes les figures) à la fréquence choisie, pour laquelle on montre deux phases, à  $\pi/2$  puis à  $3\pi/2$ , sur un cycle de  $2\pi$  radians. Les animations en question montrent d'une part des déformations radiales suivant une direction privilégiée, ainsi que des déformations issues des modes de Lamb symétriques, souvent observées dans les plaques [48].

On observe figure 3.7 un premier mode radial à 0.77MHz, issu d'une extension suivant la largeur de l'élément de 2mm. La figure 3.8 montre la déformation à 1.52MHz, ce qui constitue le second mode radial suivant la longueur de 1mm. Notons qu'à 1.52MHz, la déformée par rapport au plan  $(\vec{y}; \vec{z})$  est symétrique. La figure 3.9 illustre une symétrie de la déformation par rapport au plan  $(\vec{x}; \vec{y})$ , les déformations se produisant surtout suivant  $\vec{z}$ . On peut assimiler ceci à un mode de Lamb symétrique en épaisseur. Deux pics de fréquence 2.97 et 3.16MHz montrent des déformations relativement complexes (figure 3.10 et 3.11), issues d'une multitude de couplages entre divers

<sup>2</sup>A contrario, les maxima de l'admittance aux fréquences de résonance, caractérisent le comportement mécanique pour une activité électrique minimale (i.e. pour  $Z_e \rightarrow 0$ ).

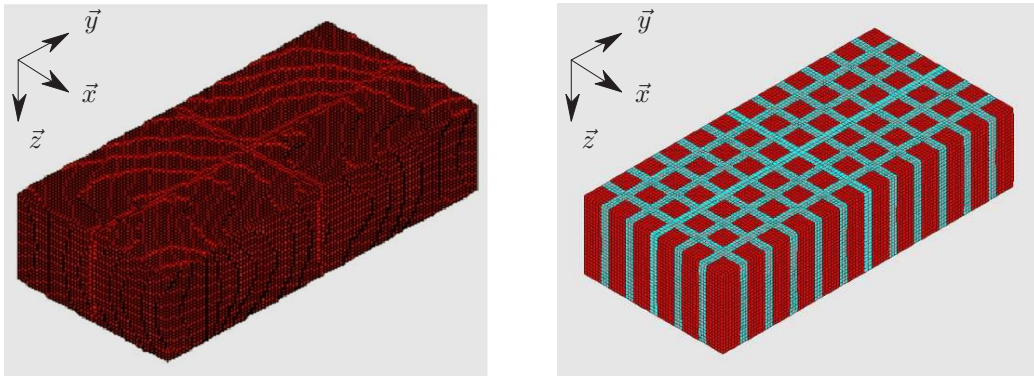
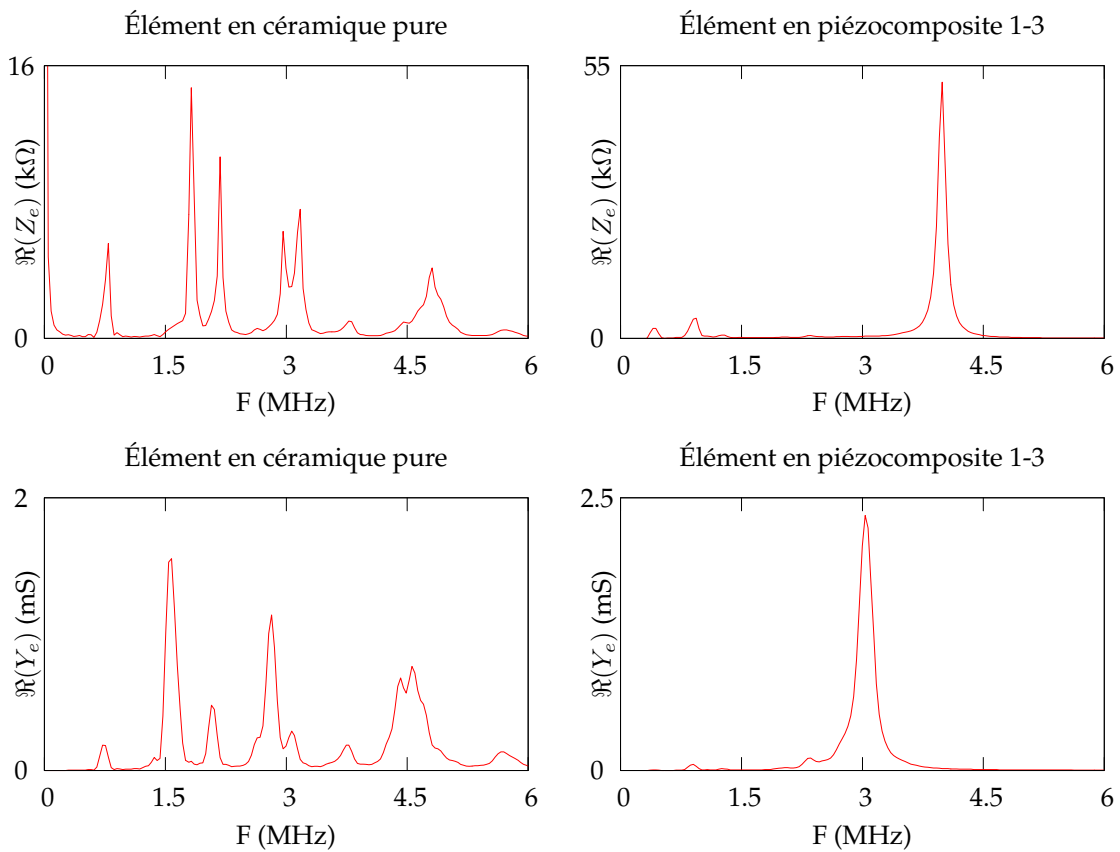


FIG. 3.5 – Représentation de modèles utilisés pour le calcul éléments finis.


 FIG. 3.6 – Simulation par éléments finis du comportement fréquentiel de  $\Re(Z_e)$ , la partie réelle de l'impédance, et de  $\Re(Y_e)$ , la partie réelle de l'admittance, pour des conditions aux limites libres de toute contrainte.

modes de faible intensité. La figure 3.12 montre un mode d'épaisseur avec une extension suivant  $\vec{z}$ , auquel viennent s'ajouter diverses déformations peu significatives.

#### Simulation d'un élément en piézocomposite 1-3

Le même type de calcul est ensuite appliqué à un élément piézocomposite 1-3 avec une découpe de  $54\mu\text{m}$ , un pas de découpe de  $168\mu\text{m}$ , une surface globale de  $1 \times 2\text{mm}^2$ , et une épaisseur de  $483\mu\text{m}$ . Le comportement de cet élément suit globalement le mode épaisseur d'après le maximum observé sur la courbe d'impédance figure 3.6. On observe cependant deux modes radiaux à basse fréquence sur cette même courbe décrivant une extension suivant la largeur de 2mm à 420kHz figure 3.13 et suivant la longueur de 1mm à 920kHz figure 3.14. Ces deux modes provoquent des maxima locaux dans la courbe d'impédance mais restent de faible amplitude et surtout à basse fréquence devant la fréquence de fonctionnement visée, c'est-à-dire 3MHz. En effet, la déformation à l'antirésonance montre bien un mode épaisseur figure 3.15 et de forte amplitude par rapport aux autres modes.

#### Conclusion

L'utilisation d'une structure en céramique ne nous permettra pas de réaliser des éléments aussi réduits que souhaité pour une telle fréquence. L'excitation d'un tel élément revient à solliciter un parallépipède dont les dimensions latérales sont proches de l'épaisseur, entraînant divers modes de vibration pouvant interférer les uns avec les autres.

Les phénomènes d'ondes guidées dans les transducteurs piézoélectriques sont cités dans la littérature comme facteurs de génération d'onde parasites, par exemple des ondes de « tête » lors d'une émission dans les liquides [49, 50]. Ce type de résonance indésirable sévit tout particulièrement dans des traducteurs à grande ouverture tels des traducteurs focalisés [51]. En effet, ces modes perturbent la distribution de la vitesse normale au niveau de la surface émettrice et il devient difficile d'évaluer l'intégrale de Rayleigh pour le calcul du champ ultrasonore. Il a été démontré que l'utilisation d'une structure piézocomposite 1-3 atténue les modes parasites comme ces résonances de Lamb [52], et permet ainsi de faire résonner le traducteur en mode « piston ». De ce fait la vitesse normale fournie à la surface émettrice est uniforme, permettant de prédire correctement le champ du traducteur par l'intégrale de Rayleigh.

Ces modes de vibration sont très bien identifiés dans des éléments à grande ouverture, mais certains travaux publiés par Delannoy et al. [53, 54] montrent que des éléments constitutifs de barrettes de phase (à petite ouverture par rapport à la longueur d'onde) sont aussi sujets à des perturbations dues aux modes de Lamb, d'une façon analogue à ce qu'on a pu observer figures 3.7 à 3.12 pour un élément en céra-

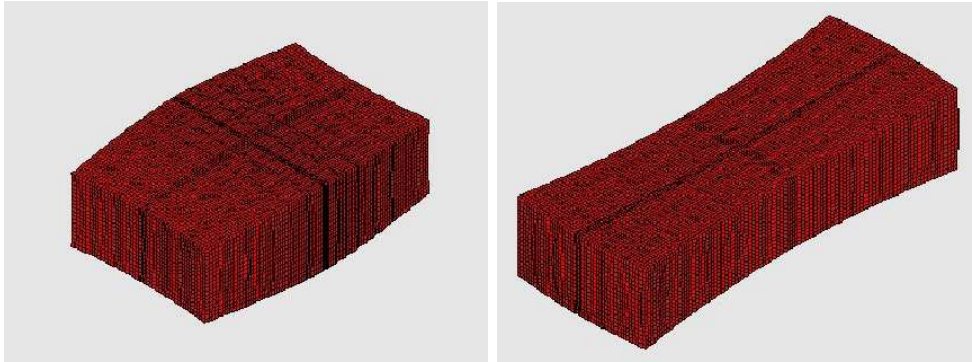


FIG. 3.7 – Déformée d'un élément en céramique à 0.77 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

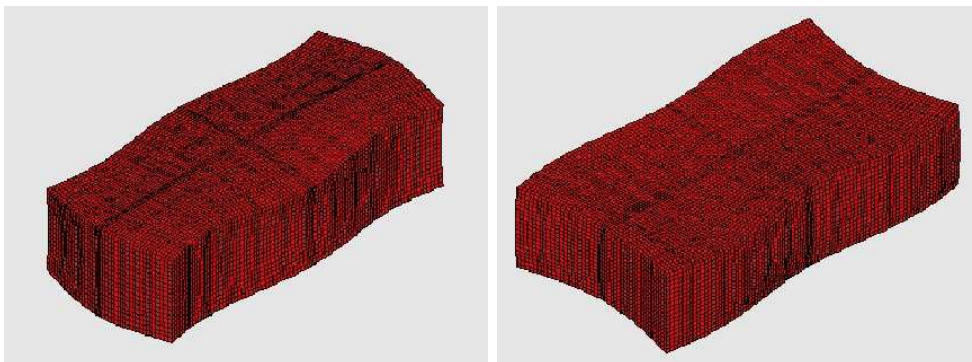


FIG. 3.8 – Déformée d'un élément en céramique à 1.52 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

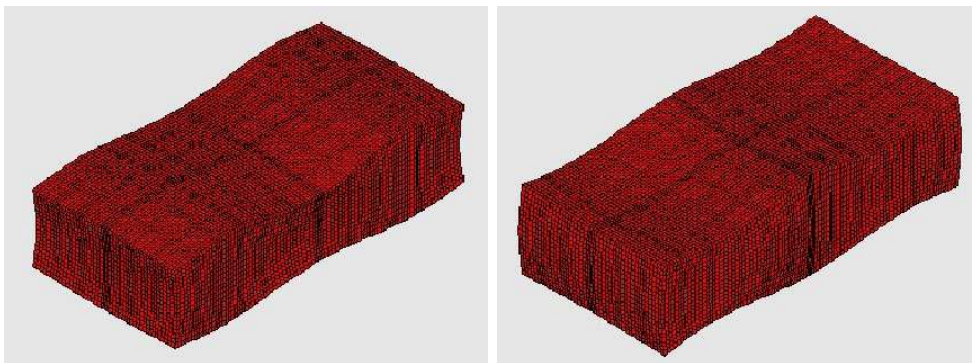


FIG. 3.9 – Déformée d'un élément en céramique à 2.19 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .



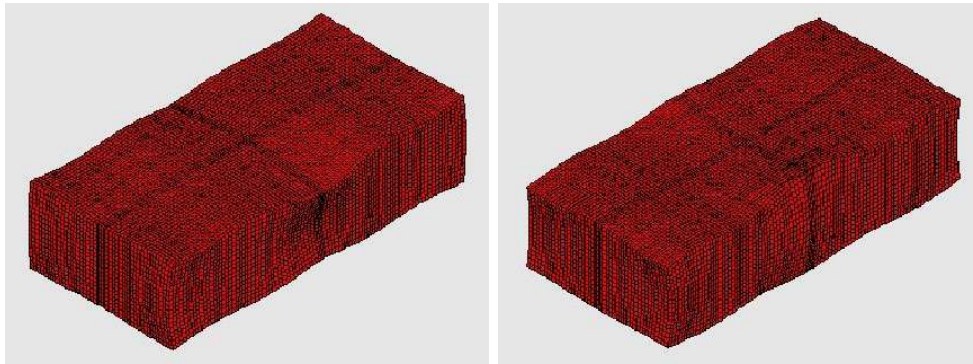


FIG. 3.10 – Déformée d'un élément en céramique à 2.97 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

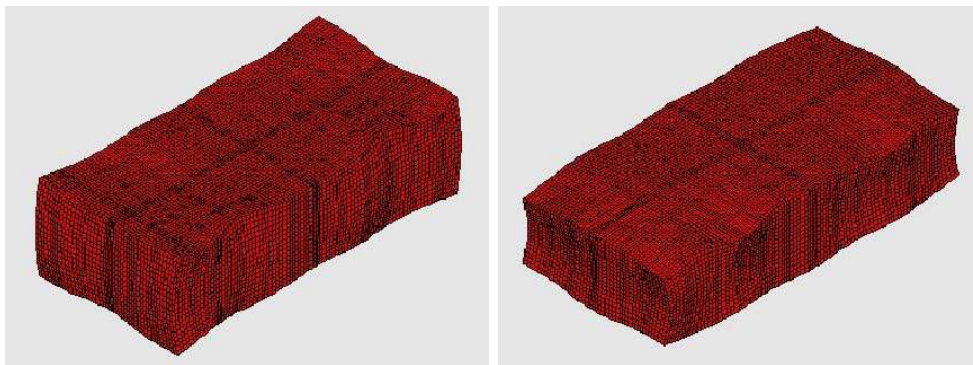


FIG. 3.11 – Déformée d'un élément en céramique à 3.16 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

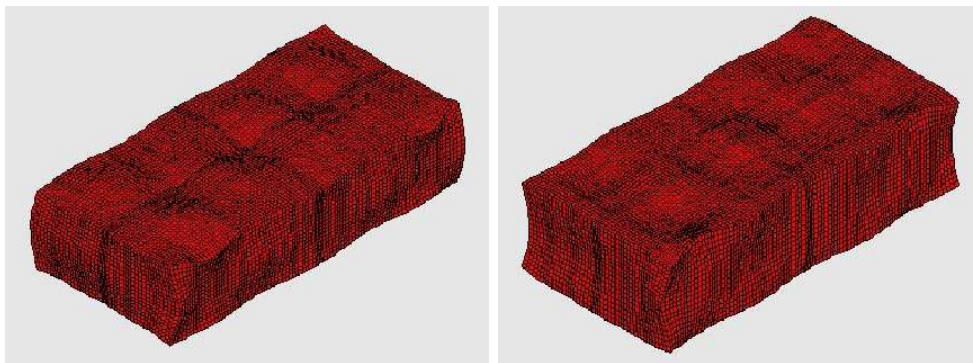


FIG. 3.12 – Déformée d'un élément en céramique à 4.8 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

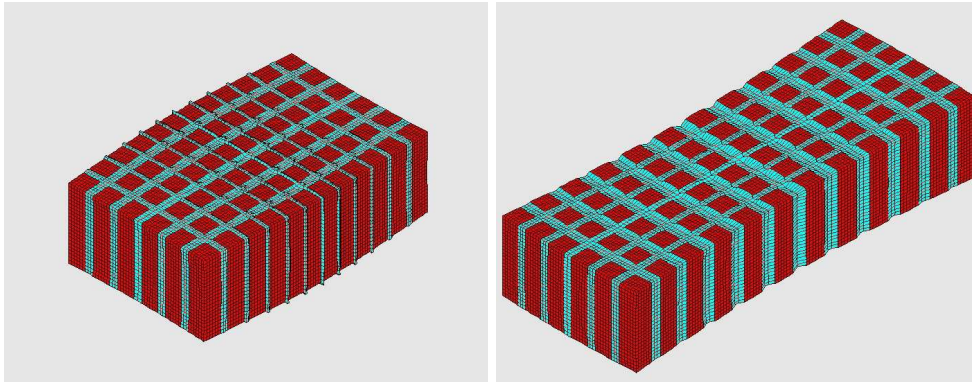


FIG. 3.13 – Déformée d'un élément en piézocomposite à 420 kHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

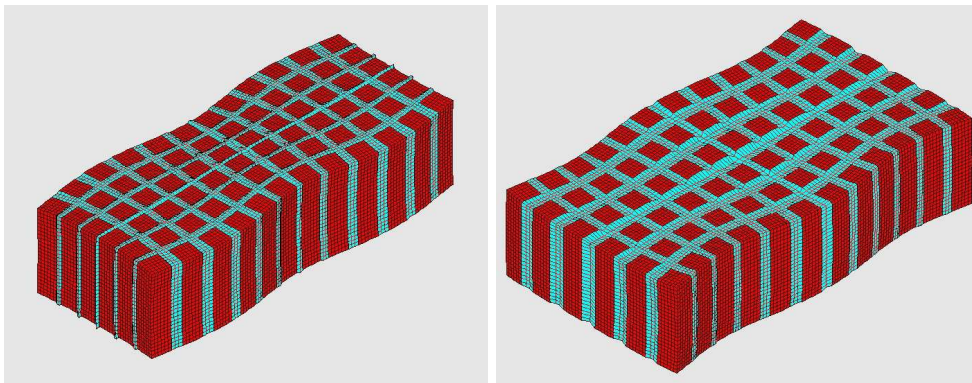


FIG. 3.14 – Déformée d'un élément en piézocomposite à 920 kHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

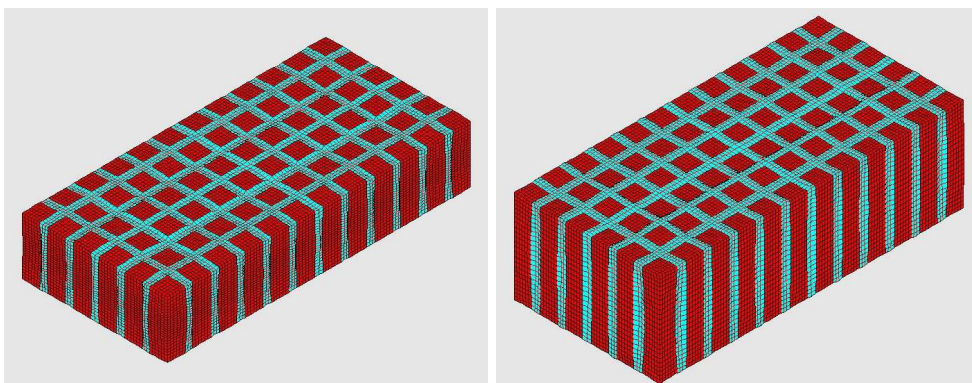


FIG. 3.15 – Déformée d'un élément en piézocomposite à 3.99 MHz, aux phases  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ .

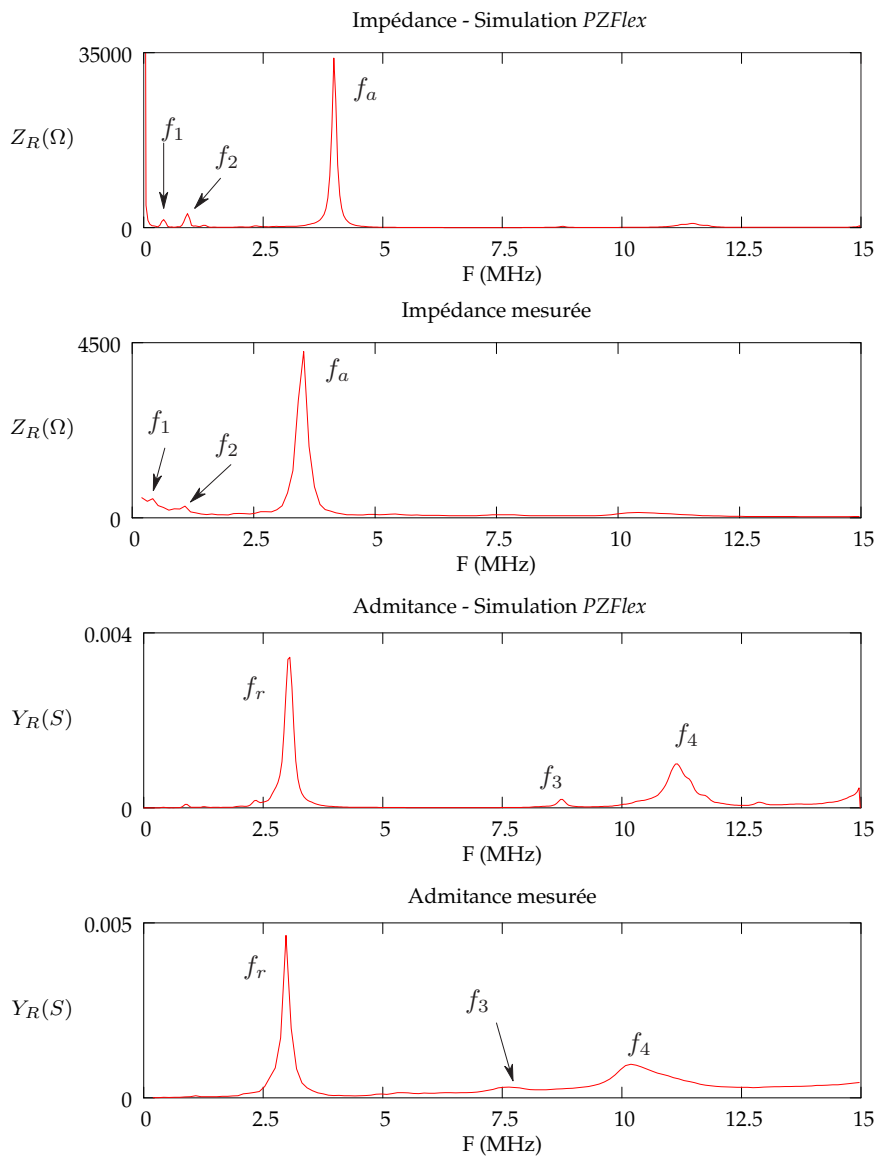


FIG. 3.16 – Graphes d’impédance et d’admittance en fonction de la fréquence. Simulation par éléments finis *PZFlex* et mesurés par un analyseur de réseau (HP-8741A).

mique. Pour contourner ces effets indésirables nous utiliserons dans notre application une structure piézocomposite 1-3 qui offre la meilleure efficacité du mode d’épaisseur.

### 3.1.3 Réalisation d’un élément en piézocomposite 1-3

Une plaque piézocomposite réalisée par *Imasonic* sert de base pour le test expérimental du comportement des éléments émetteurs étudiés en simulation par éléments finis. La structure piézocomposite a un trait de découpe de  $54\mu\text{m}$  appliquée suivant un pas de  $168\mu\text{m}$  et un élément émetteur de  $1 \times 2\text{mm}^2$  est découpé dans cette plaque.

Les graphes de la figure 3.16 montrent l’impédance et l’admittance d’un élément émetteur en fonction de la fréquence, de 0 à 15MHz. La simulation par éléments finis est identique à celle réalisée précédemment, dont l’impédance est illustrée figure 3.6.

Fréquence (MHz)	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$	$f_r$	$f_a$	$k(\%)$
Simulation EF	0.40	0.91	8.72	11.16	3.03	3.98	71
Mesure	0.41	1.06	7.61	10.18	2.94	3.54	57

TAB. 3.2 – Comparaison des résultats obtenus par l’analyse éléments finis et la mesure sur un élément  $1 \times 2 \text{mm}^2$  en piézocomposite.

La mesure est réalisée par un analyseur de réseau HP-8751A sur un élément transducteur seul (i.e. sans lame, ni backing). Nous avons annoté la figure 3.16 des fréquences caractérisant les différents comportements de l’élément émetteur piézocomposite et on compare dans le tableau 3.2 les pics mesurés et simulés.

$f_1$  et  $f_2$  correspondent à l’extension de l’élément suivant les dimensions de l’élément ( $1 \times 2 \text{mm}^2$ ). Les diagrammes d’impédance font état en simulation de résonances basse fréquence, à 400kHz et à 910kHz, ce qui correspond aux dimensions latérales de l’élément (voir figures 3.13 et 3.14). La mesure confirme ce phénomène aux alentours des mêmes fréquences.

$f_3$  et  $f_4$  représentent les modes latéraux dans le piézocomposite [55, 56]. Le pic d’impédance en  $f_3$  vient de la vibration de la première résonance latérale issue du pas de découpe du piézocomposite 1-3 :  $p_0 = 168 \mu\text{m}$ . En  $f_4$  on observe la seconde résonance latérale issue de la demi-diagonale  $p_0/\sqrt{2}$ . On peut ainsi exprimer ces fréquences en fonction de  $\bar{c}_R$ , la vitesse homogénéisée des ondes de Rayleigh dans le piézocomposite [56] :

$$f_3 = \frac{\bar{c}_R}{p_0}, \quad (3.5a)$$

$$f_4 = \frac{\sqrt{2}\bar{c}_R}{p_0}. \quad (3.5b)$$

De ces expressions, on déduit que la vitesse en simulation  $\bar{c}_R^{\text{sim}} = 1320 \text{m/s}$  est plus importante qu’en mesure où  $\bar{c}_R^{\text{exp}} = 1200 \text{m/s}$ . Cependant ces modes ne sont pas aussi importants que le mode d’épaisseur et sont surtout décalés vers les hautes fréquences par rapport à la fréquence de fonctionnement (3MHz).

$f_r$  et  $f_a$  sont les fréquences de résonance et d’antirésonance desquelles on calcule le coefficient de couplage électromécanique  $k$ , d’après l’expression (3.4). Notons toutefois une différence d’environ 20% entre la simulation et la mesure. Cet écart peut être expliqué, d’une part, par une différence entre les caractéristiques mécaniques simulées et leur valeur réelle. Par exemple, la résine d’imprégnation peut être un peu plus rigide que ce qui a été pris en compte dans la simulation, ce qui aurait pour effet de baisser la

valeur  $k$  mesurée<sup>3</sup>. Par ailleurs, les coefficients de  $[e_{ijk}]$  la matrice des constantes piézo-électriques peut aussi être altérée lors de la fabrication du piézocomposite. En effet, lors de la découpe on a des échauffements locaux de la céramique pouvant provoquer des pertes électromécaniques. En toute rigueur, il faudrait donc caractériser la céramique avant et après la découpe du piézocomposite pour quantifier ces pertes éventuelles. Dans le cadre de cette étude, on en restera à la valeur du  $k$  mesurée, qui sera prise en compte par la suite, dans les calculs utilisant un modèle KLM.

#### 3.1.4 Conclusions

En vue de la fabrication d'un réseau matriciel conformable la meilleure flexibilité est fournie par un piézopolymère souple (PVDF). Cependant une brève analyse du cas le plus simple d'émission ultrasonore vers l'acier montre bien que ce type de matériau ne transmet qu'un faible taux de son énergie acoustique en comparaison avec des structures mécaniquement plus rigides comme des céramiques de type PZT. Une analyse par éléments finis d'un élément en céramique pure avec les dimensions requises pour la constitution d'un réseau matriciel conformable montre une forte activité sur plusieurs modes de vibration qu'on ne peut pas maîtriser. Le même type d'analyse sur un élément en piézocomposite 1-3 montre que ce type de structure peut résonner suivant le mode épaisseur, avec une énergie plus forte que les modes latéraux.

On choisit alors pour poursuivre ce travail de conception électroacoustique, un modèle KLM [57], car ce type d'outil est très rapide et simule bien le comportement en mode épaisseur. Ce choix implique le fait qu'on néglige tous les autres modes de vibration latérales (aux fréquences  $f_1$  et  $f_2$ , figure 3.16) ou encore les modes induits par la découpe du réseau (aux fréquences  $f_3$  et  $f_4$ , figure 3.16).

## 3.2 Adaptation acoustique pour l'émission dans l'acier

Comme on l'a vu précédemment, on choisit une structure émettrice en piézocomposite 1-3 afin d'obtenir un émetteur fonctionnant en mode piston. L'inconvénient de ce matériau pour l'émission dans l'acier reste encore sa faible impédance acoustique. Dans ce qui suit nous étudions deux possibilités d'adaptation acoustique par le choix de la lame d'adaptation en face avant de la partie active. En particulier dans le cas où celle-ci est au contact avec un milieu de propagation à forte impédance.

---

<sup>3</sup>L'étude menée par Smith et Auld [40] montre que le coefficient de couplage  $k_t$  est d'autant plus important que la résine d'imprégnation est souple.

### 3.2.1 Réalisation de deux dispositifs de mesure

Afin de procéder à des tests d'éléments émetteurs d'un réseau conformable à taille réelle ( $1 \times 2\text{mm}^2$ ), on utilise le matériau piézocomposite fourni par *Imasonic* utilisé précédemment. Pour protéger la partie active du traducteur on utilise une lame en face avant. On insère donc une couche mince par rapport à la longueur d'onde, entre le traducteur et le milieu de propagation, sachant que le transfert d'énergie peut être amélioré en suivant l'idée de la lame quart d'onde [47, 46].

Pour émettre une onde acoustique du milieu actif vers l'acier, il faudrait une impédance d'environ 40MRayls. Une telle impédance peut être obtenue avec, par exemple, une lame en acier. En suivant cette idée, une épaisseur d'un quart de longueur d'onde pour de l'acier est d'environ  $470\mu\text{m}$  à 3MHz. Cette épaisseur est de l'ordre de celle du piézocomposite et le collage entre les deux parties risque d'être difficile, notamment en termes de reproductibilité dans la fabrication d'un réseau matriciel comprenant un nombre important d'éléments. Nous choisissons quand même de tester une structure avec une lame en acier en face avant, mais il ne s'agira pas d'utiliser une structure quart d'onde : on utilisera un clinquant standard de  $40\mu\text{m}$  d'épaisseur, *a priori* invisible à cette fréquence de fonctionnement.

D'autre part, nous avons réalisé un élément avec une lame d'adaptation en résine chargée avec un minéral pour atteindre une impédance acoustique plus élevée, mesurée à 5.8MRayls. Toutefois cette impédance reste assez faible par rapport à celle de l'acier (45MRayls), mais cette lame est moulée à la face avant du traducteur réalisant un assemblage optimal, sans interface supplémentaire pouvant gêner la transmission acoustique comme une couche de colle. Son épaisseur d'environ un cinquième de longueur d'onde<sup>4</sup> est contrôlée par mesure de la fréquence de résonance qu'apporte cette lame assemblée à la partie active. Même si cet assemblage avec lame en résine ne constitue pas un optimum en terme de transfert acoustique vers l'acier, on a un mode de fabrication reproductible sur un nombre important d'éléments.

Nous utiliserons aussi un backing à l'arrière de chaque élément actif pour amortir au mieux le signal d'émission. Une hauteur maximale de 2.5mm a été fixée pour l'ensemble élémentaire transducteur-lame-backing pour faciliter les mesures de déformée du réseau complet. Ceci impose une hauteur de backing très réduite, par rapport à la fréquence de fonctionnement, ce qui nous amène à utiliser un matériau particulièrement atténuant.

---

<sup>4</sup>L'épaisseur de lame choisie est un peu plus faible que le quart d'onde pour augmenter un peu la largeur de bande.

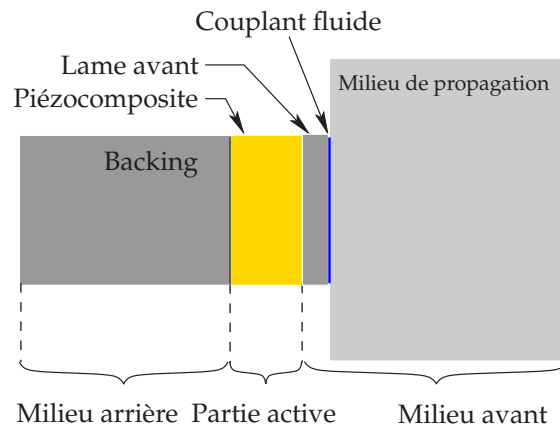


FIG. 3.17 – Disposition de l'empilement électroacoustique d'un transducteur à ultrasons dans la modélisation KLM.

### 3.2.2 Caractérisation fréquentielle de l'impédance électrique

Nous comparons une configuration utilisant la lame en résine chargée de  $225\mu\text{m}$  d'épaisseur et une autre utilisant un clinquant métallique de  $40\mu\text{m}$  en face avant à l'aide d'un analyseur de réseaux HP-8741A. Pour cette caractérisation on couple les deux dispositifs à l'acier en face avant à l'aide d'un gel aqueux standard dont l'impédance acoustique est celle de l'eau, c'est-à-dire  $1.5\text{MRayls}$ .

#### Paramètres de simulation par le modèle KLM

Nous utilisons alors le logiciel commercial *PiezoCAD* basé sur le modèle KLM afin de simuler ces deux systèmes de transduction. Les paramètres de calcul sont recensés dans le tableau 3.3 avec des caractéristiques acoustiques mesurées par *Imasonic*, dans l'esprit de la terminologie associée aux modèles KLM. On distingue alors trois zones caractéristiques schématisées figure 3.17 :

- Le milieu arrière composé d'un backing en Polyuréthane chargé. Celui-ci est très atténuant afin d'éviter l'éventuel retour de l'onde arrière réfléchissant sur le fond du backing. Ainsi ce milieu est habituellement considéré comme semi-infini.
- Le milieu actif composé du transducteur en piézocomposite.
- Le milieu avant composé de la lame d'adaptation et du milieu de propagation considéré comme un milieu semi-infini.

On décrit dans le tableau 3.3 les deux assemblages réalisés pour cette étude avec d'une part, une lame en acier de  $40\mu\text{m}$  collée à la partie active avec une colle époxy classique<sup>5</sup>, d'autre part une lame en époxy chargée. On profite alors des possibilités du modèle KLM pour ajouter une électrode en cuivre d'une épaisseur de  $4\mu\text{m}$  devant et derrière la partie active, ainsi qu'une épaisseur de couplant (gel aqueux avec des propriétés équivalentes à celles de l'eau) entre la lame avant et le milieu de propagation.

<sup>5</sup>Cette colle époxy et l'époxy chargée composant l'autre lame sont de nature différente.

Matériau	$Z_{ac}$ (MRayls)	$c_L$ (m.s <sup>-1</sup> )	épaisseur ( $\mu\text{m}$ ) ( $\times \lambda_L$ )	
<u>Milieu arrière :</u>				
backing	6	2006	$-\infty$	$-\infty$
électrode cuivre	41.6	4660	4	0.0026
<u>Milieu actif :</u>				
piézocomposite	12.8	3475	465	0.42
<u>Milieu avant (lame acier) :</u>				
électrode cuivre	41.6	4660	4	0.0026
colle époxy	3.4	2350	20	0.025
acier	45	5660	40	0.0212
gel aqueux	1.5	1500	0 - 60	0 - 0.12
acier	45	5660	$+\infty$	$+\infty$
<u>Milieu avant (lame époxy) :</u>				
électrode cuivre	41.6	4660	4	0.0026
époxy chargée	5.8	3200	225	0.21
gel aqueux	1.5	1500	0 - 60	0 - 0.12
acier	45	5660	$+\infty$	$+\infty$

TAB. 3.3 – Caractéristiques acoustiques des différentes lames dans la modélisation *PiezoCAD*. Description avec lame avant en acier et en époxy chargée, sachant que les deux dispositifs utilisent le même backing et la même partie active.

### Comparaison entre mesure et simulation sans couplant

La comparaison des diagrammes fréquentiels simulés par *PiezoCAD* et mesurés par un analyseur de réseau (figure 3.18) montrent un écart relativement important des pics de résonance pour les deux configurations, avec lame acier et avec lame époxy. En effet, la simulation de l'élément muni de la lame acier montre une résonance à 4.4MHz, alors que le même pic mesuré se situe à 3.2MHz. Cet écart de prédiction est plus réduit dans la configuration avec la lame époxy : 3.4MHz en simulation et 3.2MHz en mesure.

Ceci nous amène à considérer le couplant comme faisant partie du système à modéliser. Il s'avère, comme va le montrer la suite, que l'ajout d'une hauteur de couplant fluide a une forte influence ; plus que ne le laisse entendre sa faible dimension, censée être très petite devant la longueur de l'onde de compression  $L$  dans l'acier ( $\lambda_L \approx 2\text{mm}$ ).



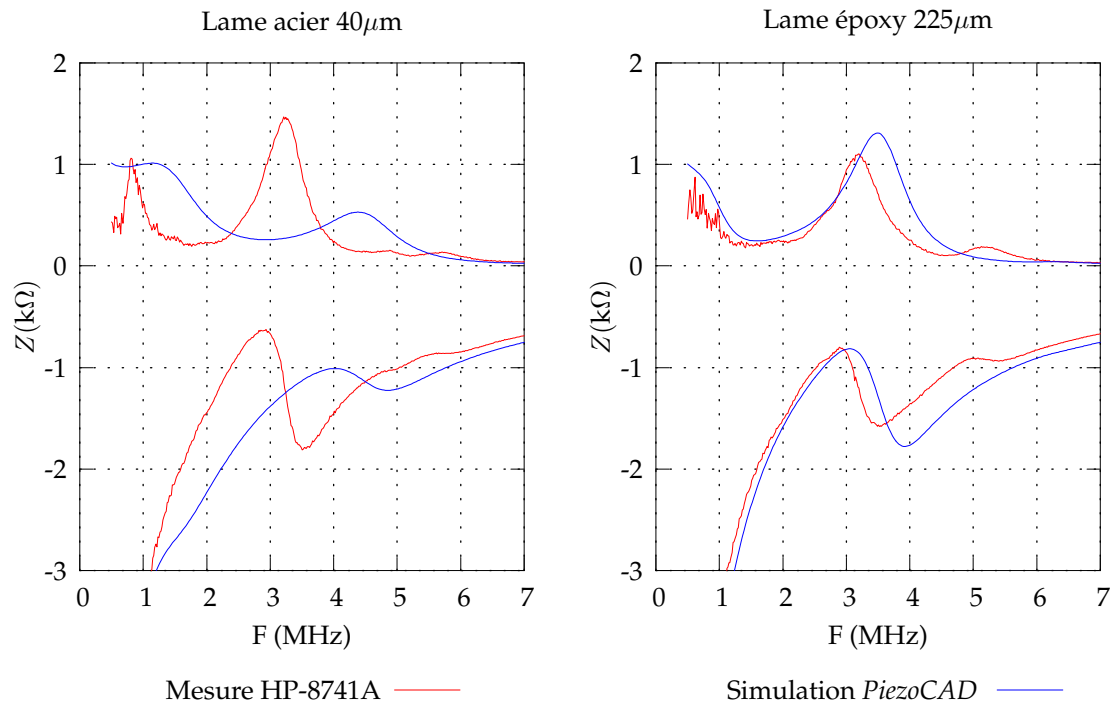


FIG. 3.18 – Partie réelle et imaginaire de l'impédance électrique pour un élément avec lame métallique et avec lame époxy. Comparaison entre la simulation *PiezoCAD* et une mesure à l'analyseur de réseaux HP-8741A.

### Comparaison entre mesure et simulation avec variation de l'épaisseur couplant

Le mode opératoire pour l'application de ce couplant consiste à déposer un peu de gel à l'endroit où on doit plaquer le transducteur. Le couplant s'étale ensuite par la pression appliquée, dont on ne peut pas mesurer l'épaisseur de façon directe. Nous nous aiderons alors du modèle KLM, en simulant l'effet de plusieurs hauteurs de couplant avec *PiezoCAD* en comparant ainsi les pics de fréquence avec les mesures réalisées.

On observe sur la figure 3.19 que l'ajout d'un couplant change l'allure de la courbe d'impédance pour l'élément muni d'une lame en acier. Si on augmente la hauteur de couplant, on observe un glissement des pics d'amplitude vers les basses fréquences. En faisant varier cette hauteur de 0 à  $60\mu\text{m}$ , on estime qu'à  $20\mu\text{m}$  on a un bon accord avec la mesure réalisée, avec un pic de résonance simulé de  $3.3\text{MHz}$  pour  $3.2\text{MHz}$  en mesure.

La figure 3.20 illustre le même type de diagramme appliqué à un élément muni d'une lame en époxy. Là aussi, si on augmente la hauteur de couplant, on observe un glissement des pics d'impédance vers les basses fréquences. En faisant varier cette hauteur de 0 à  $60\mu\text{m}$ , le meilleur accord entre simulation et mesure est obtenu à  $20\mu\text{m}$  en comparant les pics d'impédance ( $3.2\text{MHz}$  en mesure pour  $3.1\text{MHz}$  en simulation).

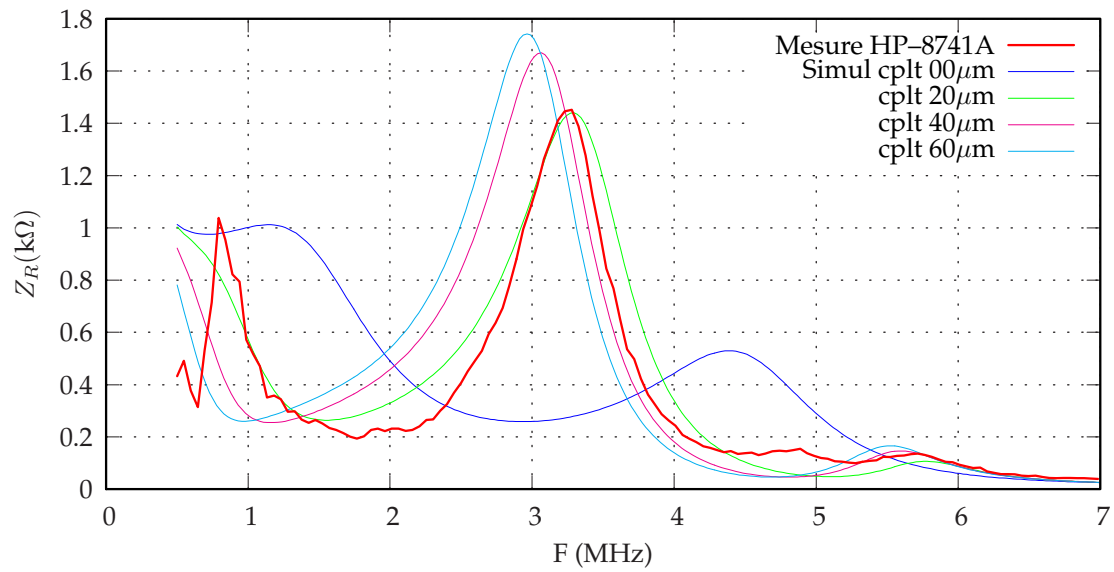


FIG. 3.19 – Impédance électrique d'un élément avec lame en acier. Évaluation de la hauteur de couplant à l'aide du modèle KLM.

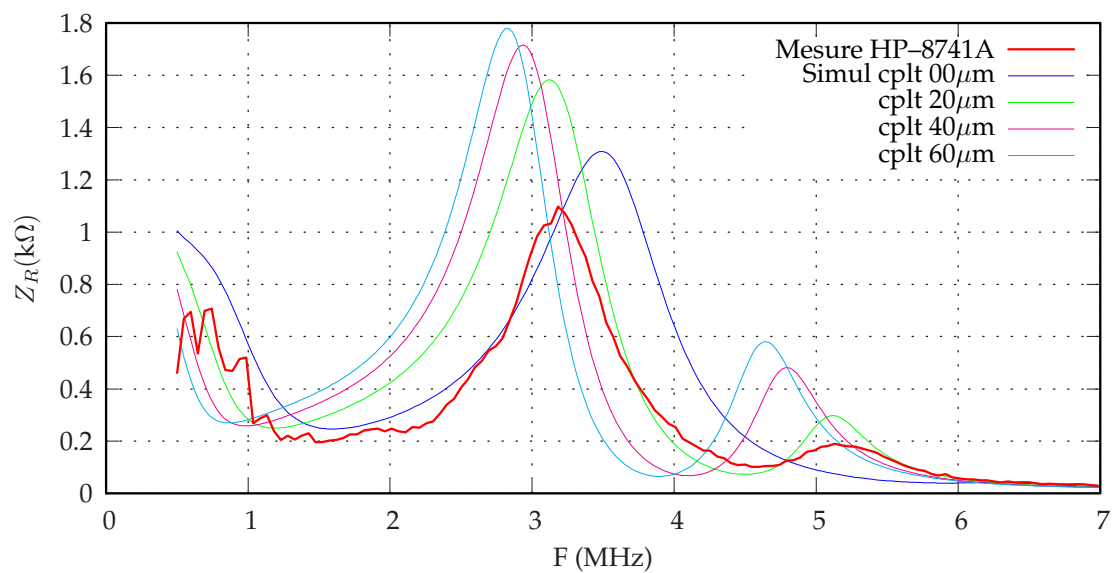


FIG. 3.20 – Impédance électrique d'un élément avec lame en époxy chargée. Évaluation de la hauteur de couplant à l'aide du modèle KLM.

### 3.2.3 Comparaison des signaux temporels des deux structures

#### Simulation KLM

On utilise le logiciel *PiezoCAD* pour vérifier l'allure des signaux pouvant être produits par les deux types d'éléments fabriqués, décrits précédemment. Cette simulation utilise les paramètres du tableau 3.3 pour un élément avec une lame acier puis avec une lame époxy. Conformément à ce qu'on a pu observer figures 3.19 et 3.20, on fixe la hauteur de couplant à  $20\mu\text{m}$  pour les deux cas simulés.

On observe alors figure 3.21, les deux signaux représentant la surpression en sortie du traducteur dans le milieu de propagation rapportée à la tension appliquée entre les deux électrodes (créneau de 1Volt d'amplitude pour 165ns de largeur temporelle). Notons que cette surpression dans un milieu de propagation solide comme l'acier, peut être considérée comme proportionnelle à la contrainte appliquée à la surface du solide par le traducteur. On remarque ainsi que la surpression (ou la contrainte) en sortie de l'élément muni d'une lame acier est plus forte de 1.8dB (amplitude crête-crête) qu'en sortie de l'élément muni de la lame époxy. Cette différence d'amplitude s'explique par une meilleure adaptation acoustique de la lame acier au milieu de propagation, mais aussi parce que l'épaisseur de  $225\mu\text{m}$  d'époxy apporte une atténuation supplémentaire par rapport aux  $40\mu\text{m}$  d'acier. Finalement, les deux configurations ont un comportement temporel équivalent en amortissement comme en fréquence.

#### Mesure du champ de déplacement en transmission

On utilise ici une mesure du champ rayonné par les deux dispositifs à travers une cale plane en acier, dont les résultats sont décrits dans l'annexe B. Cette acquisition est réalisée par une sonde optique hétérodyne mesurant la composante normale du champ de déplacement. Notons que le champ du déplacement en ondes L rayonné dans l'axe d'une source ponctuelle, où la réponse impulsionnelle est une fonction de Dirac, est proportionnel à la contrainte exercée à la surface. Ainsi le signal mesuré dans l'axe de l'élément émetteur, représenté figure 3.22 pour les deux dispositifs avec lame acier et avec lame époxy, est proportionnel à la contrainte exercée à l'interface, si on omet la faible contribution en ondes T visible à partir de  $3.6\mu\text{s}$  sur la même figure 3.22. On remarque alors une forme temporelle équivalente à la simulation KLM représentée figure 3.21, en termes d'amortissement et de fréquence, ainsi qu'une amplitude crête-crête plus forte de 3.4dB en faveur du dispositif muni de la lame acier.

#### Choix de la lame avant

On montre qu'un élément muni d'une lame en acier fournit un signal plus fort en émission, bien que l'écart entre l'amplitude des signaux fournis par les deux types

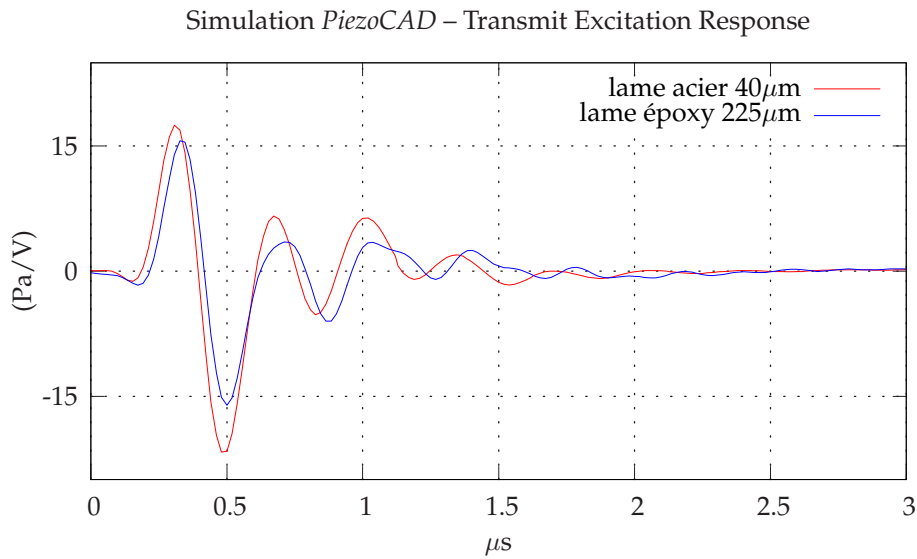


FIG. 3.21 – Comparaison de la structure avec une lame acier et une lame en époxy chargée. Réponse du traducteur en émission (en Pa), pour une excitation créneau  $\Delta t=165\text{ns}$  de 1 Volt.

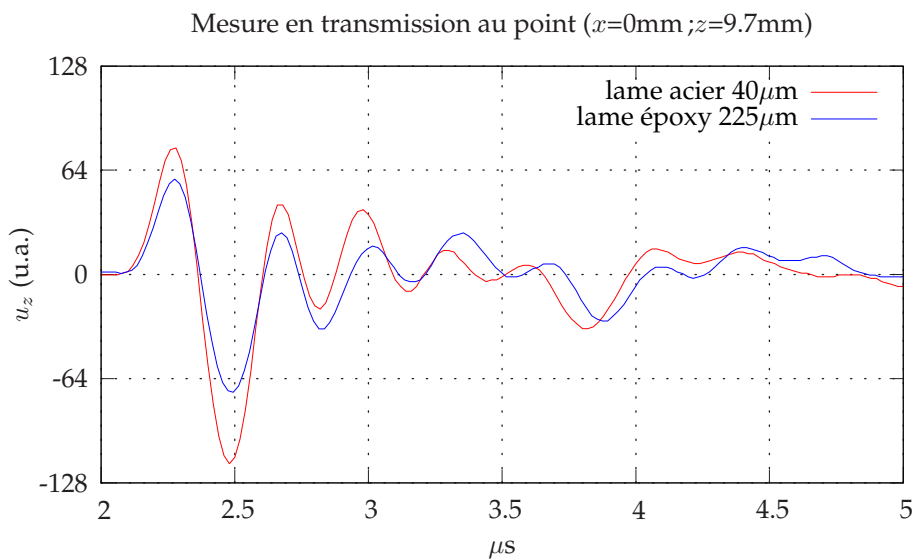


FIG. 3.22 – Mesure en transmission dans l'axe de l'élément émetteur. Comparaison entre un élément avec une lame en acier et un élément avec une lame en époxy chargée.

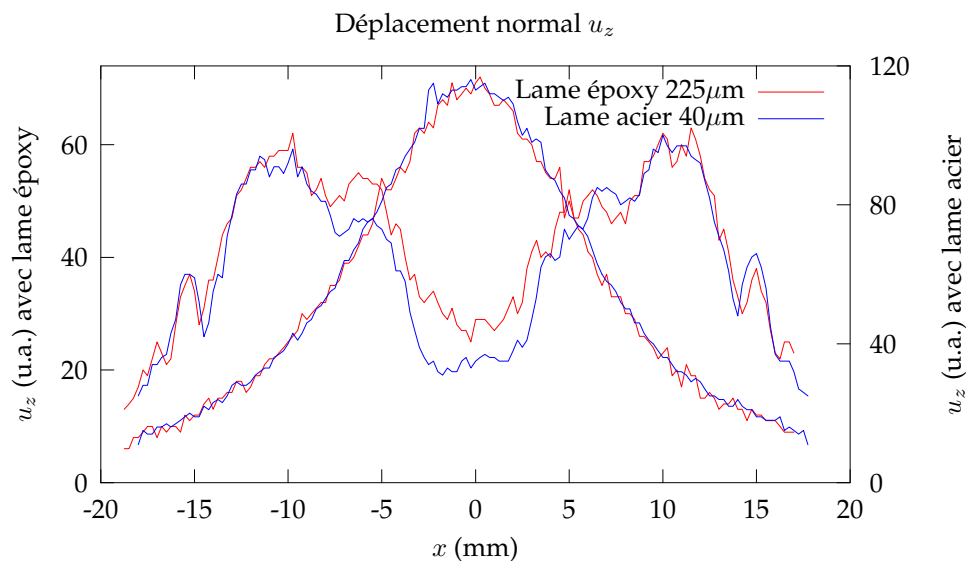


FIG. 3.23 – Mesure du déplacement normal rayonné par un élément du réseau matriciel avec une lame en acier de  $40\mu\text{m}$  et une lame en époxy chargée de  $225\mu\text{m}$  d'épaisseur.

de structure soit sous estimé en simulation. Ceci a été établi pour un signal en onde L (onde de compression), seul mode décrit par le modèle KLM et majoritairement présent dans l'axe de l'élément émetteur.

On représente alors figure 3.23, les échodynamiques du champ de déplacement normal ( $u_z$ ) pour les modes L et T découplés. Ce diagramme montre que le choix de la lame avant affecte la sensibilité absolue de l'élément, mais ne changera pas la proportion d'ondes T rayonnée par rapport aux ondes L. Globalement, les motifs de diffraction en ondes L ou T ne dépendent pas du type de lame avant. On en déduit que même si l'élément émetteur fait partie d'un réseau dont l'objectif est d'émettre en ondes T, on peut le caractériser à partir du signal en ondes L.

En ce qui concerne le choix de la lame avant, on observe une meilleure sensibilité pour la lame en acier. Pourtant la fabrication d'un tel dispositif sur un réseau de 60 éléments émetteurs est difficilement reproductible. Le processus de fabrication d'une lame quart d'onde en résine est bien maîtrisé pour des dispositifs multiéléments. Dans la mesure où la structure avec lame acier ne fournit pas un meilleur rendement en ondes T, en comparaison avec l'émission d'ondes L, on choisit la solution la plus simple avec une lame en époxy pour la fabrication du réseau global.

Notons cependant que la recherche d'un processus visant à fabriquer de manière reproductible un réseau d'éléments munis de lame en acier nous permettraient d'augmenter l'amplitude du champ de déplacement de +1.8dB en émission (soit de +3.6dB en émission-réception) d'après la simulation KLM illustrée figure 3.21, voire de +3.4dB en émission (+6.8dB en émission-réception) d'après la mesure en transmission illustrée figure 3.22.

### 3.3 Adaptation électronique au système d'acquisition

Dans cette section, on décrit quelques possibilités pour adapter électroniquement l'impédance de la sonde à celle d'un système d'acquisition standard. Aussi, le choix d'adaptation est guidé par l'architecture du réseau global.

#### 3.3.1 Nécessité d'adaptation au système d'acquisition

Le réseau de 60 éléments du transducteur conformable sera piloté par un système d'acquisition ultrasonore multivoies ; chaque voie émettant indépendamment. La structure élémentaire avec lame en époxy chargée, décrite dans les paragraphes précédents, a été mesurée en charge (i.e. au contact) avec de l'acier par un analyseur de réseau (du type HP-8751A). Chaque voie du système d'acquisition utilisé, fourni par la société M2M, a une impédance de  $50\Omega$ . Afin de limiter les réflexions du signal à l'entrée du système d'acquisition, il est préférable d'avoir en sortie du transducteur (i.e. d'un élément émetteur) une impédance équivalente à celle du système d'acquisition. Cependant, l'architecture du réseau telle que nous l'avons conçu nous impose des dimensions élémentaires très réduites amenant une impédance réelle de  $\Re(Z) = 935\Omega$  et imaginaire de  $\Im(Z) = -860\Omega$ , pour un élément couplé à l'acier. Cette différence d'impédance électrique entraîne une très faible sensibilité du capteur, défaut qui pourra être contourné par une adaptation d'impédance électrique des éléments au système d'acquisition.

#### 3.3.2 Possibilités d'adaptation électrique

Le comportement en impédance d'un transducteur piézoélectrique peut être grossièrement modélisé par un comportement capacitif. Les deux électrodes d'un élément en constituent d'une certaine façon les armatures et les propriétés intrinsèques de la céramique peuvent être prises en compte par la simple expression :

$$C_0 = \frac{\varepsilon_{33}^S S}{e} \quad (3.6)$$

où  $C_0$  est la capacité statique du transducteur rigidement lié [46],  $\varepsilon_{33}^S$  la constante diélectrique caractéristique intrinsèque de la céramique,  $S$  et  $e$ , la surface et l'épaisseur de la céramique composant la partie active du transducteur. L'impédance électrique de l'élément est inversement proportionnelle à sa capacité. Pour une fréquence donnée, fixée par une épaisseur  $e$  et pour une surface d'émission  $S$ , on ne peut réduire une impédance électrique que par le choix de certains paramètres :

- **Choisir un matériau à forte constante diélectrique.** Dans notre configuration on a déjà un piézocomposite avec  $\varepsilon_{33}^S \approx 800 \varepsilon^0$ . On pourrait toutefois utiliser un plus fort taux de céramique, mais on maîtriserait moins les modes de vibration parasites. D'autres solutions sont envisageables à travers des matériaux du type

monocristaux PZN-PT ou PMN-PT, caractérisés par des permittivités plus fortes que celles d'une céramique. Le coefficient électromécanique en mode épaisseur  $k_T$  est de l'ordre de 50%, mais le coefficient électromécanique en mode barreau  $k_{33}$  peut atteindre des valeurs de l'ordre de 90%, ce qui présente un intérêt pour des structures piézocomposites [58, 59, 60]. La découpe des monocristaux n'est cependant pas aussi maîtrisée que la découpe de céramiques.

- **Adaptation par multicouche piézoélectriques.** Le fait d'empiler des transducteurs piézoélectriques dans le sens de l'épaisseur peut être considéré comme l'insertion de couches de métallisation supplémentaires venant augmenter la surface des électrodes. Si on réalise un bicouche, nous augmentons la surface de métallisation de deux fois, pour  $N$  couches, nous pouvons considérer qu'on divise l'impédance électrique d'un élément piézoélectrique par  $N^2$  [61].
- **Adaptation par transformateur d'impédance.** Cette technique est relativement simple par sa conception. Il suffit de réaliser un transformateur avec un rapport reproduisant le rapport des impédances entre le transducteur et le système d'acquisition. Dans ce cas, on doit réaliser et d'installer un transformateur pour chaque élément du réseau, ce qui conduit à un système d'adaptation relativement volumineux.

#### 3.3.3 Choix d'adaptation

Le besoin d'adaptation électronique est justifié par l'écart observé entre l'impédance des éléments émetteurs (environ  $1k\Omega$ ) et un système d'acquisition standard à  $50\Omega$ . Il s'agit d'un problème souvent posé par la conception de réseaux ultrasonores, en particulier de réseaux matriciels dans lesquels la taille des éléments émetteurs est généralement très réduite.

Dans le cadre de cette étude, on choisit une solution utilisant des transformateurs d'impédance. Ceci nous permet d'utiliser les éléments tels qu'ils ont été conçus par l'étude décrite aux sections 3.1 et 3.2. Dans la suite de ce travail, on étudie le comportement acoustique d'un élément du réseau seul et on utilisera l'adaptation électronique lors de l'étude du réseau complet.

Notons que les deux autres méthodes envisagées doivent faire l'objet d'études supplémentaires, non envisagées dans le cadre de ce travail de thèse, avant d'être mises en œuvre. En effet, l'utilisation de monocristaux comme la fabrication en multicouche, impose un changement de la structure piézocomposite.

### 3.4 Conclusions sur la conception électroacoustique

On décrit dans ce chapitre les premières étapes pour la conception d'un réseau matriciel conformable, à savoir l'élément émetteur.

On montre que le meilleur moyen d'émettre vers un milieu de propagation tel que l'acier, est d'utiliser un matériau actif comme une céramique piézoélectrique à forte impédance acoustique. Toutefois, l'excitation d'un élément dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde, ne peut être maîtrisée que par l'emploi d'une technique comme le piézocomposite 1-3, qui canalise l'excitation suivant l'épaisseur de l'élément émetteur.

Cette conception nous a permis de réaliser des élément émetteurs, dont le comportement de la partie active est en accord avec les simulations du modèle élément finis *PZFlex*. Le paramétrage du reste de l'empilement comprenant un backing et une lame avant a été réalisé par un modèle KLM. Parmi les deux solutions testées, on note que la lame acier procure une meilleure sensibilité, mais la fabrication d'un nombre important d'éléments ne peut être envisagée que par l'utilisation d'une lame en époxy chargée, dont le processus de fabrication n'est pas maîtrisé.

On montre par ailleurs que le rayonnement ultrasonore, en termes de directivité et d'amplitude d'ondes L par rapport aux ondes T, est indépendant de ce choix de lame. Par la suite on caractérise le rayonnement ultrasonore d'un élément tel qu'il a été décrit dans ce chapitre, à savoir avec une lame en époxy chargée, un backing et sans adaptation électrique.





# Chapitre 4

## Rayonnement d'un élément émetteur

La conception d'un réseau ultrasonore conformable nécessite un outil de simulation du rayonnement adapté afin d'en prévoir le comportement acoustique. Un modèle de source au contact implémenté à *Champ Sons* est choisi pour cette conception en raison de la rapidité de calcul offerte par la modélisation semi-analytique.

On veut confronter le modèle décrit au chapitre 2 avec la mesure du champ du déplacement en transmission décrite en annexe B. Quelques écarts entre la mesure et le modèle nous amènent à utiliser le logiciel *PZFlex*, basé sur les éléments finis, pour vérifier le type de sollicitations produit par un élément émetteur à l'interface entre le traducteur et la pièce inspectée. Nous notons alors des différences entre ces résultats et les hypothèses de calcul *Champ Sons*, dans lequel on suppose que les contraintes à l'interface sont exclusivement normales à celle-ci. Enfin, on réalise un calcul numérique en configuration 3D, simulant l'intégralité de la structure émettrice et le rayonnement en champ lointain, qui s'avère être très proche de la mesure.

## 4.1 Analyse expérimentale

Afin de valider expérimentalement les résultats du modèle de calcul *Champ Sons* appliqué à un élément émetteur tel qu'on l'a conçu au chapitre 3, nous avons réalisé des mesures du champ de déplacement émis par un tel élément au contact direct avec une cale en acier.

### 4.1.1 Description du dispositif

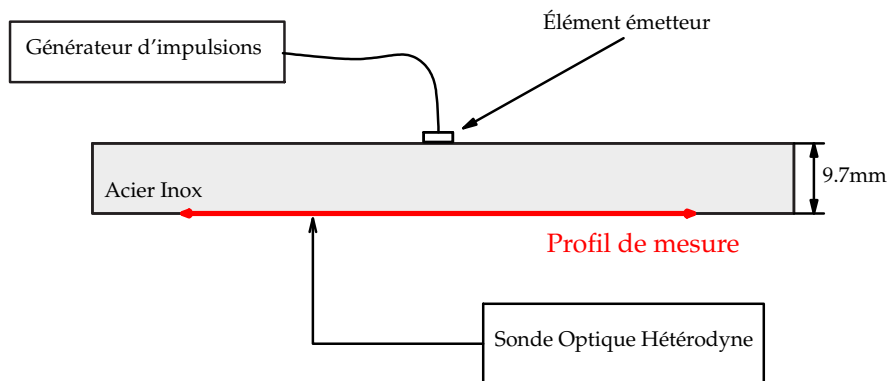


FIG. 4.1 – Dispositif expérimental de mesure en transmission par une sonde optique hétérodyne.

On observe figure 4.1 le dispositif expérimental, avec le générateur auquel est connecté l'élément émetteur fournissant une impulsion négative sous la forme d'un créneau d'une largeur de 165ns. Cette excitation convient à un émetteur de ce type dont la fréquence centrale est à 3MHz, la coupure du signal d'excitation se situant à 6MHz. L'émetteur caractérisé est rectangulaire de 1mm de long par 2mm de large pour une fréquence centrale d'émission d'environ 2.25MHz à mi-hauteur du spectre et 2.90MHz au maximum, comme on peut le voir figure 4.4.

### 4.1.2 Analyse des résultats

On rappelle que l'élément émetteur a une ouverture de 1mm suivant  $x$  et 2mm suivant  $y$ . Le Bscan<sup>1</sup> mesuré, représenté sur la figure 4.2, est extrait de la cartographie représentée en annexe B, suivant un profil rectiligne dans la direction  $x$  sur un balayage de 36mm. On peut y distinguer plusieurs fronts d'ondes dont les principaux sont le premier front d'onde longitudinale L1 et le premier front d'onde transverse T1. Les derniers fronts d'onde, L3 et T3, viennent d'un triple trajet dû à deux rebonds successifs sur le fond puis sur la surface, avant d'être détectés à nouveau sur le fond par la sonde optique. On peut repérer facilement sur la figure 4.2 les interférences de L3 avec le premier front d'onde transverse T1, ce qui perturbe la mesure réalisée.

<sup>1</sup>Représentation balayage-temps de données ultrasonores.

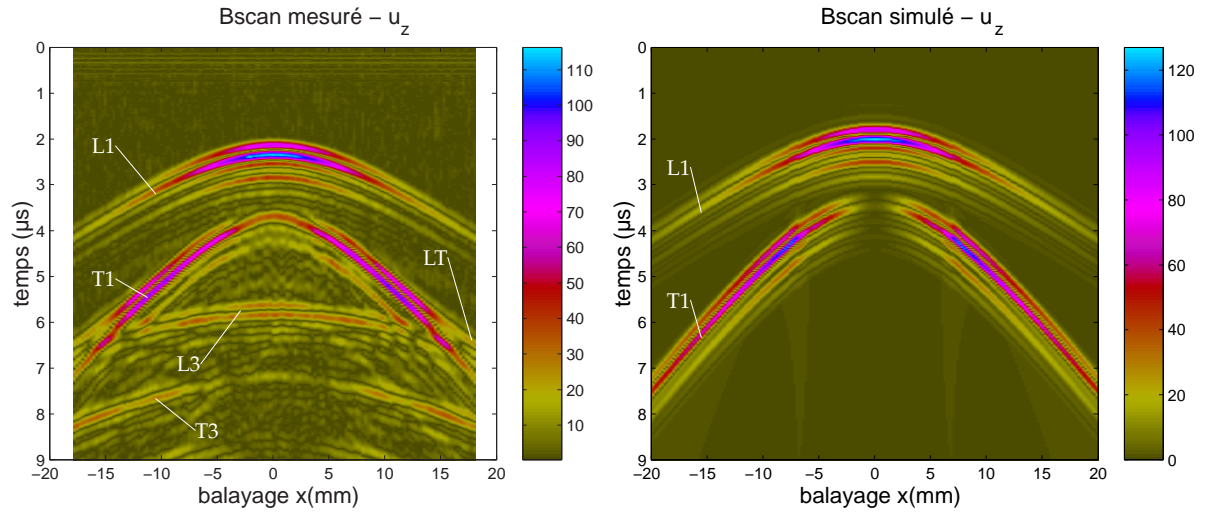


FIG. 4.2 – Composante normale du déplacement  $u_z$  sur un profil à  $z=9.7\text{mm}$  de l'émetteur. Mesure en transmission par sonde optique hétérodyne à gauche, simulation du champ en émission à droite.

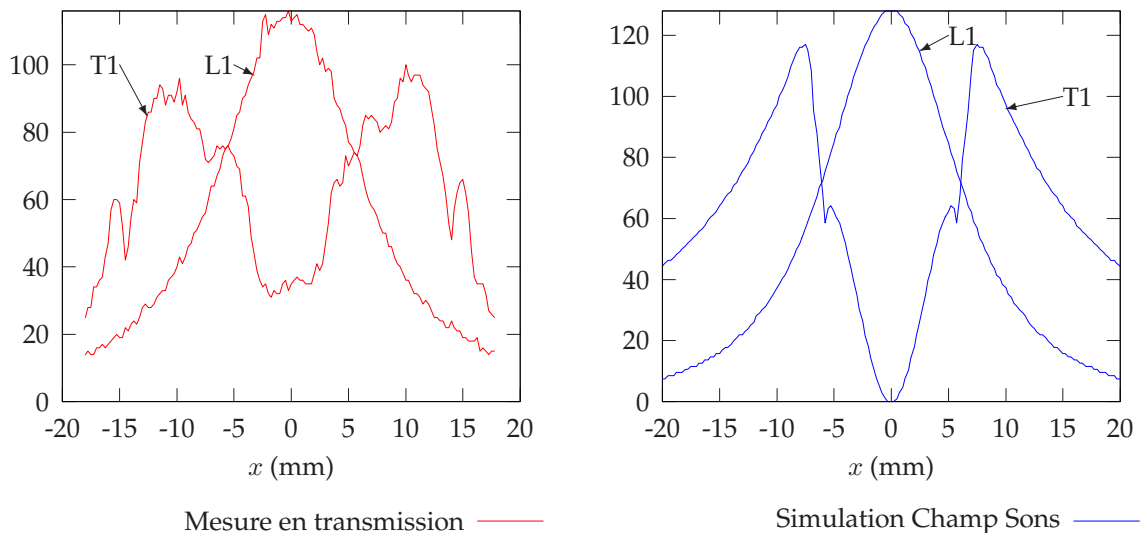


FIG. 4.3 – Échodynamiques des modes L et T découplés, correspondant aux Bscan de la figure 4.2.

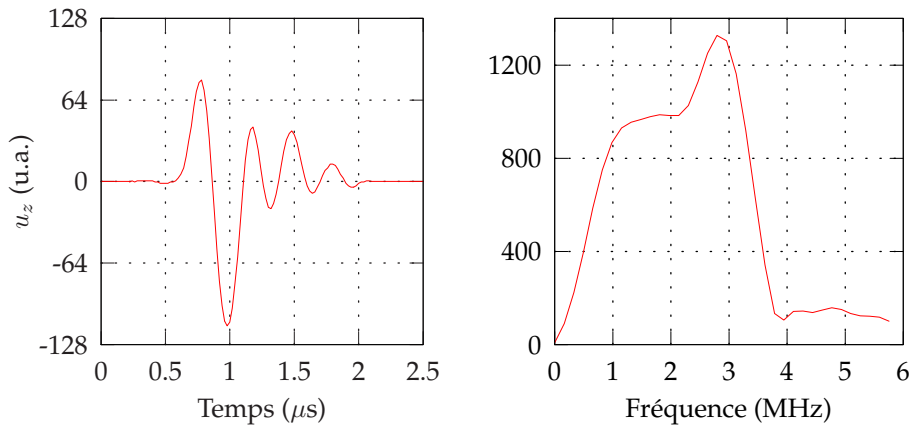


FIG. 4.4 – Signal mesuré en transmission par la sonde optique. Le mode L est isolé et sert au « post-traitement » des simulations *Champ Sons*.

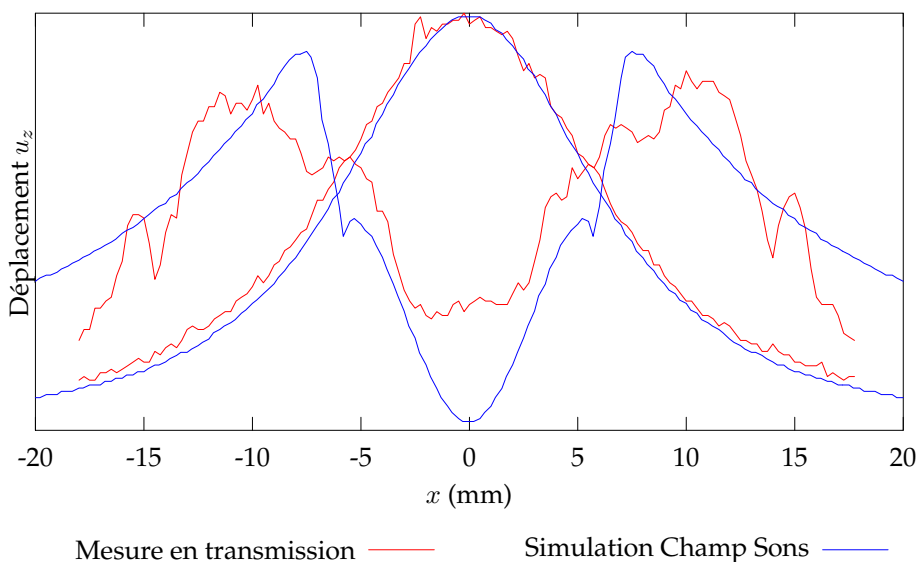


FIG. 4.5 – Échodynamiques des modes L et T découplés. Comparaison de la mesure en transmission et de la simulation *Champ Sons*.

Une simulation réalisée par *Champ Sons* prend en compte le signal mesuré dans l'axe de l'élément au point  $x=0\text{mm}$  et  $y=9.7\text{mm}$  (voir figure 4.4). Le Bscan est illustré figure 4.2 à droite et ne décrit pas les ondes réfléchies L3 et T3 puisque seul le champ en émission est calculé. On trouve donc les deux modes de propagation en ondes L1 et T1. En relevant l'échodynamique des Bscans illustrés figure 4.2 et en les superposant, on obtient le résultat figure 4.5. Le mode L est très bien décrit par la simulation *Champ Sons*. Par contre la description du mode T n'est pas en accord avec la mesure pour les points suivants :

- Le maximum d'amplitude en mesure est atteint pour  $x = \pm 10.5\text{mm}$ , alors que le calcul *ChampSons* le situe autour de  $x = \pm 7.7\text{mm}$ .
- Dans la description des ondes T pour les balayages supérieurs à  $15\text{mm}$ . Cet écart

peut être traduit par le fait qu'on ne calcule pas le champ réfléchi sur le fond de la cale.

- On note aussi une très forte amplitude de l'onde T dans l'axe de l'élément émetteur en mesure, alors que le modèle prend pourtant en compte les effets de diffraction et prédit une amplitude presque nulle. Cette différence d'amplitude peut provenir de l'approximation en champ lointain, négligeant un terme en  $(1/r^2)$  décrit dans l'équation (2.5) page 31.

### 4.1.3 Conclusions

Le comportement du rayonnement d'une onde L est correctement prédit par le modèle *Champ Sons* alors que celui des ondes T montre quelques disparités avec la mesure. Cet écart de prédiction peut être justifié par le fait que les hypothèses de calcul du modèle n'ont pas la même influence si on calcule le rayonnement en ondes L ou en ondes T. Ces calculs considèrent que le traducteur vibre uniformément en mode piston fournissant ainsi une contrainte normale et uniforme suivant l'ouverture de l'élément. D'ailleurs l'analyse des modes de vibration d'un élément en piézocomposite (voir paragraphe 3.1.2 page 51) tend à conforter cette hypothèse.

Si toutefois on a une présence de contraintes tangentielles, la directivité de la source en ondes T a un module supérieur à celui des ondes L, d'après ce qu'on peut observer sur le graphe A.3. Ceci nous amène à considérer que la présence de sollicitations tangentielles, même faible, peut avoir une influence non négligeable sur le champ rayonné en ondes T. C'est pour cette raison que nous procédons à une analyse par éléments finis pour étudier précisément les sollicitations produites par un élément émetteur.

## 4.2 Sollicitations produites par un émetteur à l'interface

Dans cette section, nous exposerons quelques résultats issus d'analyses par éléments finis réalisées grâce au logiciel *PZFlex*. Ce type de logiciel peut simuler le comportement électromécanique d'une structure piézoélectrique ainsi que des grandeurs mécaniques comme les contraintes ou les vitesses comme dans la plupart des logiciels utilisant la méthode des éléments finis. Les résultats seront exposés de façon à pouvoir analyser les différents types de sollicitation en termes de contraintes normales et tangentielles générées par un élément émetteur dans une zone proche de l'interface traducteur-acier.

### 4.2.1 Répartition du champ de contraintes à l'interface

On veut se faire une représentation de la sollicitation à la surface d'une pièce en acier provoquée par l'élément émetteur de 1mm de long suivant  $\vec{x}$  et de 2mm de large

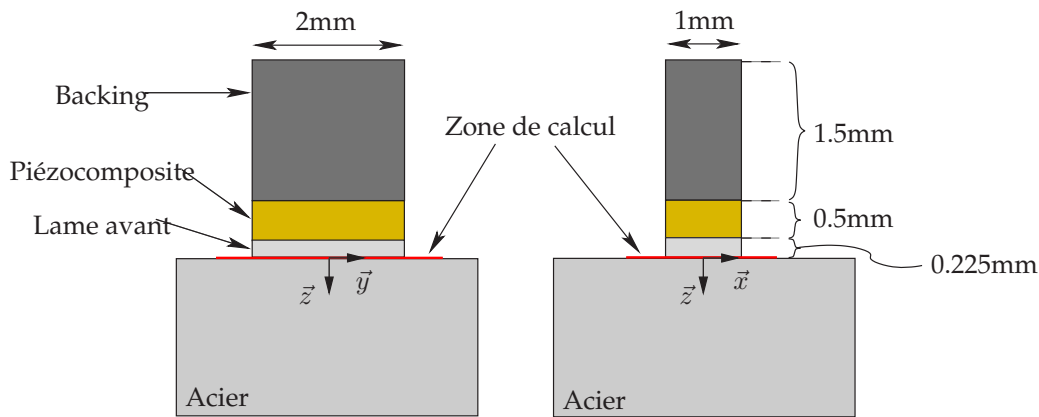


FIG. 4.6 – Configuration d'un calcul éléments finis. Schéma de la zone de calcul (en rouge) à l'interface entre l'élément émetteur et la pièce en acier.

suivant  $\vec{y}$  (voir figure 4.6), muni d'un backing et d'une lame avant en époxy chargée. *PZFlex* peut prendre en compte la structure électroacoustique de la plupart des émetteurs ultrasonores utilisant des matériaux piézoélectriques [45]. Puisque nous sommes en mesure de simuler les effets piézoélectriques, on applique à ce modèle une tension entre la face avant et arrière du piézocomposite. Pour reproduire les conditions de l'expérience, cette tension est appliquée sous la forme d'un créneau de 165ns de largeur.

L'objectif de ce calcul est de vérifier les hypothèses faites sur l'uniformité du champ de contrainte à la surface du solide pour le calcul du champ de déplacement généré dans le volume. On calcule ainsi les trois composantes du tenseur des contraintes correspondant aux sollicitations normales et tangentielles pouvant apparaître dans cette configuration, à savoir la composante  $\sigma_{zz}$  suivant  $\vec{z}$ ,  $\sigma_{zx}$  dans la direction  $\vec{x}$  et  $\sigma_{zy}$  dans la direction  $\vec{y}$ .

### Simulations sans couplant fluide

Dans la première configuration simulée par le modèle éléments finis, on n'utilise aucun couplant entre le traducteur et la pièce en acier. Il s'agit donc d'établir une situation de référence théorique, car en réalité on a une épaisseur de gel aqueux. La lame avant du traducteur peut ainsi être considérée comme collée à la pièce en acier par des conditions de continuité des contraintes normales et tangentielles à l'interface.

On remarque, figure 4.7, que les contraintes  $\sigma_{zz}$  couvrent toute l'ouverture de l'élément émetteur qui s'étend de  $x = -0.5\text{mm}$  à  $x = +0.5\text{mm}$  et de  $y = -1\text{mm}$  à  $y = +1\text{mm}$ . Ce calcul montre aussi la présence de contraintes tangentielles représentées par les quantités  $\sigma_{zx}$  et  $\sigma_{zy}$ . Celles-ci sont localisées sur le périmètre de l'élément émetteur aux deux bords parallèles à l'axe  $\vec{y}$  en  $x = \pm 0.5\text{mm}$  pour  $\sigma_{zx}$ , et aux deux bords parallèles à l'axe  $\vec{x}$  en  $y = \pm 1\text{mm}$  pour  $\sigma_{zy}$ .

L'analyse temporelle de ces données peut être réalisée d'après la représentation du type Bscan figure 4.8. En ce qui concerne les contraintes normales, on peut obser-

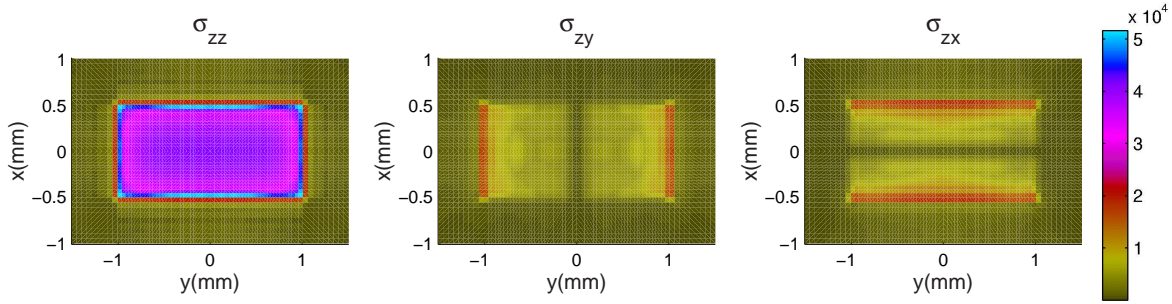


FIG. 4.7 – Champ de contraintes simulé par *PZFlex* dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . Représentation du type Cscan des quantités  $\sigma_{zz}$ ,  $\sigma_{zy}$  et  $\sigma_{zx}$ .

ver l'émission d'un front d'onde d'amplitude quasi-uniforme sur l'ouverture de l'élément. Il s'agit de l'excitation du transducteur qu'on attribue aussi au mode épaisseur du piézocomposite. En observant les contraintes tangentielles, on remarque qu'elles s'exercent surtout aux bords de l'élément émetteur. La forme temporelle est similaire au mode épaisseur observé pour les contraintes normales. Puis, on observe d'autres ondes d'amplitude plus faible se déplaçant vers l'intérieur de l'élément.

La description des contraintes tangentielles est antisymétrique par rapport à l'axe  $(O, \vec{y})$  pour la quantité  $\sigma_{zx}$ , respectivement antisymétrique par rapport à l'axe  $(O, \vec{x})$  pour la quantité  $\sigma_{zy}$ . Ce type de contraintes est généré au niveau des bords extérieurs de l'élément, son signe traduit en fait le sens de la force tangentielle ainsi exercée :  $\sigma_{zx}$  est appliquée sur la surface de normale  $\vec{z}$  dirigée dans le sens de  $\vec{x}$  si  $x > 0$  et dans le sens opposé si  $x < 0$ ; de la même manière  $\sigma_{zy}$  est dirigée dans le sens de  $\vec{y}$  si  $y > 0$  et dans le sens opposé si  $y < 0$ . Sur les Bscan représentés figure 4.8 en bas, cette polarisation des contraintes se traduit par une « opposition de phase » entre les deux bords opposés d'un élément émetteur.

Enfin, on note l'absence de contraintes normales ou tangentielles en dehors de l'ouverture de l'émetteur, ce qui montre qu'on se trouve sur une surface libre. Ceci nous conforte dans le rapprochement fait avec les hypothèses du problème de Lamb, dont une étude bibliographique est exposée au paragraphe 2.1.1.

### Simulations avec couplant fluide

On ajoute une lame de fluide avec les mêmes caractéristiques acoustiques que l'eau, entre le traducteur et la pièce en acier, afin de simuler les effets du couplant habituellement utilisé pour des traducteurs contact. On fixe cette hauteur d'eau à  $20\mu\text{m}$ , conformément à ce qu'on a observé dans les analyses fréquentielles paragraphe 3.2.2, figures 3.19 et 3.20. En théorie, l'interface ainsi créée doit assurer la continuité des contraintes normales, avec des contraintes tangentielles nulles en présence du fluide. On souhaite aussi observer l'influence des dimensions latérales de la lame d'eau : on définit une configuration où celle-ci est de la même dimension que l'ouverture de l'élément émet-



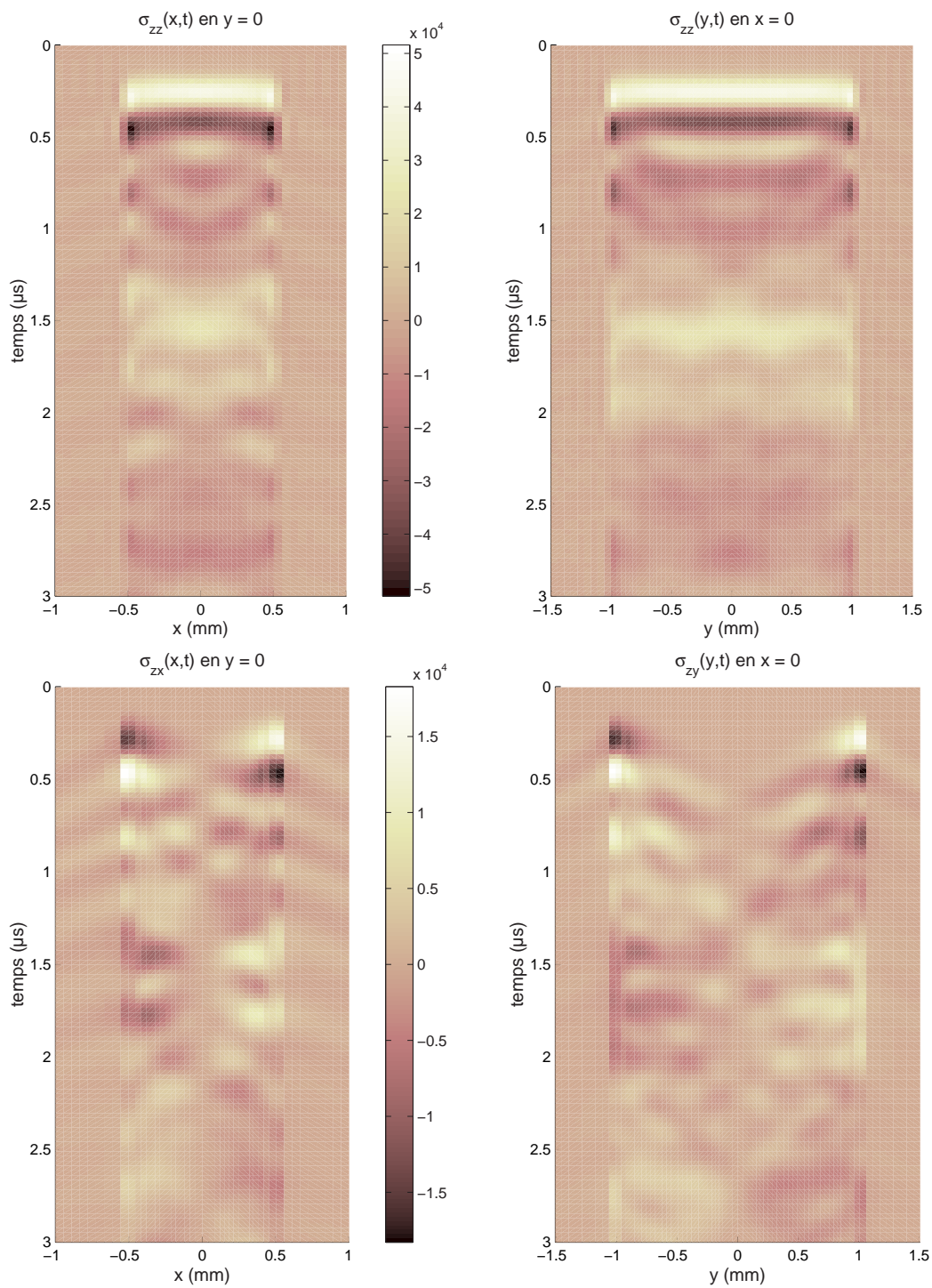


FIG. 4.8 – Champ de contraintes simulé par *PZFlex* dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . Représentation du type Bscan de  $\sigma_{zz}$  en haut, de  $\sigma_{zy}$  et  $\sigma_{zx}$  en bas.

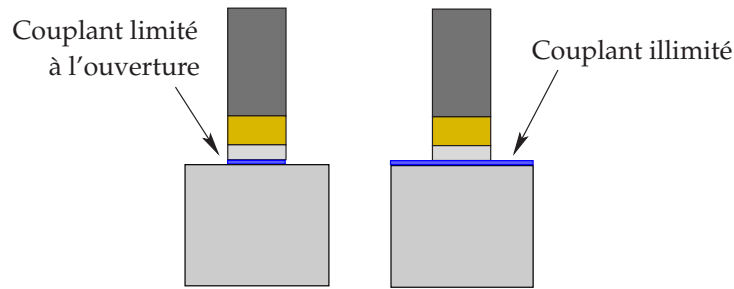


FIG. 4.9 – Schéma de la limitation des dimensions latérales du couplant.

teur ; une seconde configuration où les dimensions latérales sont « infinies ». Ces deux situations sont schématisées figure 4.9.

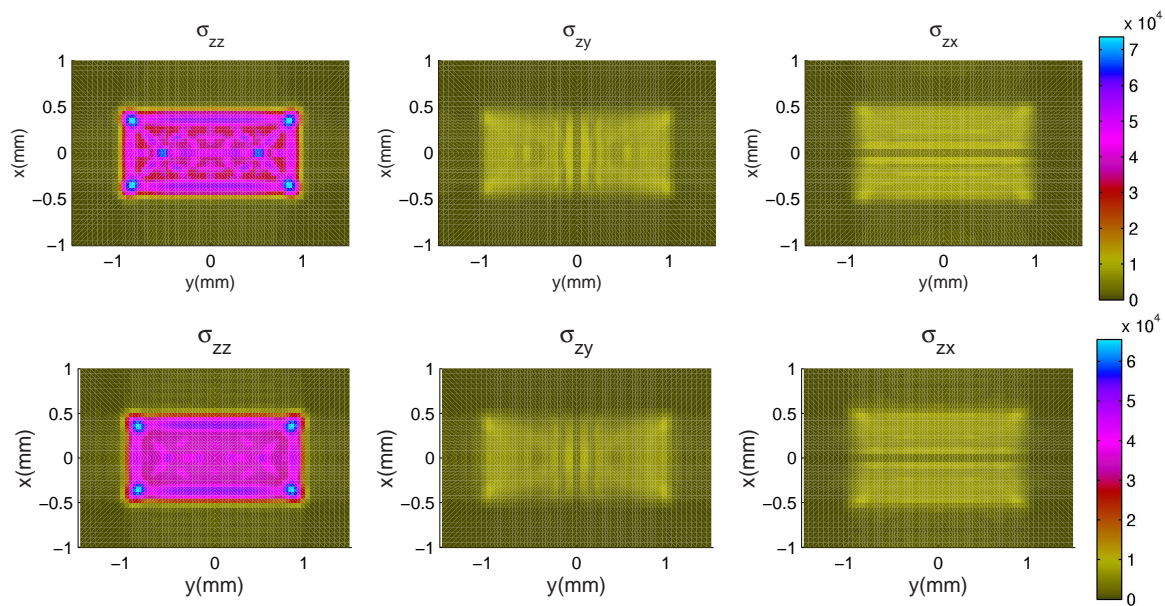


FIG. 4.10 – Champ de contraintes simulé par *PZFlex* dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$  avec une hauteur de couplant de  $20\mu\text{m}$ . En haut, le couplant est limité à l'ouverture de l'émetteur, en bas le couplant n'est pas limité.

Les résultats de ces simulations sont donnés sous la forme de Cscan figure 4.10. On observe la présence de contraintes normales réparties sur toute l'ouverture de l'émetteur, avec des maxima locaux d'amplitude. On note alors une différence dans la répartition de l'amplitude selon que le couplant soit limité ou non. Cette disparité peut être expliquée par les données en temporel représentées sur le Bscan figure 4.11. Par rapport à la configuration sans couplant représentée figure 4.8, on note la présence d'ondes se déplaçant le long de la surface en partant des bords de l'ouverture. On suppose ainsi qu'on soit en présence d'ondes de surface, dont le comportement est étudié plus en détail par la suite. Les quatre côtés de l'ouverture émettent ce type d'onde vers l'intérieur de l'ouverture<sup>2</sup> et on obtient ainsi diverses interférences dans les principaux axes de

<sup>2</sup>En effet, en dehors de l'ouverture on n'observe quasiment aucune contrainte.

symétrie de l'ouverture. Le fait que l'amplitude maximale soit légèrement plus importante dans le cas où le couplant est limité, indique que ce cas favorise des résonances latérales par rapport au cas où la lame est de dimension latérale infinie.

L'amplitude de  $\sigma_{zy}$  et de  $\sigma_{zx}$  n'est plus répartie sur les bords extérieurs de l'élément émetteur, comme on a pu l'observer dans le calcul sans couplant, figures 4.7 et 4.8. En effet, on observe comme pour les contraintes normales, des ondes de surface partant des bords se déplaçant vers l'intérieur de l'émetteur. Cependant, dans le cas où le couplant est limité à l'ouverture, on a une chute l'amplitude très brusque aux limites de l'émetteur. Cette différence s'adoucit lorsqu'on utilise un couplant illimité, ce qui montre une fuite d'une partie de l'énergie vers l'extérieur de l'élément dans cette configuration.

## Conclusions

L'étude des sollicitations réalisée dans ce paragraphe appartient de la caractérisation d'un élément émetteur du réseau conformable issu de la conception décrite au chapitre 3. On vérifie ainsi la nature des contraintes exercées à l'interface entre le traducteur et la pièce inspectée, utile pour le calcul du rayonnement par la méthode semi-analytique décrite section 2.1. Cette modélisation suppose que l'élément fournit des contraintes normales uniformément répartie sur l'ouverture émettrice. Les calculs réalisés dans ce paragraphe montrent la présence de contraintes tangentielles, très localisée aux bords extérieurs de l'ouverture émettrice, dans le cas théorique en absence de couplant fluide.

L'ajout d'un couplant fluide entre le traducteur et la pièce fait apparaître des résonances particulières, issues d'ondes de surface, n'existant que dans l'ouverture de l'élément émetteur, si on limite la lame de couplant à l'ouverture émettrice. Si on change le modèle pour étendre la lame de fluide sur la totalité de la surface libre de la pièce, on remarque une légère propagation vers l'extérieur de l'élément. Ceci montre que la présence de couplant influe sur l'apparition d'ondes de surface dont on explique la présence par la suite.

### 4.2.2 Répartition du champ de contraintes au voisinage de l'interface

Les résultats sont prélevés à la troisième maille en partant de la surface dans l'acier, soit une profondeur comprise entre 100 et 150  $\mu\text{m}$ . Comme précédemment, on calcule les trois composantes des contraintes appliquées sur la surface libre. Un autre paramètre pouvant jouer un rôle important dans la génération d'ondes ultrasonores est la hauteur de couplant présente entre l'élément émetteur et la pièce en acier. On a fait varier ce paramètre sur quatre valeurs : 0, 20, 40 et 60  $\mu\text{m}$ .

Les calculs réalisés sont exposés dans la figure 4.13 sous la forme de Cscans, à savoir

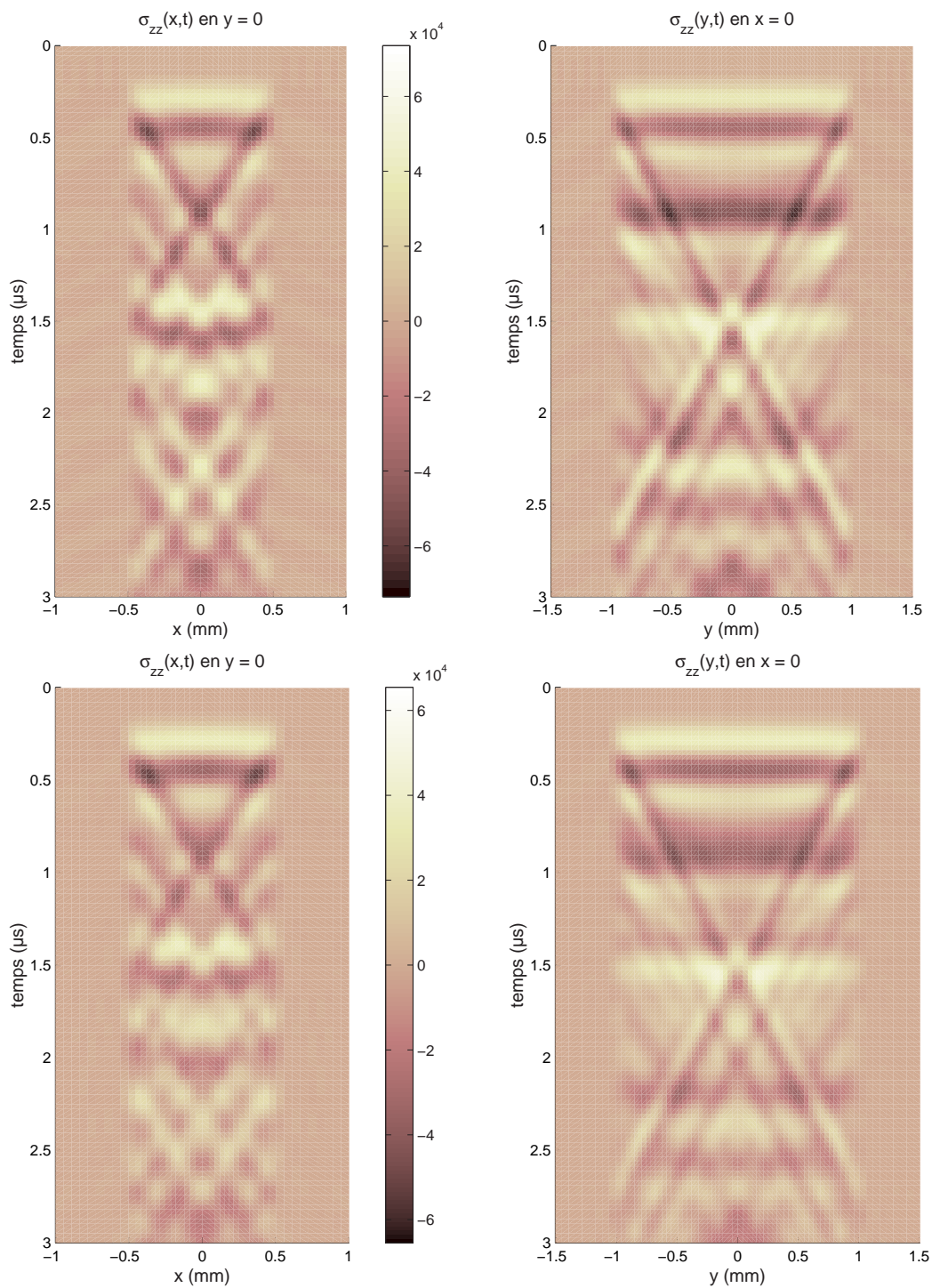


FIG. 4.11 – Représentation Bscan du champ de contrainte normale  $\sigma_{zz}$  simulé par *PZ-Flex*. En haut la configuration avec le couplant limité à l'ouverture, en bas avec le couplant non limité.

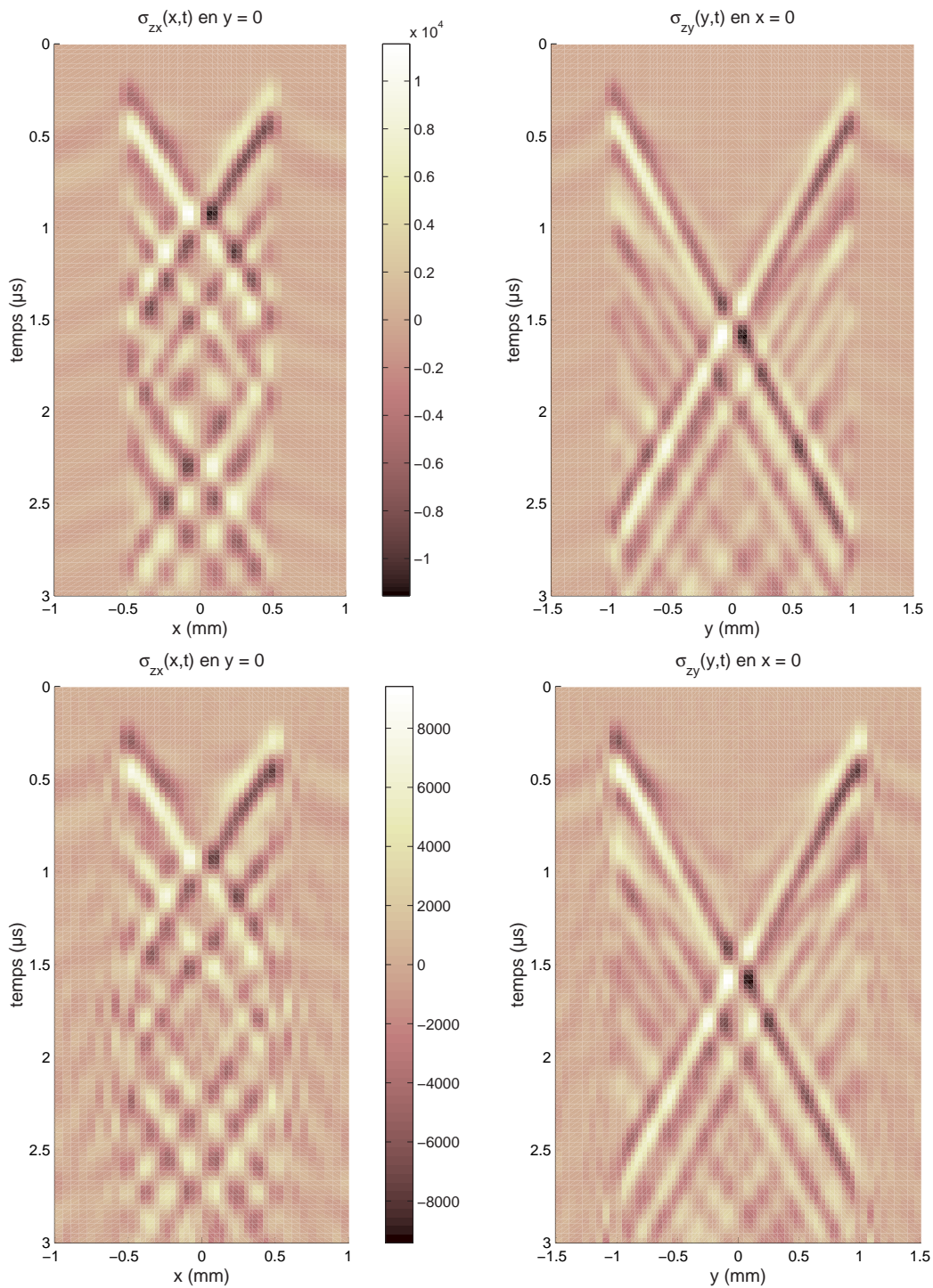


FIG. 4.12 – Représentation Bscan du champ de contrainte tangentielle  $\sigma_{zx}$  et  $\sigma_{zy}$  simulé par *PZFlex*. En haut la configuration avec le couplant limité à l'ouverture, en bas avec le couplant non limité.

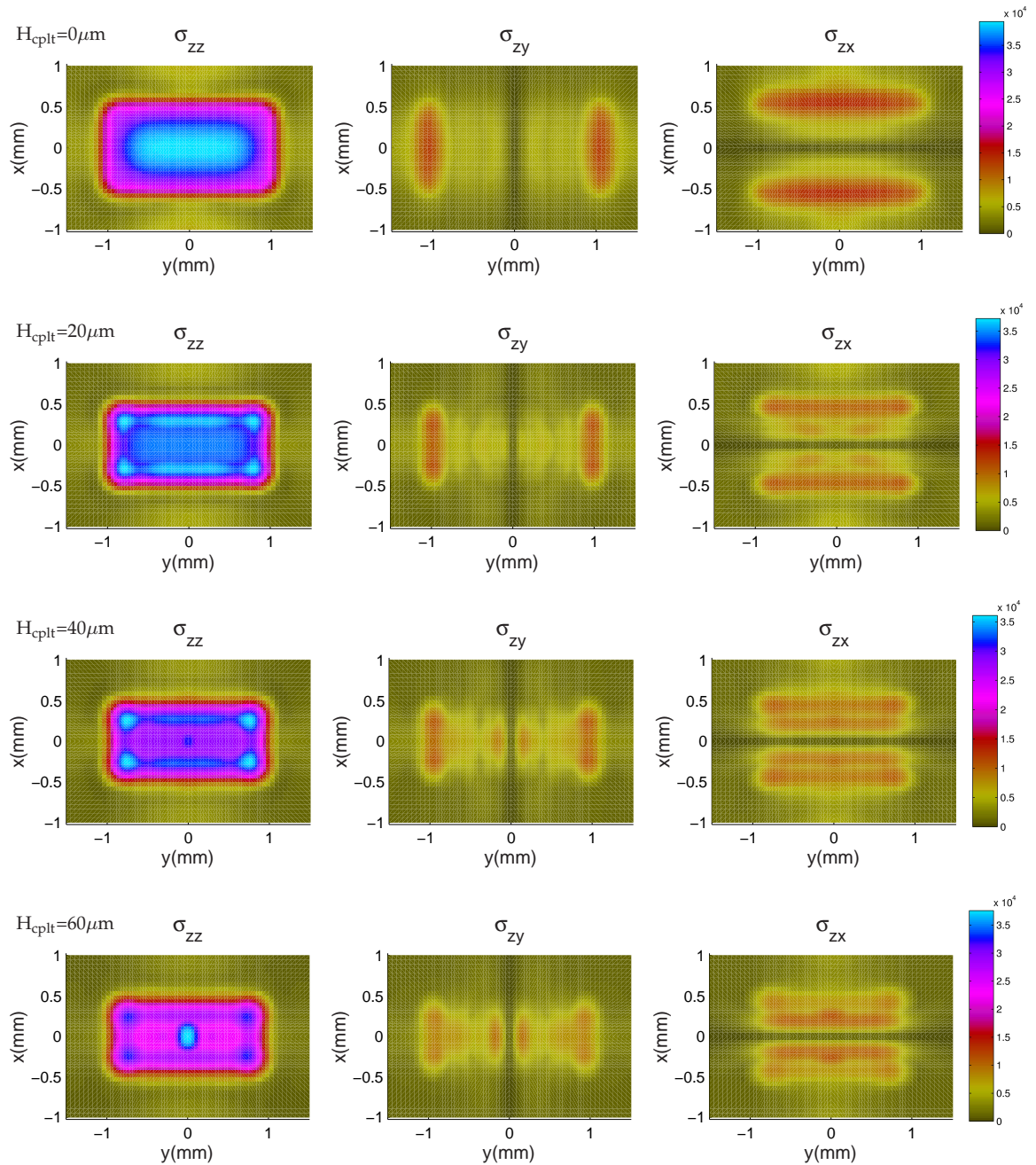


FIG. 4.13 – Champ de contraintes simulé par *PZFlex* dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$  : de haut en bas simulations réalisées avec différentes hauteurs de couplant (resp. 0, 20, 40 et  $60 \mu\text{m}$  de couplant fluide) ; de gauche à droite les différentes valeurs calculées (resp.  $\sigma_{zz}$ ,  $\sigma_{zy}$  et  $\sigma_{zx}$ ).

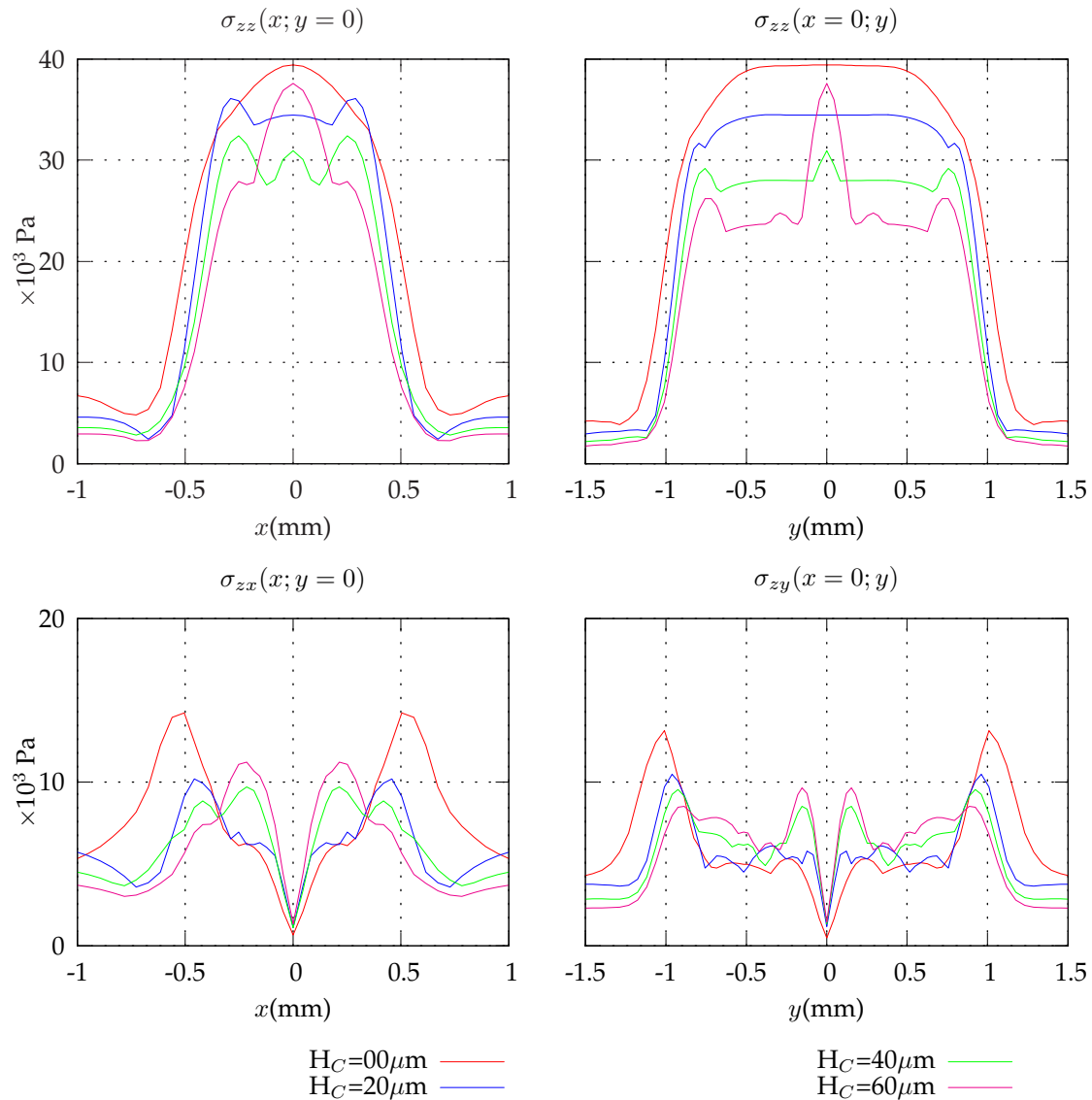


FIG. 4.14 – Profil de la contrainte normale et tangentielle produites par un élément  $1 \times 2\text{mm}^2$  en fonction de la hauteur de couplant entre l'élément et la pièce en acier.

une représentation dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$  des maxima d'amplitude. On choisit d'exploiter plus tard ces données en fonction du temps.

Cette représentation montre que les contraintes  $\sigma_{zz}$  couvrent toute l'ouverture de l'élément émetteur qui s'étend de  $x = -0.5\text{mm}$  à  $x = +0.5\text{mm}$  et de  $y = -1\text{mm}$  à  $y = +1\text{mm}$ . Ce calcul montre aussi la présence de contraintes tangentielles représentées par les quantités  $\sigma_{zx}$  et  $\sigma_{zy}$ . Celles-ci sont localisées sur le périmètre de l'élément émetteur aux deux bords parallèles à l'axe  $\vec{y}$  en  $x = \pm 0.5\text{mm}$  pour  $\sigma_{zx}$ , et aux deux bords parallèles à l'axe  $\vec{x}$  en  $y = \pm 1\text{mm}$  pour  $\sigma_{zy}$ .

La figure 4.14 montre les profils des contraintes  $\sigma_{zz}$  et  $\sigma_{zx}$  en fonction de  $x$  à  $y = 0$ , et les contraintes  $\sigma_{zz}$  et  $\sigma_{zy}$  en fonction de  $y$  en  $x = 0$ . Ce résultat montre que la hauteur de couplant fait diminuer l'amplitude globale des contraintes exercées, ce qui est pré-

visible étant donné que l'insertion d'une lame fluide de faible impédance acoustique apporte de l'atténuation. Les calculs étant prélevés à une profondeur comprise entre 100 et 150 $\mu\text{m}$ , on observe un léger effet de diffraction qui fait réduire l'ouverture effective de l'élément émetteur. Aussi la répartition du champ des contraintes normales comme tangentielles n'est pas tout à fait nulle en dehors de la zone d'émission.

Pour mieux comprendre la nature des sollicitations d'un élément émetteur, nous pouvons analyser une coupe des données représentées sur la figure 4.13, suivant une dimension  $(O, \vec{x})$  ou  $(O, \vec{y})$ , en fonction du temps. Ces coupes sont représentées sur la figure 4.15 et 4.16 pour une configuration sans couplant, puis avec une hauteur de couplant de 20 $\mu\text{m}$  sous la forme de Bscans.

### Contraintes normales

La figure 4.15 montre que l'élément émetteur fournit, en absence de couplant, une contrainte  $\sigma_{zz}$  en phase sur l'ouverture pour  $-0.5\text{mm} \leq x \leq 0.5\text{mm}$  et pour  $-1\text{mm} \leq y \leq 1\text{mm}$ , ce qui forme un front d'onde principal qu'on attribue au mode épaisseur du piézocomposite. On aperçoit aussi une onde avec une amplitude plus faible que le mode épaisseur qui part des deux bords et semble parcourir la surface dans l'ouverture de l'élément. On peut mesurer directement sur le Bscan, la pente de ces fronts d'ondes, ce qui nous donne la vitesse de propagation  $c_R=2770\text{m/s}$ . On verra dans ce qui suit que cette onde peut être assimilée à un mode de Rayleigh.

En ajoutant une hauteur de couplant fluide, on retrouve le mode épaisseur réparti sur l'ouverture de l'élément, puis une onde partant des bords et parcourant la surface avec une vitesse plus lente que  $c_R$ . Cette propagation se fait surtout suivant  $\vec{y}$  à la vitesse  $c_{SS}=680\text{m/s}$ . On analysera par la suite ce type d'onde dont la vitesse, très lente pour l'acier, nous amènera à le considérer comme un mode de Scholte-Stoneley.

### Contraintes tangentielles

En absence de couplant, l'essentiel de la contrainte exercée est localisée sur chaque bord de l'élément émetteur et intervient au même instant que le mode épaisseur décrit avec  $\sigma_{zz}$ . Chaque bord émet un autre front d'onde d'amplitude moindre en parcourant la surface dans l'ouverture de l'élément à la vitesse  $c_R=2770\text{m/s}$ . L'ajout d'une hauteur de couplant de 20 $\mu\text{m}$  fait apparaître un front d'onde supplémentaire avec une vitesse  $c_{SS}=680\text{m/s}$ , comme on a pu le voir pour le cas des contraintes normales.

Le mode épaisseur du piézocomposite correspond à une contrainte normale, uniforme et en phase sur l'ouverture comme ce qu'on observe figure 4.15, en absence de couplant. Ceci correspond au mode d'émission le plus communément admis dans le cas de la modélisation de transducteurs à ondes L au contact des solides [8, 23]. Les calculs réalisés montrent en plus la présence de contraintes tangentielles d'amplitude



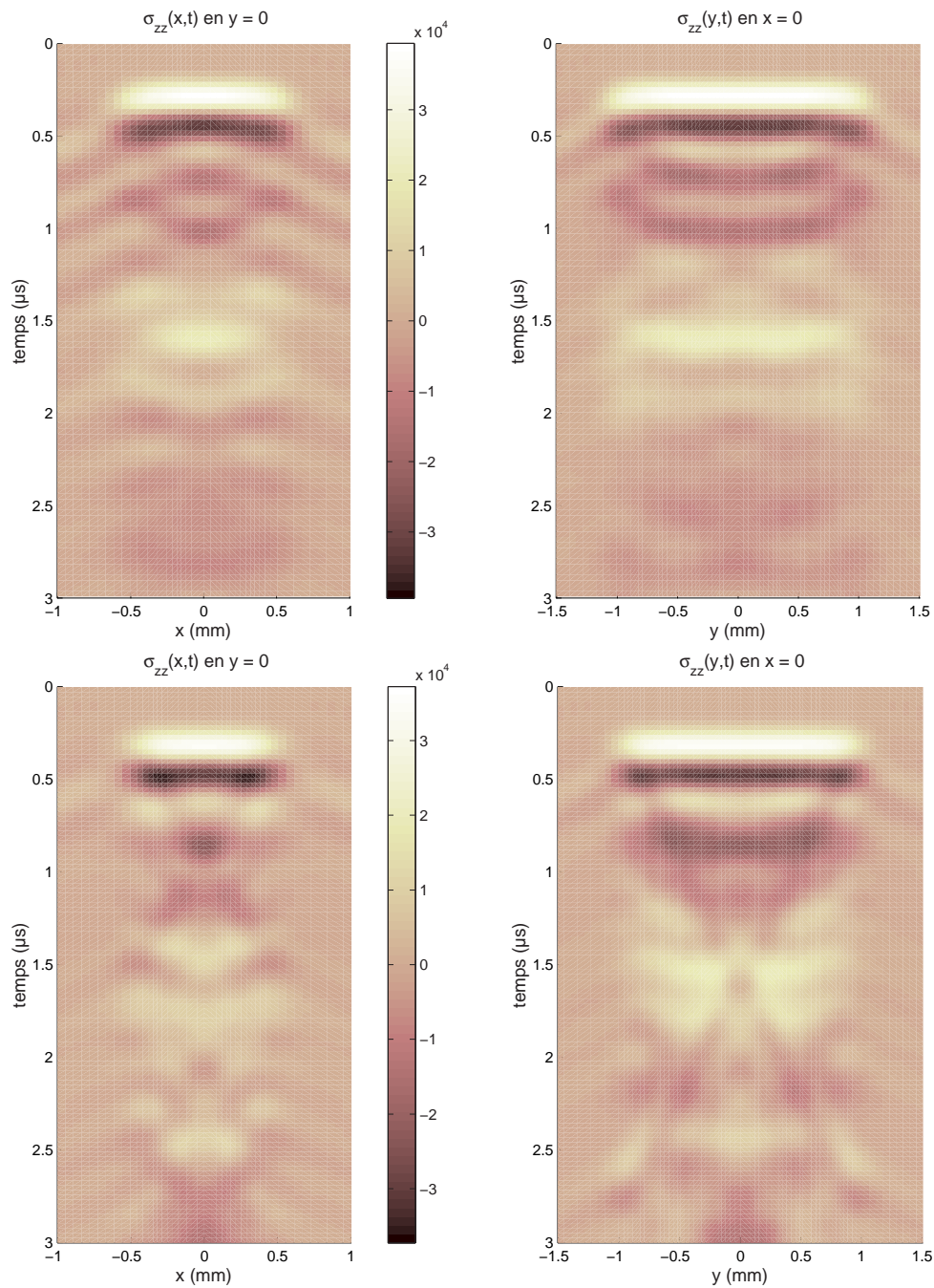


FIG. 4.15 – Représentation du champ de contraintes  $\sigma_{zz}$  suivant l'axe  $O\vec{x}$  (à gauche) et  $O\vec{y}$  (à droite), en fonction du temps. En haut la configuration sans couplant, en bas la configuration avec  $20\mu\text{m}$  de couplant.

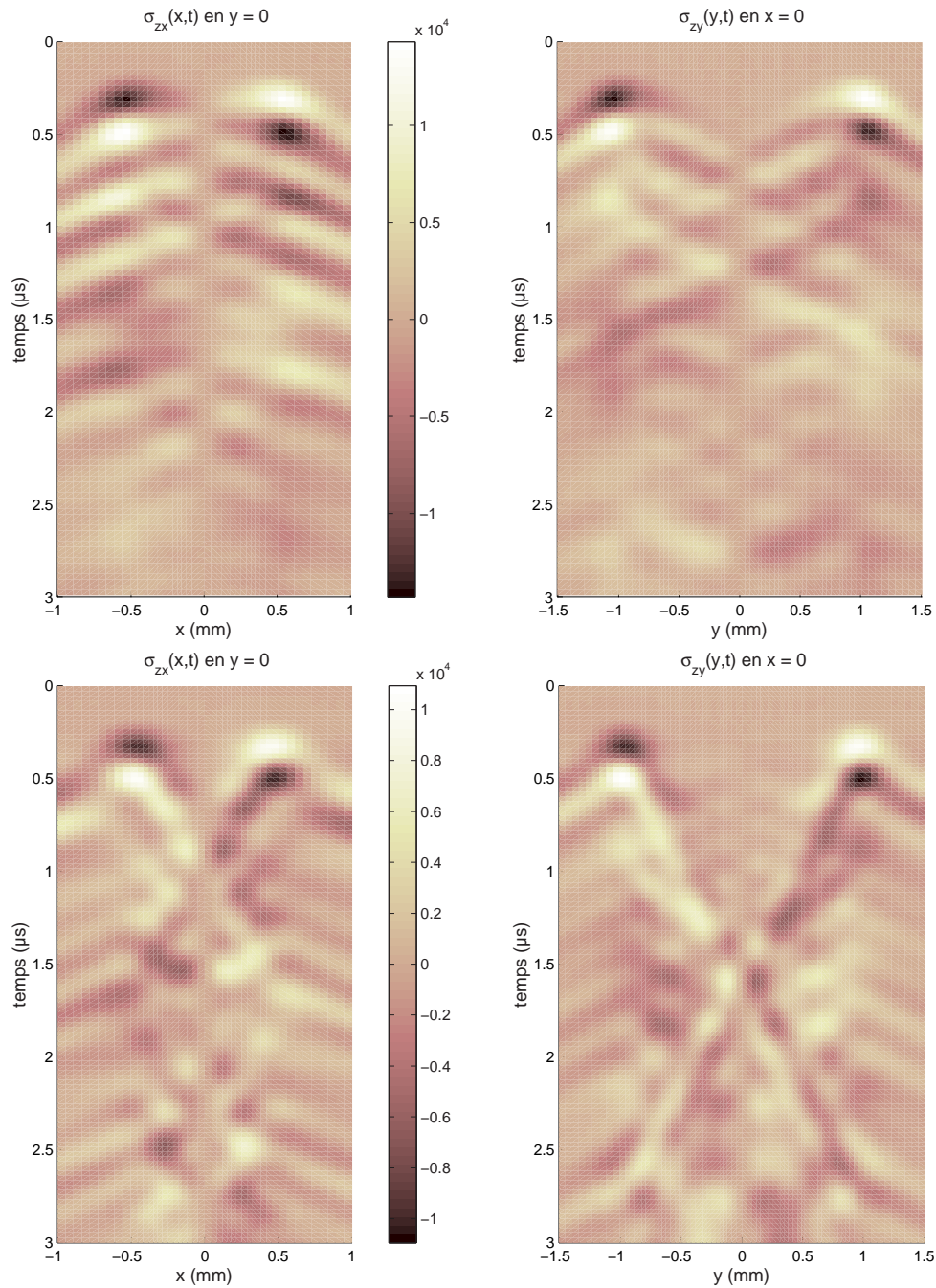


FIG. 4.16 – Représentation du champ de contraintes tangentielles  $\sigma_{zx}$  suivant l'axe  $O\vec{x}$ , à gauche, et  $\sigma_{zy}$  suivant l'axe  $O\vec{y}$ , à droite, en fonction du temps. En haut la configuration sans couplant, en bas la configuration avec  $20\mu\text{m}$  de couplant.

non négligeable, puisque le maximum de  $\sigma_{zx}$  peut atteindre 35% du maximum de  $\sigma_{zz}$ , dans le cas où on n'a pas de couplant.

### Interprétation de la nature des ondes de bord

Nous avons principalement décrit les résultats obtenus en absence de couplant et pour une hauteur de  $20\mu\text{m}$ , cependant les phénomènes décrits sont tout à fait semblables pour des hauteurs de 20, 40 et  $60\mu\text{m}$  d'un point de vue qualitatif. On regroupe dans le tableau 4.1 les vitesses déduites des Bscan des contraintes  $\sigma_{zy}$  pour les hauteurs de couplant de 0, 20, 40 et  $60\mu\text{m}$ . Ces données montrent que la vitesse  $c_R$  varie assez peu contrairement à la vitesse  $c_{SS}$  qui s'accélère si la hauteur de couplant augmente.

Hauteur de couplant ( $\mu\text{m}$ )	0	5	20	40	60
$c_R$ (m/s)	2770	2730	2770	2890	2890
$c_{SS}$ (m/s)	—	475	680	850	950

TAB. 4.1 – Vitesse de propagation des fronts d'onde à la surface transducteur-acier.

Les fronts d'onde générés par le bord de l'élément émetteur et présents à l'interface élément-acier peuvent être interprétés comme des ondes de surface. Pour argumenter cette hypothèse, on peut citer une expérience réalisée par Gendreau, dans le cadre de ses travaux de thèse [23], avec une sonde optique pour mesurer les déplacements à la surface d'un transducteur en piézocomposite couplé à un solide isotrope. Un élément émetteur d'une barrette de phase a été couplé à un prisme en polymère transparent (du Plexiglas) et la surface de contact entre le transducteur et le prisme a été métallisée pour augmenter sa réflectivité et ainsi améliorer la mesure de la sonde optique. Cette mesure révèle en plus du mode épaisseur uniforme du transducteur, deux ondes partant des bords du transducteur à des vitesses correspondant aux ondes de Rayleigh ainsi qu'aux ondes L dans le Plexiglas. Les ondes de Rayleigh restant confinées à la surface, on ne peut pas les prendre en compte dans le calcul du champ d'ondes de volume. Les ondes de tête parcourent la surface à la vitesse des ondes L pour rayonner des ondes T avec une décroissance rapide dans le volume, ce qui nous a déjà amenés à négliger cette contribution en champ lointain<sup>3</sup>.

Les simulations réalisées avec *PZFlex* présentées figures 4.13, 4.15 et 4.16 nous renseignent sur les contraintes. Elles montrent la présence d'ondes de Rayleigh, identifiables par leur vitesse  $c_R$ , mais aucune présence d'ondes de tête<sup>4</sup>. Nous avons une

<sup>3</sup>Voir l'approximation faite dans l'équation (2.6) paragraphe 2.1.2

<sup>4</sup>Les ondes de tête peuvent être d'amplitude négligeable devant les autres modes présents.

autre onde avec une vitesse notée  $c_{SS}$ , très lente par rapport aux vitesses de propagation habituellement rencontrées dans l'acier. On attribue cette onde à un mode guidé créé par les interfaces entre le transducteur, la lame avant et la pièce en acier considéré comme un milieu semi-infini.

Au paragraphe 3.1.2, nous avons observé le transducteur seul dans le vide et remarqué des comportements faisant intervenir des modes de Lamb à basse fréquence devant la fréquence de fonctionnement. Le fait d'assembler le transducteur à un backing et une lame avant, puis de coupler l'ensemble du traducteur à un solide considéré comme un milieu semi-infini peut annihiler les modes de Lamb en changeant les conditions de contraintes aux interfaces. On peut ainsi faire intervenir d'autres modes guidés comme les ondes de Stoneley [62, 63]. Une étude menée par Staecker et Wang [64] fait état d'une « onde lente » apparaissant lors de la propagation d'une onde plane dans le cas de deux solides semi-infinis séparés par une lame fluide. Il en ressort une relation de proportionnalité entre la vitesse de ce type d'onde et l'épaisseur de fluide notée  $H$  :

$$\lim_{H \rightarrow 0} c_{SS} \propto H^{1/3} \quad (4.1)$$

La figure 4.17 montre que cette relation est vérifiée dans le cas de l'onde lente décrite dans le cadre des simulations *PZFlex*, c'est-à-dire la vitesse  $c_{SS}$  décrite dans le tableau 4.1, en fonction de la hauteur de couplant (resp. 20, 40 et 60  $\mu\text{m}$ ). Le fait d'ajouter une lame de couplant fluide entre le transducteur et l'acier peut donc être favorable au mode de Scholte-Stoneley. Ce mode est dispersif, progresse à une vitesse inférieure à la vitesse de phase dans le fluide [65], et généralement considéré comme évanescent [66].

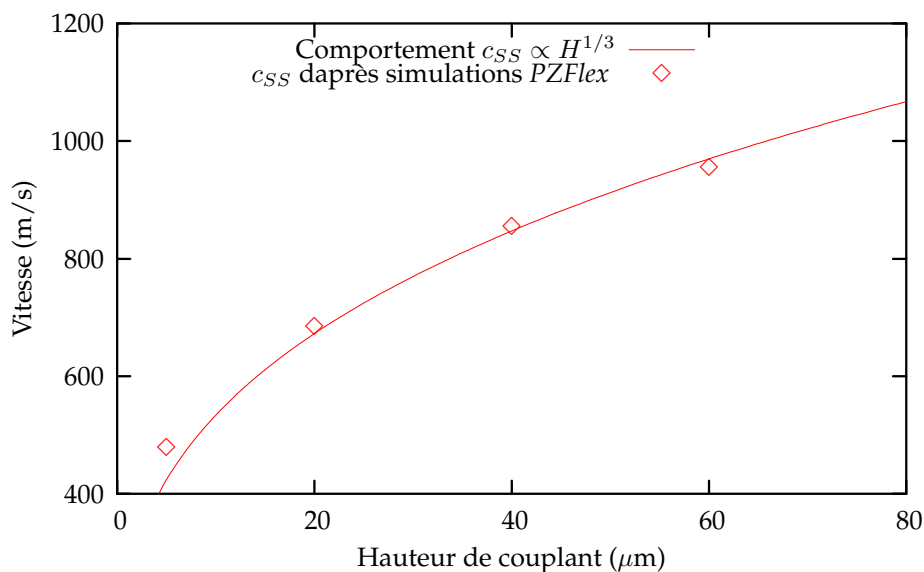


FIG. 4.17 – Comportement de la vitesse des ondes de Scholte-Stoneley d'après [64], en comparaison avec les vitesses prélevées des calculs *PZFlex*, voir tableau 4.1.

Notons que l'existence de ce mode dépend du fait que la hauteur de fluide soit constante sur toute l'ouverture, alors qu'en pratique un élément émetteur du traducteur conformable peut se présenter avec une certaine inclinaison par rapport à la surface de contact. En particulier si celle-ci est de forme complexe, un mode guidé comme celui de Scholte-Stoneley serait alors moins présent.

### Comportement global sur l'ouverture

On représente les mêmes résultats à des temps différents, les instantanés des fronts d'ondes générés par cet élément émetteur. La figure 4.18 montre le résultat du calcul réalisé pour une hauteur de couplant nulle. On voit que le champ de contrainte  $\sigma_{zz}$  est pratiquement uniforme sur la surface émettrice lors d'une alternance positive à  $t = 0.27\mu s$  et lors d'une alternance négative à  $t = 0.42\mu s$ . Ceci correspond au mode épaisseur et décrit une phase de compression ( $\sigma_{zz} > 0$ ) et une phase de dépression ( $\sigma_{zz} < 0$ ). Suivent alors diverses oscillations d'amplitude plus faible correspondant aux ondes de surface.

En prenant en compte une épaisseur de couplant de  $20\mu m$ , on obtient les résultats présentés sur la figure 4.19. On retrouve une répartition quasiment uniforme lors de l'alternance positive à  $t = 0.30\mu s$ , ce jusqu'à l'alternance négative à  $t = 0.46\mu s$  où des ondes de forte amplitude apparaissent aux quatre côtés de l'élément émetteur. Ces ondes se dirigent vers le centre de l'élément et interfèrent de façon constructive dans les deux axes de symétrie à des moments différents, vu la géométrie rectangulaire de l'élément émetteur, à  $t = 0.84\mu s$  sur l'axe  $O\vec{y}$  et à  $t = 1.61\mu s$  sur l'axe  $O\vec{x}$ . Ces interférences constituent en fait certains des maxima observés sur la figure 4.13.

La représentation de la contrainte tangentielle, figures 4.20 et 4.21, utilise la combinaison des données  $\sigma_{zx}$  et  $\sigma_{zy}$ . En effet, la force tangentielle exercée dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$  égale la somme vectorielle  $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$ . Dans une configuration sans couplant, la figure 4.20 montre la répartition de ce champ aux instants correspondant aux alternances positives et négatives du mode épaisseur. Ceci montre que les contraintes tangentielles sont exercées perpendiculairement au bord de l'élément vers l'extérieur pour une alternance positive de  $\sigma_{zz}$ , i.e. pour une compression et vers l'intérieur pour une alternance négative, i.e. pour une dépression.

Avec une épaisseur de couplant de  $20\mu m$ , on observe figure 4.21 une répartition similaire, avec une alternance positive à  $t = 0.27\mu s$  et une alternance négative à  $t = 0.42\mu s$ , soit en phase avec la contrainte normale figure 4.19. On observe aussi une propagation à partir de chaque coté de l'élément émetteur vers le centre d'une onde de Scholte-Stoneley, à  $t = 0.39\mu s$  et à  $t = 0.54\mu s$ .

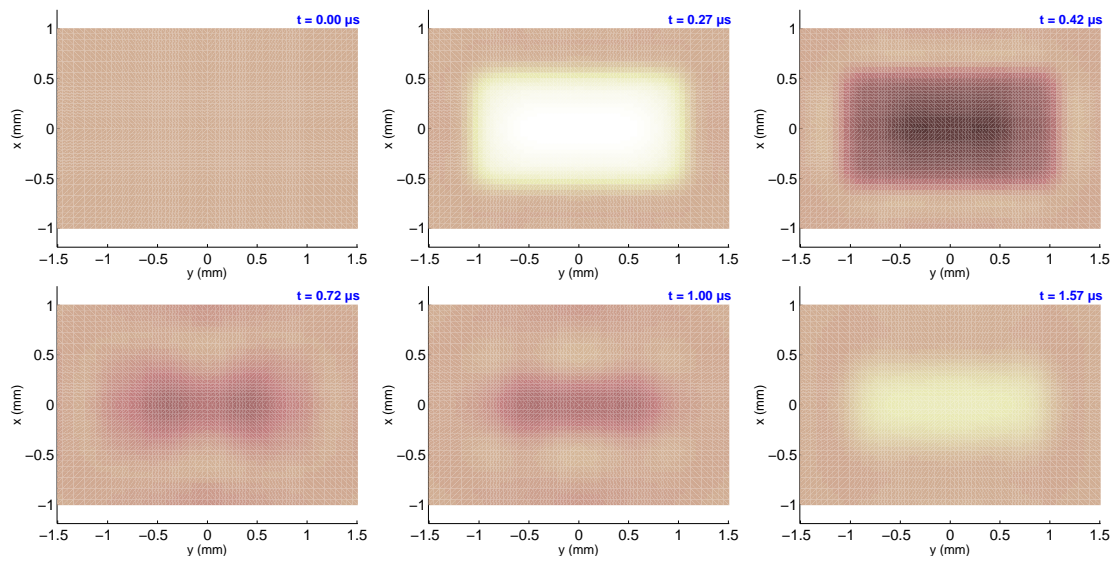


FIG. 4.18 – Champ de contrainte normale  $\sigma_{zz}$  dans une configuration sans couplant. Représentation dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ .

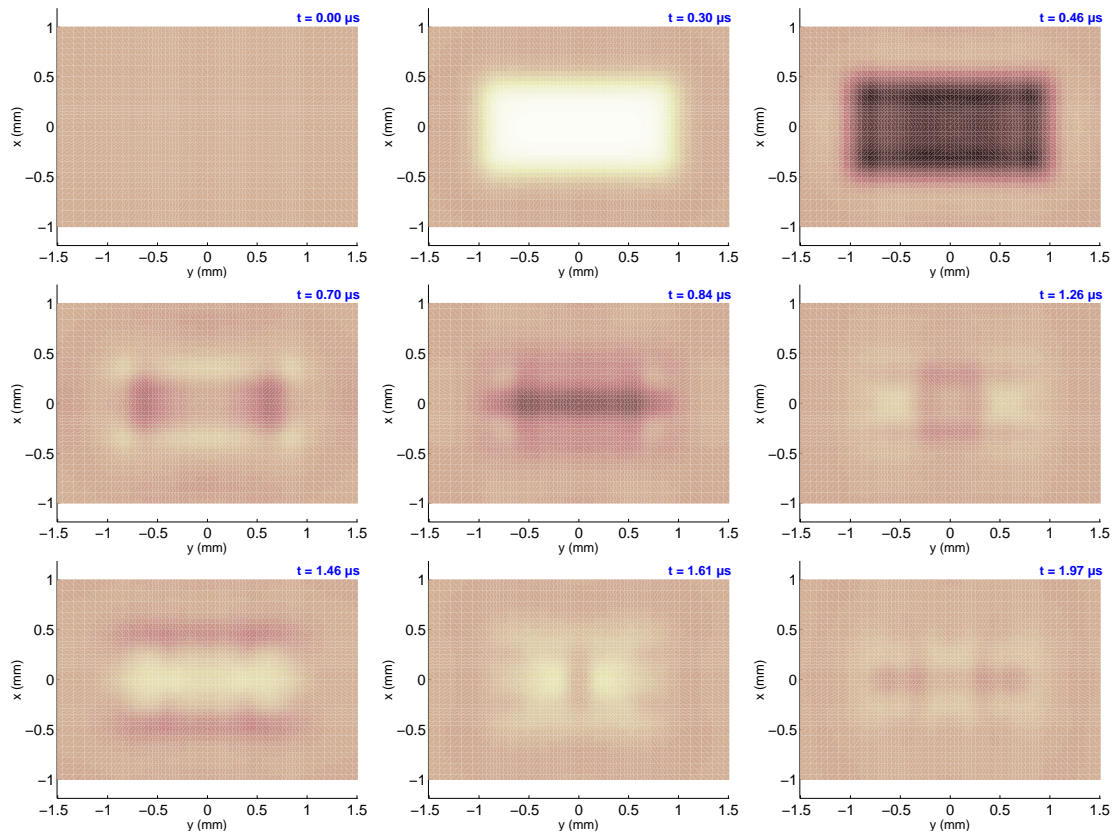


FIG. 4.19 – Champ de contrainte normale  $\sigma_{zz}$  dans une configuration avec  $20\mu\text{m}$  de couplant fluide. Représentation dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ .

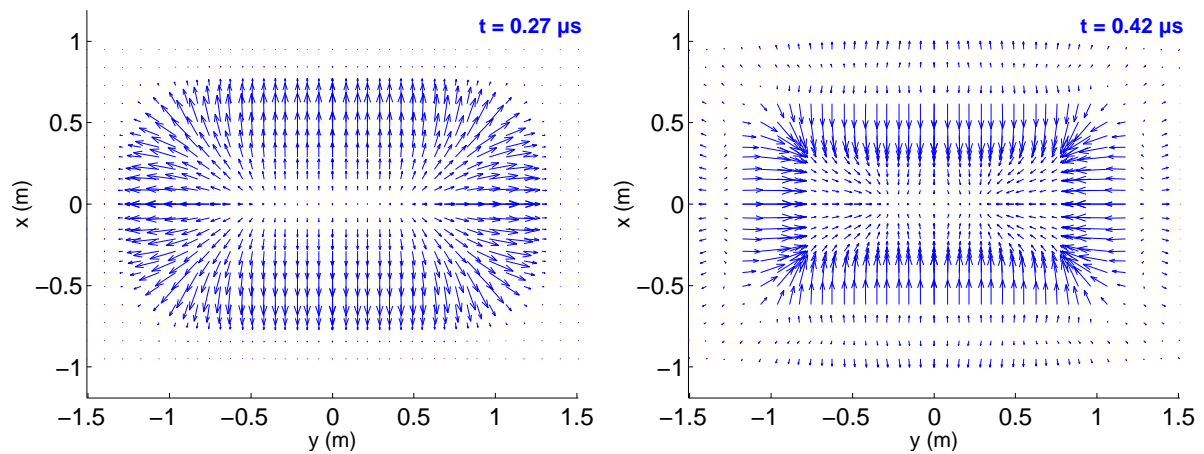


FIG. 4.20 – Champ de contrainte tangentielle  $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$  dans une configuration sans couplant fluide. Représentation dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ .

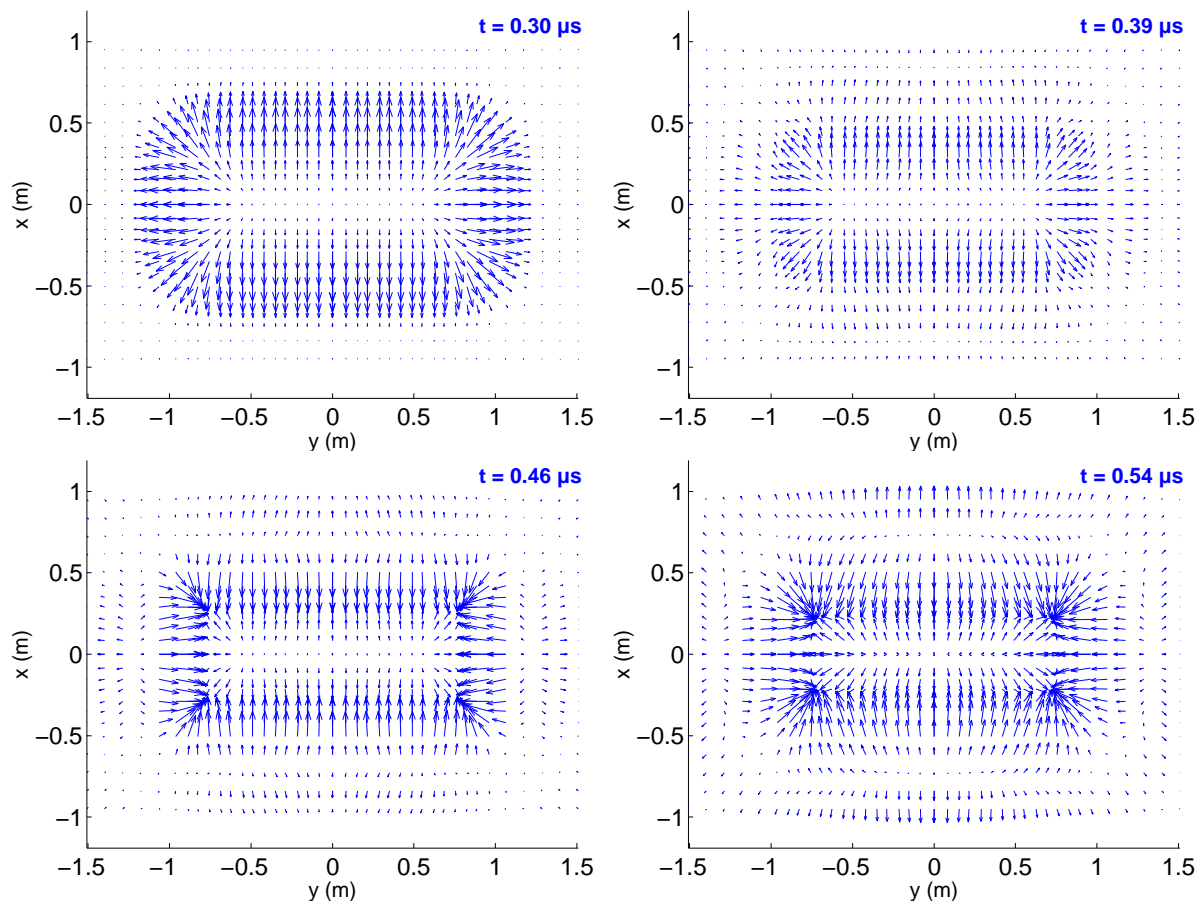


FIG. 4.21 – Champ de contrainte tangentielle  $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$  dans une configuration avec  $20\mu\text{m}$  de couplant fluide. Représentation dans le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ .

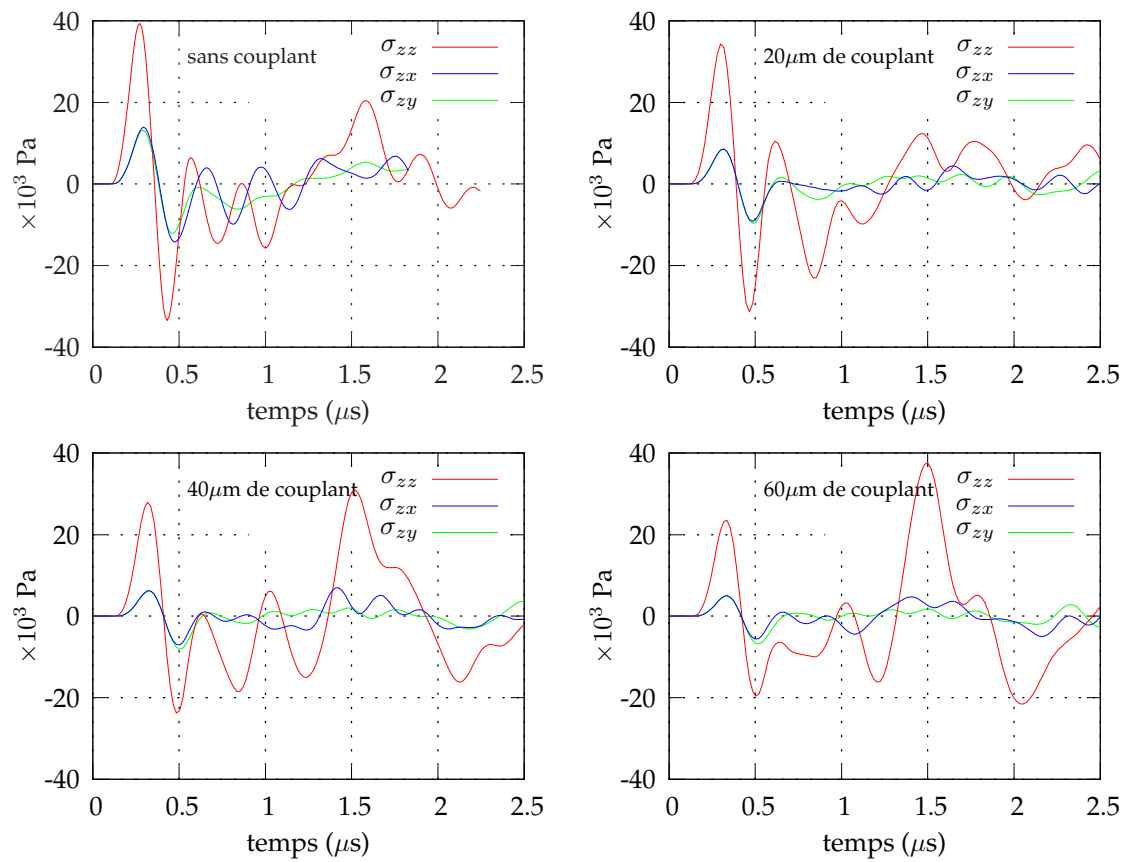


FIG. 4.22 – Formes temporelles des contraintes à l'émission d'un élément émetteur avec une lame époxy en face avant.



**Synchronisme des contraintes  $\sigma_{zx}$ ,  $\sigma_{zy}$  et  $\sigma_{zz}$** 

On représente figure 4.22 les signaux des contraintes  $\sigma_{zz}$  dans l'axe de l'élément émetteur au point ( $x = 0 \text{ mm}$  ;  $y = 0 \text{ mm}$  ;  $z = 0.1 \text{ mm}$ ), la contrainte tangentielle  $\sigma_{zx}$  au bord de l'élément parallèle à l'axe  $\vec{y}$  au point ( $0.5 \text{ mm}$  ;  $0$ ) et la contrainte tangentielle  $\sigma_{zy}$  au bord de l'élément parallèle à l'axe  $\vec{x}$  au point ( $0$  ;  $1 \text{ mm}$ ). Ces trois courbes sont fournies pour les quatre hauteurs de couplant simulées, à savoir 0, 20, 40 et 60  $\mu\text{m}$ .

On identifie alors sur ces graphes le mode épaisseur au début de chaque signal, survenant en même temps, c'est-à-dire en phase pour la contrainte normale et tangentielle. L'amplitude de ce mode principal est décroissante pour une hauteur de couplant croissant, comme on a déjà pu l'observer avec les Cscans figure 4.13.

D'autres oscillations suivent ce qu'on a nommé le mode épaisseur provenant des ondes de surface comme les ondes de Rayleigh. La plus forte contribution visible pour le signal  $\sigma_{zz}$  pour  $t \approx 1.5 \mu\text{s}$ , est due à l'addition des deux ondes de Scholte-Stoney partant de chaque bord de l'élément ( $y = \pm 1 \text{ mm}$ ) arrivant en phase au centre de l'élément où survient une interférence constructive. Notons que l'amplitude de cette contribution est croissante avec la hauteur de couplant.

**Amplitude relative de  $\sigma_{zx}$ ,  $\sigma_{zy}$  et  $\sigma_{zz}$** 

$H_{\text{cpl}} (\mu\text{m})$	$\sigma_{zz} (.10^3 \text{ Pa})$	$\sigma_{zx} (.10^3 \text{ Pa})$	$\sigma_{zy} (.10^3 \text{ Pa})$
0	72.78	28.09	25.09
20	66.05	17.67	18.28
40	51.02	13.17	14.12
60	42.67	10.58	10.18

TAB. 4.2 – Amplitude crête-crête des contraintes à l'interface élément-acier en fonction de la hauteur de couplant. Les  $\sigma_{zz}$  dans l'axe de l'élément en  $x = y = 0$ ,  $\sigma_{zx}$  au bord ( $x = 0.5$  ;  $y = 0$ ) et  $\sigma_{zy}$  au bord ( $x = 0$  ;  $y = 1$ ).

À partir des signaux représentés figure 4.22, on utilise l'amplitude crête-crête sur le mode épaisseur, pour chaque valeur de contrainte en fonction de la hauteur de couplant. La comparaison du niveau des différents types de contraintes rapportés dans le tableau 4.2, montre que cette configuration génère principalement des contraintes normales comme l'hypothèse de départ du calcul *Champ Sons*. Néanmoins, l'influence des contraintes tangentielles n'est pas encore établie comme étant négligeable : bien que leur amplitude soit plus faible, on ne peut pas négliger l'influence sur le rayonnement produit en ondes de volume L et T.

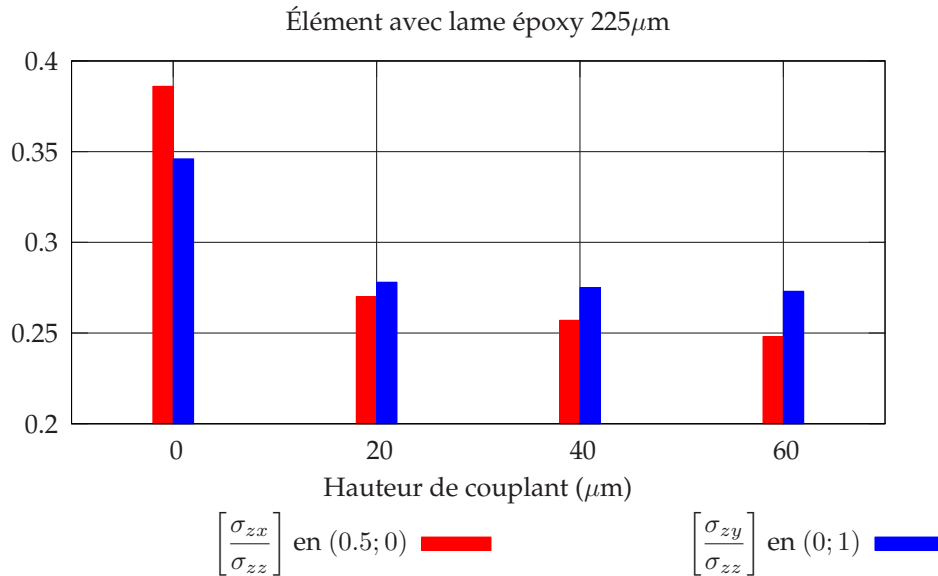


FIG. 4.23 – Histogramme des ratios des contraintes tangentielles aux contraintes normales en fonction de la hauteur de couplant.

On peut alors envisager de modéliser ce type d'émetteur par une combinaison de contraintes normales et tangentielles à la surface du solide. Comme on a pu le voir figure 4.22, les signaux temporels des contraintes  $\sigma_{zz}$ ,  $\sigma_{zx}$  et  $\sigma_{zy}$  sont semblables et en phase sur le mode épaisseur. On peut donc utiliser le même signal pour décrire les contraintes en utilisant par exemple les rapports d'amplitude contrainte normale sur contrainte tangentielle, décrits dans le diagramme figure 4.23. Il nous faudrait donc implémenter à *Champ Sons* un modèle prenant en compte les fonctions de Green équivalent à l'application d'une contrainte tangentielle.

### 4.2.3 Conclusions sur la nature des sollicitations

Notons que ce type de rayonnement « mixte » n'est à notre connaissance pas décrit dans la littérature pour des émetteurs piézoélectriques utilisant le mode épaisseur. Par contre, la répartition des contraintes tangentielles, illustrée figures 4.20 et 4.21, est proche de celle produite par un faisceau laser et régime thermoélastique. Un faisceau optique atteint la surface du solide et chauffe une région localisée qui se refroidit instantanément, produisant ainsi des contraintes tangentielles omnidirectionnelles [21]. Dans le cas d'une source ponctuelle, Rose propose le modèle SCOE, *surface centre of expansion* [67], décrivant ce type de source. Ce mode de génération s'avère particulièrement reproductible en expérience et bien prédit par ce modèle [68].

Un cas intéressant de « mixité » des sources a été traité dans le cas d'une source laser est assez étendue, où on considère une répartition gaussienne de l'énergie à la surface [69]. Alors, il est envisagé qu'une partie de l'ouverture soit en régime d'ablation, source de contraintes normales, et l'autre partie en régime thermoélastique, source

de contraintes tangentielles. Cet exemple a été traité en comparant les directivités en ondes L seulement.

Dans la suite de cette étude on revient sur cette distribution de source pour appliquer ce principe à un calcul *Champ Sons*. Pour cela, il nous faudra revoir le modèle pour y implémenter les fonctions de Green correspondant au cas des sources tangentielles. On vérifie avant que le modèle numérique *PZFlex* utilisé est en accord avec les mesures présentées section 4.1.

### 4.3 Analyse par éléments finis en propagation 3D

Le modèle de simulation ultrasonore au contact décrit au paragraphe 2.1.2 n'est pas en accord avec la description en ondes T, issue de la mesure en transmission réalisée par la sonde optique hétérodyne. Les interférences entre le champ incident et réfléchi sur la surface libre, où le faisceau optique prend l'information sur le déplacement normal, sont en partie à l'origine des écarts de prévision du modèle. Pour vérifier la nature de ces écarts on montre dans cette section quelques résultats issus d'analyses par éléments finis réalisées grâce au logiciel *PZFlex* pour une propagation en champ lointain. On peut ainsi modéliser l'intégralité du traducteur élémentaire du réseau matriciel pour obtenir un calcul de référence à comparer avec le modèle semi-analytique.

#### 4.3.1 Description des modèles de calcul utilisés

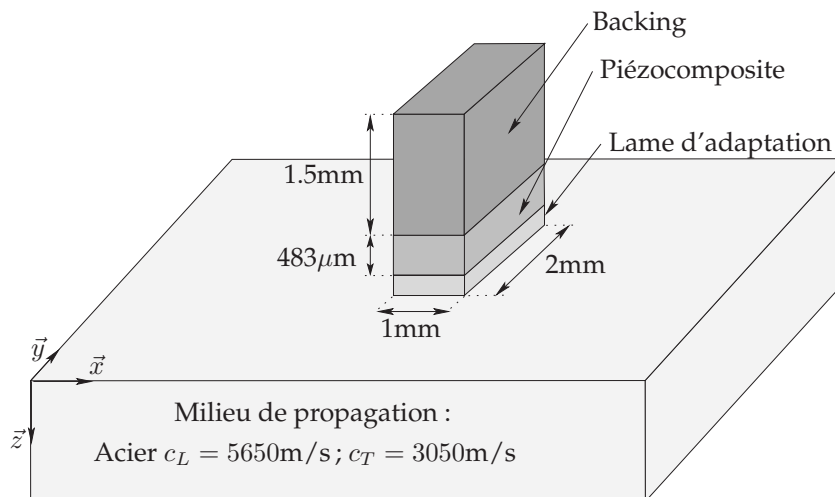


FIG. 4.24 – Configuration du modèle de calcul par éléments finis.

Le code de calcul par éléments finis *PZFlex* a été conçu de manière à prendre en compte les lois de comportement électromécanique permettant de simuler le comportement mécanique temporel de matériaux piézoélectriques subissant une sollicitation électrique. Les autres matériaux, non actifs, sont traités d'une manière analogue à ce que fait un autre code éléments finis avec des lois de l'élastodynamique linéaire.

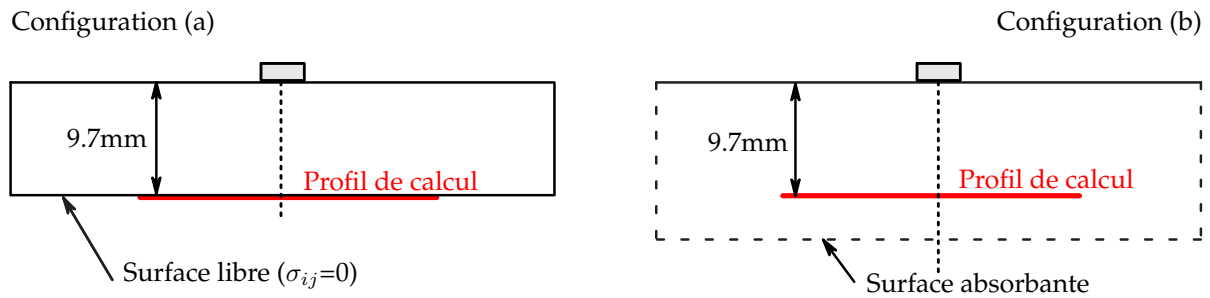


FIG. 4.25 – Deux configurations de simulation en propagation 3D

On a simulé le champ de la configuration illustrée figure 4.24, correspondant à l'élément émetteur utilisé pour les mesures décrites au paragraphe 4.1. Le dispositif complet comprend un élément piézocomposite de 1mm suivant  $\vec{x}$  par 2mm suivant  $\vec{y}$  et de  $483 \mu\text{m}$  suivant  $\vec{z}$ , surmonté d'un milieu amortisseur (backing) de 1.5 mm de hauteur et d'une lame d'adaptation en face avant. L'émission se fait dans de l'acier inoxydable avec  $c_L=5650\text{m/s}$  et  $c_T=3050\text{m/s}$ , comme vitesses des ondes L et T. Une fine lame d'eau est utilisée entre la lame d'adaptation et le milieu de propagation afin de simuler le couplant fluide utilisé lors de la mesure. Cette hauteur de couplant a été évaluée à  $20\mu\text{m}$  d'après les simulations KLM décrites au paragraphe 3.2.2.

Nous avons réalisé deux calculs différents pour interpréter la différence de résultat décrite au paragraphe 4.1. On calcule la composante normale du déplacement suivant un profil linéaire à 9.7mm de profondeur dans deux situations (cf. figure 4.25) :

- Configuration (a) : Le profil de calcul est sur la limite de la pièce, faisant ainsi partie d'une surface libre (i.e. toute les contraintes sont nulles). Ce calcul est analogue à la mesure réalisée en transmission.
- Configuration (b) : Le profil de calcul est à l'intérieur d'un demi espace, construit dans notre modèle par l'ajout d'une condition dite « absorbante » au fond de la pièce. Ce calcul correspond plus à la simulation réalisée par *Champ Sons*.

### 4.3.2 Calcul du champ rayonné

Les calculs réalisés par éléments finis sont illustrés sous la forme de Bscans par la figure 4.26. De façon prévisible, on observe entre les deux calculs des différences sur le nombre d'échos observés. Le calcul correspondant à la configuration (a) a beaucoup de similitudes avec les résultats de la mesure déjà décrits précédemment. La configuration (b) permet de mieux observer certains phénomènes cachés par les échos du fond de la pièce, très présents dans la mesure. Ainsi, on peut distinguer un front d'ondes de tête qui, tant dans la mesure que dans le calcul de la configuration (a), est quasiment confondu avec le rebond des ondes L. Les échodynamiques présentées figure 4.27 montrent les champs découplés en ondes L et T, afin de comparer la configuration

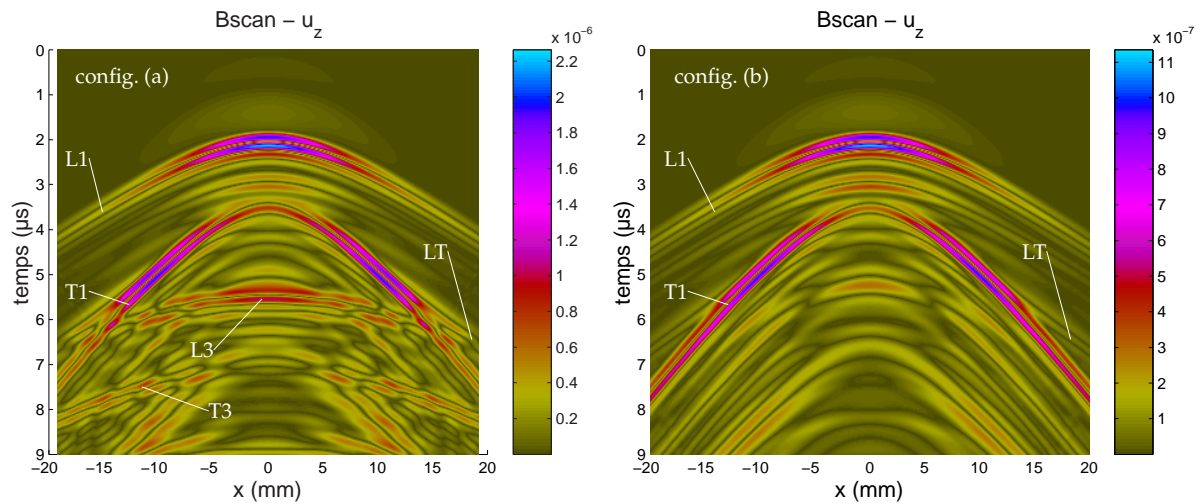


FIG. 4.26 – Composante normale du déplacement rayonné à une profondeur  $z=9.7\text{mm}$  : configuration (a) sur une surface libre en transmission ; configuration (b) sur un profil dans un milieu semi-infini.

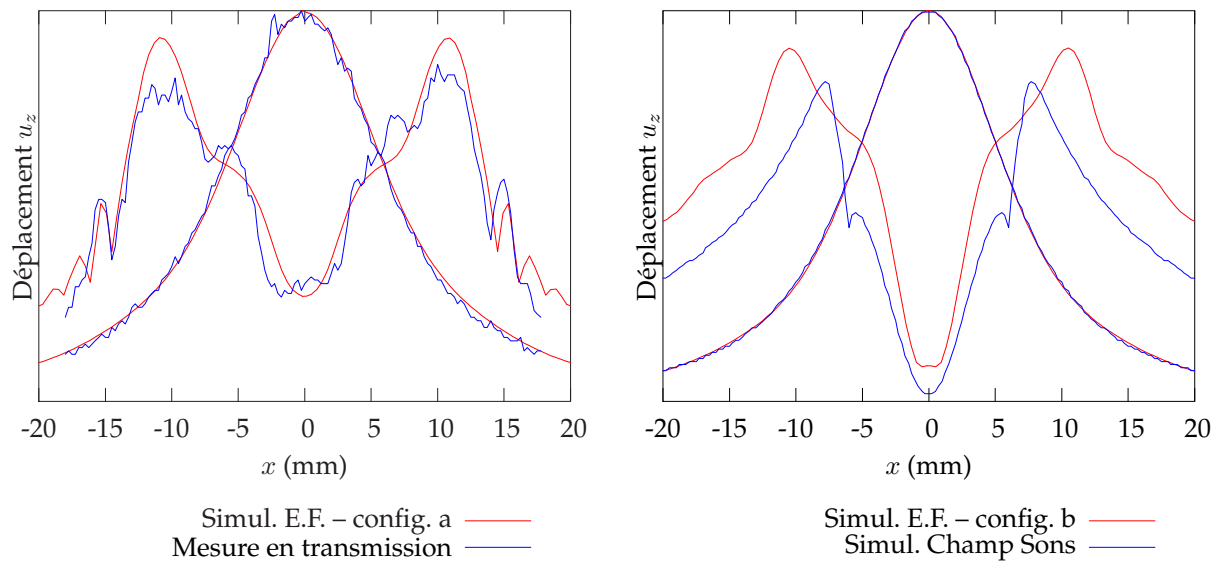


FIG. 4.27 – Échodynamique des modes L et T découplés. Comparaison des simulations par éléments finis illustrées figure 4.26, avec la mesure en transmission et la simulation *Champ Sons* décrites paragraphe 4.1.

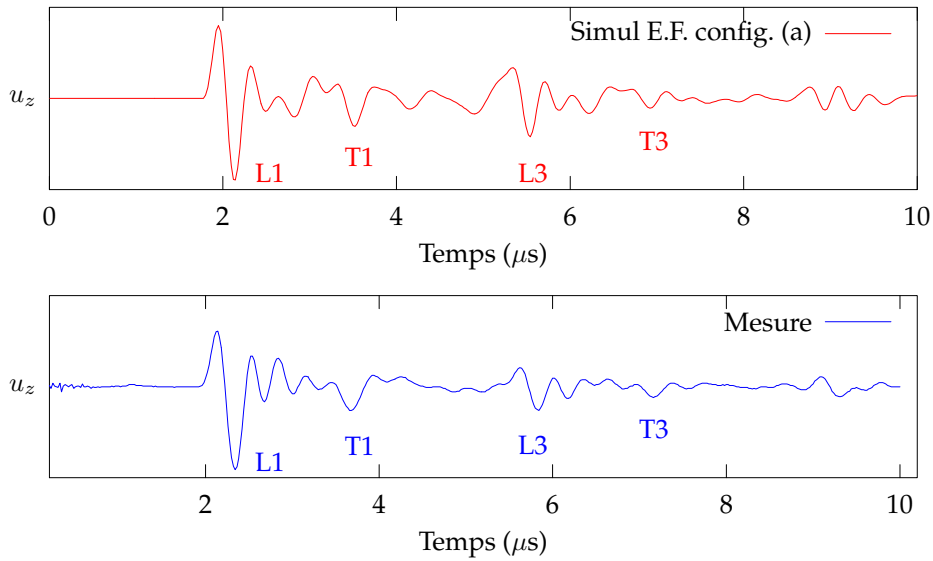


FIG. 4.28 – Comparaison des Ascans mesuré dans l'axe de l'élément émetteur et la simulé par éléments finis dans la configuration (a).

(a) avec la mesure en transmission, puis la configuration (b) avec le calcul *Champ Sons*.

Entre la configuration (a) et la mesure on remarque un très bon accord concernant le champ rayonné en ondes L. En ondes T, malgré une légère sur-estimation du champ au maximum d'énergie pour  $x = \pm 10.5\text{mm}$ , on obtient un excellent accord entre les deux courbes. Les rebonds sur le fond de la pièce sont aussi bien pris en compte dans le calcul par éléments finis, comme on peut l'observer aux positions de balayage  $x = \pm 15\text{mm}$ . La figure 4.28 compare les signaux temporels de la configuration (a) et de la mesure dans l'axe de l'élément, c'est-à-dire au point  $(x=0\text{mm}, z=9.7\text{mm})$ . Là aussi, on a des signaux très proches suivant leur forme, leur fréquence et en amplitude relative aux différents modes et réflexions présentes. On peut d'ailleurs observer sur ces Ascans la forte amplitude du mode T dans l'axe de l'émetteur, mal décrite par le modèle *Champ Sons*. En effet, le calcul *PZFlex* prend en compte le terme négligé dans notre modèle semi-analytique, décrit au paragraphe 2.1.2 dans l'expression (2.5) du champ de déplacement décrivant le couplage entre les modes L et T. Ce terme est particulièrement influent en champ proche. Le code éléments finis utilisé prédit très bien le champ rayonné par cet élément, en directivité comme en signal pour les différentes contributions.

Entre la configuration (b) et la simulation *Champ Sons*, on retrouve la bonne corrélation du mode L, comme la comparaison entre la mesure et le calcul *Champ Sons* traitée au paragraphe 4.1. Concernant le mode T, on remarque des résultats plus cohérents sur certains points :

- L'amplitude de l'onde T dans l'axe de l'élément a un niveau comparable dans ces deux simulations.
- L'allure du champ a la même tendance pour des angles de réfraction relativement

élevés (pour  $x \geq 12\text{mm}$ ), cette amélioration provenant du fait de la disparition du fond de la pièce et donc de la disparition des échos de réflexion.

- La simulation dans la configuration (b) a un maximum d'amplitude en ondes T pour  $x=10.5\text{mm}$ , alors que *Champ Sons* montre un maximum à  $x=7.7\text{mm}$ . On retrouve ainsi le même écart dans la localisation du maximum d'amplitude en ondes T que celui qu'on avait trouvé entre *Champ Sons* et la mesure.

### 4.3.3 Conclusions des calculs par éléments finis en propagation

La comparaison de ces deux configurations de calcul nous permet de vérifier aussi la validité de la mesure réalisée sur une surface libre. Nous attribuons le champ de déplacement ainsi mesuré au champ rayonné dans un solide (espace libre). Pourtant, nous remarquons entre les calculs des configurations (a) et (b) des différences, provenant de l'incidence d'une onde qui fait vibrer l'interface suivant plusieurs contributions : l'onde incidente avec une, voire deux ondes réfléchies en cas de conversion de mode. Ces phénomènes semblent plus influencer le mode T, le mode L étant correctement prédit par *Champ Sons*.

Ce problème peut être contourné en réalisant des mesures de champ à travers une cale hémisphérique, si l'émetteur est placé au centre de l'hémisphère. Le champ incident constitué de fronts d'ondes sphériques, pour une source quasi-ponctuelle, va atteindre l'interface de mesure avec une incidence nulle, réalisant ainsi une réflexion totale sans conversion de mode. Cependant, la mesure d'un champ en ondes T par la sonde optique, qui ne détecte que des déplacements normaux à l'interface, n'est pas possible dans une telle configuration<sup>5</sup>, à moins d'utiliser des traducteurs piézoélectrique ou EMAT à ondes T, beaucoup moins précis, ou encore une sonde mesurant le déplacement tangentiel.

Les calculs par éléments finis montrent la présence des ondes de tête, visibles surtout lorsqu'elles se séparent du front d'ondes T, mais ne permettent pas le découplage de ces deux modes. On pourrait mettre en évidence cette influence en découplant les différents fronts d'ondes, c'est-à-dire en évaluant séparément les ondes T et ondes de tête. Le modèle de Gridin [70] permet de réaliser une telle séparation.

---

<sup>5</sup>La polarisation d'une onde T est perpendiculaire à la direction de propagation. Une onde T arrivant sur une surface plane avec une incidence nulle n'entraîne théoriquement pas de déplacement normal.

# Chapitre 5

## Extension du modèle semi-analytique de rayonnement

La validation d'un outil de conception du réseau matriciel conformable nous a amenés à utiliser un modèle éléments finis pour le calcul du rayonnement d'un élément émetteur au contact. Les résultats de ce modèle sont très proches de la mesure réalisée. La transposition de ce calcul à un réseau matriciel n'est pas réalisable, compte tenu des temps de calcul trop longs. On préfère utiliser un modèle semi-analytique comme *Champ Sons*, afin de pouvoir prendre en compte l'ensemble du réseau.

On décrit dans ce chapitre une méthode de calcul du champ de déplacement, en s'aidant des résultats des calculs de la sollicitation à l'interface réalisés numériquement (voir paragraphe 4.2). Il nous faut ainsi étendre les possibilités du modèle de calcul déjà implémenté à *Champ Sons* décrit au paragraphe 2.1.2 au cas d'une source de force de direction quelconque, avec des composantes normales et tangentielles. On applique alors les répartitions simplifiées des contraintes calculées précédemment par *PZFlex* au calcul *Champ Sons*, ce qui permet d'améliorer la prédiction du rayonnement d'un élément du réseau matriciel au contact, en ce qui concerne les ondes T.



## 5.1 Rayonnement d'une source ponctuelle de direction quelconque

Lors de l'étude d'un élément émetteur d'un réseau conformable, on a simulé le rayonnement par *Champ Sons* qui considère que l'élément émetteur fonctionne en mode « piston » uniforme. Or les calculs éléments finis des contraintes générées à l'interface par un tel élément montrent la présence de contraintes tangentielles pouvant influencer le champ rayonné. On décrit donc dans ce qui suit un modèle de rayonnement d'une source ponctuelle de contrainte de direction arbitraire.

Nous utilisons le repère cartésien  $(P, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  représenté figure 5.1. Une force  $\vec{F}$  est appliquée au point source  $P$  et rayonne le champ de déplacement  $\vec{u}$  au point de calcul  $M$ . Le repère mobile  $(P, \vec{x}', \vec{y}', \vec{z})$  définit le plan  $(P, \vec{x}', \vec{z})$  contenant les points  $P$  et  $M$  et est lié au repère sphérique  $(P, r, \theta, \varphi)$  dans lequel on utilise les coordonnées de la force  $\vec{F}$  et du déplacement  $\vec{u}$  dont les expressions sont définies figure 5.1.

### 5.1.1 Application du théorème de réciprocité

Le champ rayonné par une source appliquée à la surface libre d'un milieu semi-infini est calculé d'après le théorème de réciprocité [33, 20]. Nous utilisons ici la même démarche que celle décrite au paragraphe 2.1.2, en généralisant au cas d'une force de direction quelconque.

On considère la force  $\vec{F}$  suivant ses décompositions  $\vec{F}_{x'}$  et  $\vec{F}_z$  dans le repère  $(P, \vec{x}', \vec{y}', \vec{z})$  comme illustré figure 5.2, rayonnant en un point  $M$  un champ de déplacement  $\vec{u}$ . On peut alors utiliser la situation inversée où une force ponctuelle  $\vec{G}$  exercée en  $M$  génère un déplacement  $\vec{v}$  à la surface de la pièce. On obtient ainsi l'égalité des produits scalaires

$$\vec{u}_r(M) \cdot \vec{F}(P) = \vec{v}(P) \cdot \vec{G}(M). \quad (5.1)$$

La force  $\vec{G}$  exercée en  $M$  génère aussi un déplacement dans le solide qu'on peut décrire comme une onde L (resp. T ou TH) plane incidente, notée  $u_L^L$  (resp.  $u_T^T$  ou  $u_{TH}^{TH}$ ) et qui se réfléchit sur la surface en deux ondes planes  $u_R^L$  et  $u_R^T$  ( $u_R^{TH}$  pour l'onde TH).  $\theta_L$  (resp.  $\theta_T$ ) est l'angle de réflexion de l'onde L pour une onde T incidente (resp. de l'onde T pour une onde L incidente). Rappelons que l'approximation en ondes planes nous impose de considérer notre point de calcul  $M$  comme étant assez loin de la surface libre. On utilise alors l'équation (5.1) pour exprimer  $v$  comme le déplacement provoqué par la somme des ondes à la surface, c'est-à-dire comme la projection des déplacements incidents et réfléchis sur la direction de la force  $\vec{F}$  :

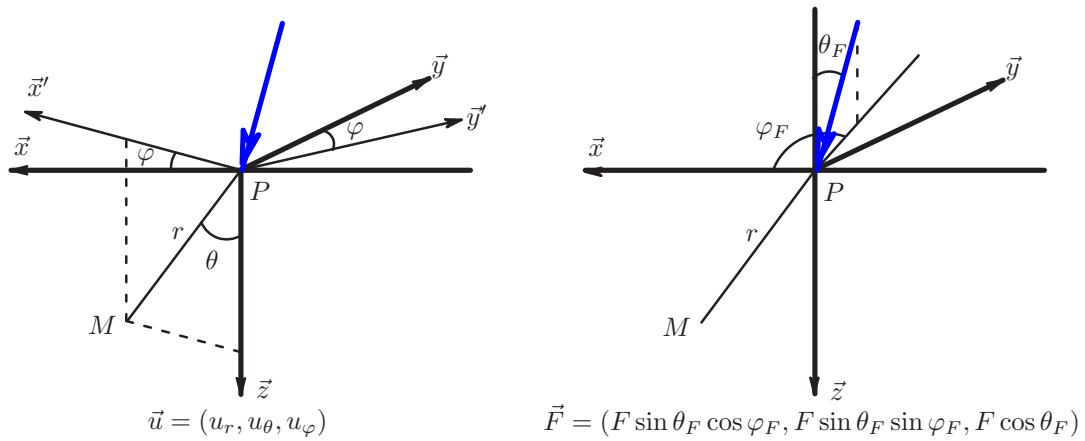


FIG. 5.1 – Repère sphérique pour une situation de force de direction arbitraire.

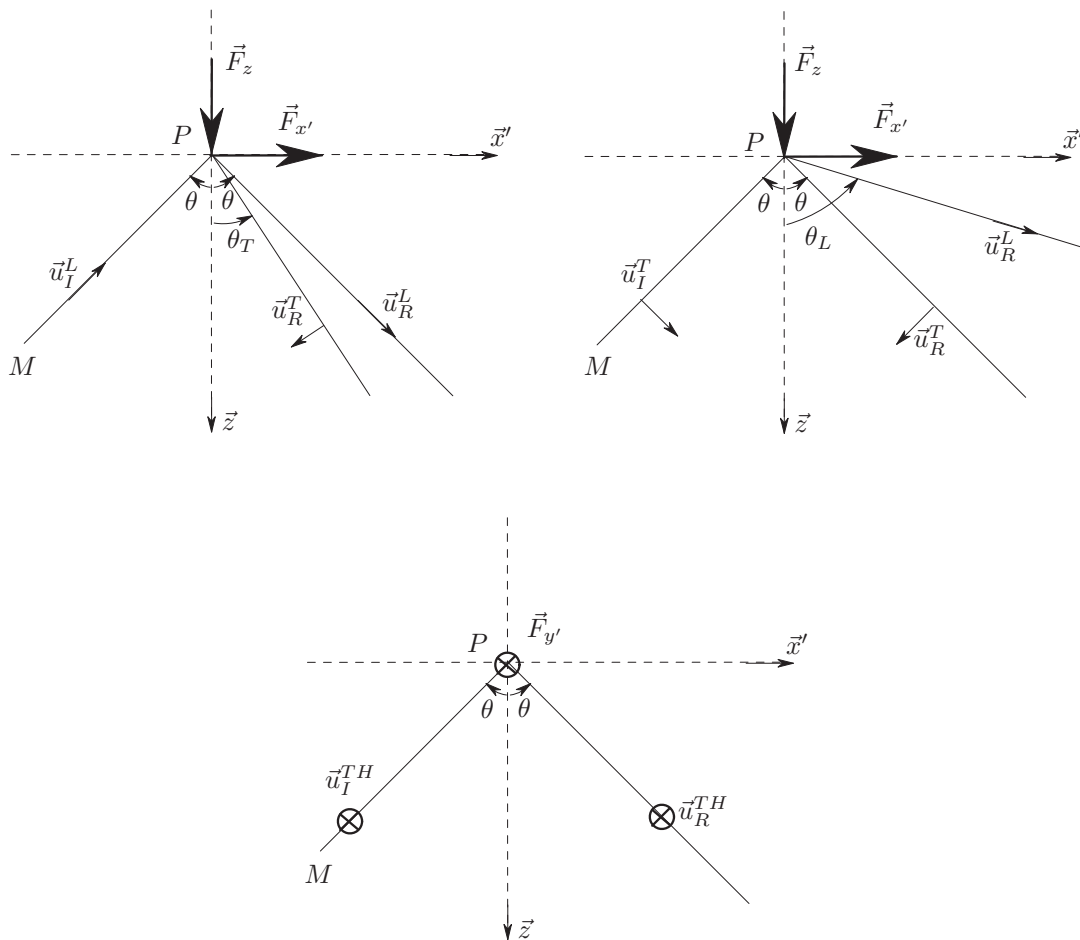


FIG. 5.2 – Représentation de la réflexion d'une onde plane L, T et TH. Projection des déplacements sur une force normale suivant  $\vec{z}$ , ou tangentielle suivant  $\vec{x}'$  et  $\vec{y}'$ .

– Pour la force  $\vec{F}_{x'}$  appliquée suivant  $\vec{x}'$  :

$$v_{x'}^L = u_I^L \sin \theta + u_R^L \sin \theta - u_R^T \cos \theta_T, \quad (5.2a)$$

$$v_{x'}^T = u_I^T \cos \theta - u_R^T \cos \theta + u_R^L \sin \theta_L, \quad (5.2b)$$

$$v_{x'}^{TH} = 0. \quad (5.2c)$$

– Pour la force  $\vec{F}_{y'}$  appliquée suivant  $\vec{y}'$  :

$$v_{y'}^L = 0, \quad (5.3a)$$

$$v_{y'}^T = 0, \quad (5.3b)$$

$$v_{y'}^{TH} = u_I^{TH} + u_R^{TH}. \quad (5.3c)$$

– Pour la force  $\vec{F}_z$  appliquée suivant la normale à la surface :

$$v_z^L = -u_I^L \cos \theta + u_R^L \cos \theta + u_R^T \sin \theta_T, \quad (5.4a)$$

$$v_z^T = u_I^T \sin \theta + u_R^T \sin \theta + u_R^L \cos \theta_L, \quad (5.4b)$$

$$v_z^{TH} = 0. \quad (5.4c)$$

### 5.1.2 Expression des déplacements

L'expression du champ de déplacement en régime transitoire est obtenue en supposant une excitation impulsionnelle, puisqu'on utilise les fonctions de Green décrites par l'équation (2.6) page 31. L'amplitude des déplacements est donnée comme une fonction des coefficients de réflexion à l'interface solide-vide. On définit ces coefficients par le rapport entre les déplacements produits par les ondes réfléchies et le déplacement des ondes incidentes comme dans l'expression (2.9) du paragraphe 2.1.2. Dans le cas présent on définit en plus, le coefficient correspondant à la réflexion de l'onde TH par

$$R_{THTH} = \frac{u_R^{TH}}{u_I^{TH}}. \quad (5.5)$$

Notons que les coefficients  $R_{TT}$  et  $R_{TL}$  deviennent complexes au-delà de l'angle critique  $\theta_C = \arcsin(c_T/c_L)$ . De ce fait on considère deux cas pour l'expression des déplacements faisant intervenir ces coefficients.

#### Angle sous-critique ( $\theta < \theta_C$ )

On exprime alors les équations (5.2), (5.3) et (5.4) dans le repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  pour obtenir le déplacement radial, transverse vertical et transverse horizontal (à savoir  $u_r$ ,  $u_\theta$  et  $u_\varphi$ ) provoqué par l'application des contraintes  $[\sigma]$  à la surface de la pièce normale au vecteur  $\vec{z}$ .

Pour une contrainte tangentielle appliquée suivant  $\vec{x}$

$$u_r(M, t, [\sigma_{zx}]) = \frac{(R_{LL} + 1) \sin \theta - R_{LT} \cos \theta_T}{\rho c_L^2} \cos \varphi \frac{\delta(t-r/c_L)}{4\pi r}, \quad (5.6a)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zx}]) = \frac{(1 - R_{TT}) \cos \theta + R_{TL} \sin \theta_L}{\rho c_T^2} \cos \varphi \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r}, \quad (5.6b)$$

$$u_\varphi(M, t, [\sigma_{zx}]) = \frac{1 + R_{THTH}}{\rho c_T^2} \sin \varphi \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r}. \quad (5.6c)$$

De la même manière si on applique une contrainte suivant  $\vec{y}$ , on obtient une description tout à fait similaire, en reprenant les expressions (5.6) avec une rotation de  $\pi/2$  autour de  $\vec{z}$

$$u_r(M, t, [\sigma_{zy}]) = \frac{(R_{LL} + 1) \sin \theta - R_{LT} \cos \theta_T}{\rho c_L^2} \sin \varphi \frac{\delta(t-r/c_L)}{4\pi r}, \quad (5.7a)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zy}]) = \frac{(1 - R_{TT}) \cos \theta + R_{TL} \sin \theta_L}{\rho c_T^2} \sin \varphi \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r}, \quad (5.7b)$$

$$u_\varphi(M, t, [\sigma_{zy}]) = - \left( \frac{1 + R_{THTH}}{\rho c_T^2} \right) \cos \varphi \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r}. \quad (5.7c)$$

Dans le cas de l'application d'une contrainte normale on retrouve l'expression (2.10) page 34 :

$$u_r(M, t, [\sigma_{zz}]) = \frac{(R_{LL} - 1) \cos \theta + R_{LT} \sin \theta_T}{\rho c_L^2} \frac{\delta(t-r/c_L)}{4\pi r} \quad (5.8a)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zz}]) = \frac{(1 + R_{TT}) \sin \theta + R_{TL} \cos \theta_L}{\rho c_T^2} \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r} \quad (5.8b)$$

$$u_\varphi(M, t, [\sigma_{zz}]) = 0 \quad (5.8c)$$

### Angle sur-critique ( $\theta \geq \theta_C$ )

Lorsque  $\theta \geq \theta_C$ , les coefficients de réflexion  $R_{TT}$  et  $R_{TL}$  deviennent en partie, voire totalement complexes. En effet, si  $\theta$  atteint la valeur de l'angle critique, l'onde T se réfléchit en une onde L avec un angle  $\theta_L = \pi/2$ , ce qui veut dire que l'onde L réfractée se propage parallèlement à la surface. Si on augmente encore l'angle  $\theta$ , on obtient une valeur complexe pour la projection du déplacement associé à l'onde L sur la direction de la force appliquée. De ce fait  $\cos \theta_L$  devient imaginaire pur et  $\sin \theta_L$  bien que réel pur, atteint des valeurs supérieures à un :

$$\cos \theta_L = \begin{cases} \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta} & \text{si } \theta < \theta_C, \\ -i\sqrt{\gamma^2 \sin^2 \theta - 1} & \text{si } \theta \geq \theta_C, \end{cases} \quad (5.9a)$$

$$\sin \theta_L = \gamma \sin \theta \quad \forall \theta. \quad (5.9b)$$

où  $\gamma = c_L/c_T \approx 1.85$  dans le cas de l'acier inox.

Les termes décrivant la conversion de mode, en fonction de  $R_{LT}$  pour les ondes L et en fonction de  $R_{TL}$  pour les ondes T dans les équations (5.6), (5.7) et (5.8), dépendent des angles de réflexion  $\theta_T$  et  $\theta_L$ . Pour le passage à l'angle sur-critique, on modifie l'expression de  $u_\theta$  en fonction de l'angle d'observation  $\theta$  en utilisant les expressions (5.9) :

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zx}]) = \left\{ \begin{aligned} & \left[ (1 + \Re(R_{TT})) \cos \theta + \Re(R_{TL})\gamma \sin \theta \right] f(c_T) \\ & - \left[ \Im(R_{TT}) \cos \theta + \Im(R_{TL})\gamma \sin \theta \right] \mathcal{H}[f(c_T)] \end{aligned} \right\} \cos \varphi, \quad (5.10a)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zy}]) = \left\{ \begin{aligned} & \left[ (1 + \Re(R_{TT})) \cos \theta + \Re(R_{TL})\gamma \sin \theta \right] f(c_T) \\ & - \left[ \Im(R_{TT}) \cos \theta + \Im(R_{TL})\gamma \sin \theta \right] \mathcal{H}[f(c_T)] \end{aligned} \right\} \sin \varphi, \quad (5.10b)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zz}]) = \left[ \begin{aligned} & (1 - \Re(R_{TT})) \sin \theta + \Im(R_{TL})\sqrt{\gamma^2 \sin^2 \theta - 1} \end{aligned} \right] f(c_T) \\ - \left[ \begin{aligned} & \Im(R_{TT}) \sin \theta + \Re(R_{TL})\sqrt{\gamma^2 \sin^2 \theta - 1} \end{aligned} \right] \mathcal{H}[f(c_T)], \quad (5.10c)$$

avec  $f$  définie par

$$f(c_T) = \frac{\delta(t - r/c_T)}{\rho_0 c_T^2 4\pi r}, \quad (5.11)$$

et sa transformée de Hilbert, par

$$\mathcal{H}[f(c_T)] = \frac{1}{\pi} \int_{+\infty}^{-\infty} \frac{f(\tau)}{\tau - t} d\tau = \frac{1}{\rho_0 c_T^2 4\pi^2 r} \frac{1}{(t - r/c_T)}. \quad (5.12)$$

Le logiciel de simulation ultrasonore CIVA calcule de manière standard les coefficients de réflexion solide-liquide. On peut utiliser ces coefficients en considérant une interface solide-air. Vu la différence d'impédance acoustique entre l'air et l'acier, ces coefficients sont très proches des coefficients solide-vide,0 représentatifs d'une surface libre.

### 5.1.3 Généralisation

Afin de comparer les équations (5.6), (5.7) et (5.8) aux résultats de la bibliographie on remplace les coefficients de réflexion par leur expression en fonction de  $\theta$  (pour

exemple, voir en annexe de [44]) afin d'obtenir les expressions du champ de déplacement pour le cas d'une force normale  $[\sigma_{zz}]$  d'une part et tangentielle  $[\sigma_{zx}]$  d'autre part :

$$u_r(M, t, [\sigma_{zz}]) = \frac{2\gamma^2 B(\theta)}{\rho c_L^2} \frac{\delta(t-r/c_L)}{4\pi r}, \quad (5.13a)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zz}]) = \frac{4C(\theta)}{\rho c_T^2} \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r}, \quad (5.13b)$$

$$u_r(M, t, [\sigma_{zx}]) = \frac{2\gamma^2 D(\theta)}{\rho c_L^2} \frac{\delta(t-r/c_L)}{4\pi r}, \quad (5.14a)$$

$$u_\theta(M, t, [\sigma_{zx}]) = \frac{2\gamma^2 E(\theta)}{\rho c_T^2} \frac{\delta(t-r/c_T)}{4\pi r}, \quad (5.14b)$$

où  $B(\theta)$  et  $C(\theta)$ , les coefficients de directivité d'une source ponctuelle de force normale calculées par Miller & Pursey [19],  $D(\theta)$  et  $E(\theta)$  les coefficients de directivité d'une source ponctuelle de force tangentielle calculés par Cherry [71]. Ces fonctions analytiques sont décrites en annexe A, aussi utilisées dans les références [20, 21, 22].

## 5.2 Application à un élément du réseau au contact

Les calculs des sollicitations à la surface présentés dans la section 4.2 montrent la présence de contraintes tangentielles dans le cas d'un élément émetteur de  $1 \times 2 \text{mm}^2$  au contact. On utilise dans ce qui suit ces résultats dans *Champ Sons* pour simuler le champ de déplacement rayonné dans la pièce en acier. Une application au cas d'un élément émetteur du réseau matriciel est présentée et comparée aux simulations de propagation réalisées par éléments finis (voir paragraphe 4.3).

### 5.2.1 Redéfinition des contraintes à l'interface élément-acier

On veut simuler le rayonnement produit par un élément émetteur de  $1 \times 2 \text{mm}^2$  sur un profil rectiligne à 9.7mm de profondeur au contact d'une pièce en acier. En entrée du calcul, on doit définir le type de sollicitation à la surface du solide. Pour cela on se base sur les simulations numériques décrites au paragraphe 4.2 pour définir le champ de contrainte à l'interface entre l'élément traducteur et la pièce en acier.

Les profils du champ de contrainte à l'interface comme ceux représentés figure 4.14, font apparaître des pics d'amplitude dus aux interférences des ondes de surface du type ondes de Rayleigh ou de Scholte-Stoneley. Or, en théorie, les ondes de surface sont évanescentes, c'est pourquoi elles ne contribuent pas au champ en ondes de volume. Dans le cadre de cette application, le modèle *Champ Sons* n'est pas en mesure de calculer les contributions de ces ondes se manifestant par une variation importante

du signal sur l'ouverture de l'élément. On choisit alors d'intégrer au calcul les seules contributions du mode épaisseur.

Pour décrire le mode épaisseur, on utilisera les données des Bscan illustrées figures 4.15 et 4.16, pages 88 et 89. On distingue assez facilement un signal sur l'ouverture de l'élément émetteur avec une alternance positive et une alternance négative, avant que le profil ne soit perturbé par les ondes de surface. On représente alors figures 5.3 et 5.4, les profils des contraintes aux instants où surviennent les maxima d'amplitude (alternance positive) et les minima d'amplitude (alternance négative). On remarque alors le profil relativement perturbé des contraintes tangentielles, ce qui révèle un début de génération d'ondes de surface, décrites précédemment.

Le champ de contrainte normale  $\sigma_{zz}$  est dominant en amplitude et en répartition sur la surface émettrice par rapport au champ de contrainte tangentielle illustré par la somme  $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$ . On suppose que le maximum de  $\sigma_{zx}$  est égal au maximum de  $\sigma_{zy}$ , à environ  $0.34 \times \sigma_{zz}$ . D'après ce qu'on a vu section 4.2, ce rapport est établi pour des amplitudes crête-crête et est susceptible de varier en fonction de la hauteur de couplant (voir figure 4.23 page 97).

La répartition spatiale des contraintes prise en compte dans *Champ Sons* est décrite figure 5.5. On utilise une ouverture de 1mm en  $\vec{x}$  et de 2mm en  $\vec{y}$ , pour  $\sigma_{zz}$ . Pour  $\sigma_{zx}$  comme pour  $\sigma_{zy}$  on utilise une ouverture centrée sur chaque bord de l'élément, avec une largeur de 0.45mm.

### 5.2.2 Résultats

La figure 5.6 montre l'effet de la variation de la contrainte tangentielle, illustrée par la somme  $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$ . La contrainte normale exercée reste constante sur les trois courbes représentées et la contrainte tangentielle varie en amplitude de zéro, 1/4 et 1/2 de l'amplitude de la contrainte normale.

L'ajout de contraintes tangentielles va surtout faire évoluer le profil en ondes T. En effet, le profil en ondes L n'évolue pratiquement pas en fonction de la contrainte tangentielle appliquée, comme on peut déjà le déduire du cas de la source ponctuelle en annexe A. On trouve un point d'invariance où la directivité des ondes T par rapport à l'application d'une force tangentielle est nulle, soit aux environs de  $45^\circ$ , à une position de mesure de  $x = 9.7\text{mm}$ . Dans la portion de profil entre l'axe et l'angle critique, l'ajout d'une contrainte tangentielle augmente l'amplitude des ondes T. Entre l'angle critique et le point d'invariance cette même amplitude s'atténue et redevient plus forte après, traduisant l'inversion de la polarité de part et d'autre du point d'invariance comme déjà établi annexe A, pour la directivité d'une source ponctuelle représentée figure A.3.

Afin de valider ce résultat, on utilise les calculs éléments finis en propagation. Nous

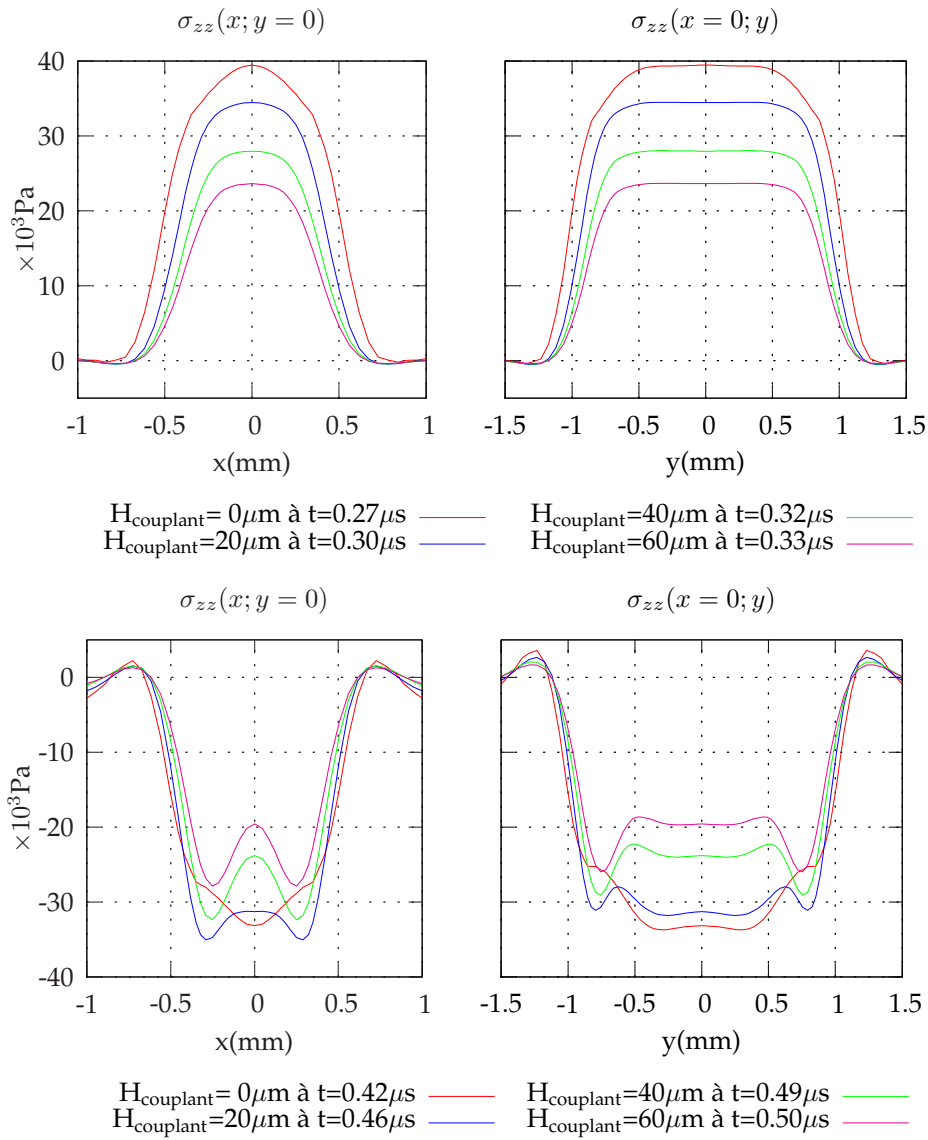


FIG. 5.3 – Profils instantanés des contraintes normales  $\sigma_{zz}$  en fonction de la hauteur de couplant.



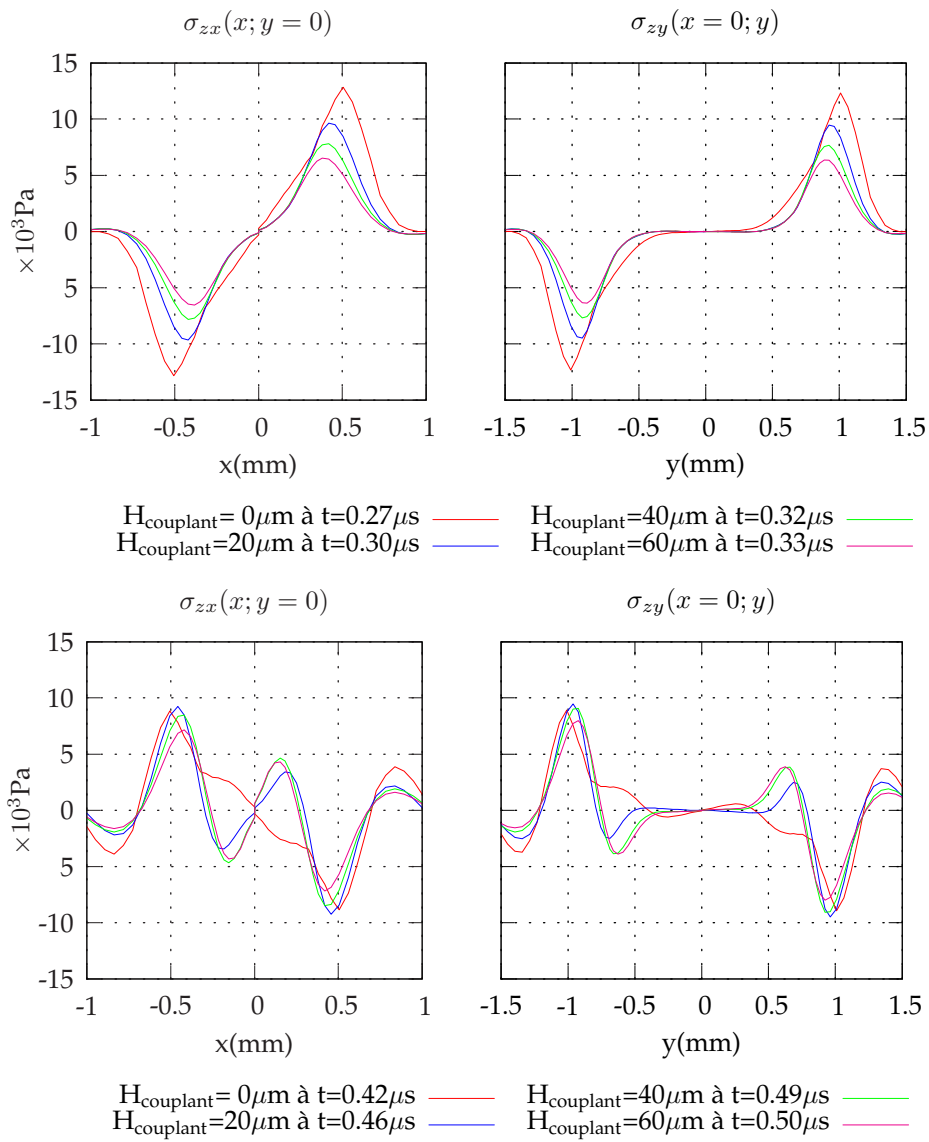


FIG. 5.4 – Profils instantanés des contraintes tangentielles  $\sigma_{zx}$  et  $\sigma_{zy}$  en fonction de la hauteur de couplant.

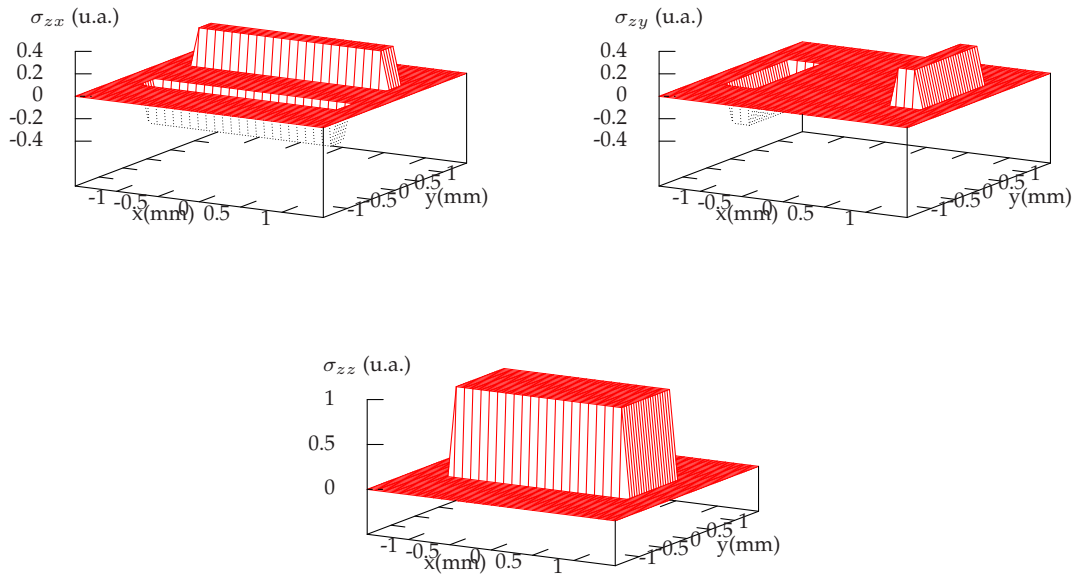


FIG. 5.5 – Répartition de la contrainte à l'interface traducteur-acier.

avons établi au paragraphe 4.3 que la mesure est fortement perturbée par l'interface acier-air, sur laquelle la sonde optique hétérodyne mesure le déplacement normal. Le calcul du champ rayonné par une source de  $1 \times 2 \text{ mm}^2$ , pour un ratio de contraintes  $[\sigma_{zx}/\sigma_{zz}] = [\sigma_{zy}/\sigma_{zz}] = 0.34$ , est représenté figure 5.7 et on compare l'échodynamique avec celle de la simulation *PZFlex* réalisée sans rebond sur le fond de la pièce, figure 5.8. On note alors un bon accord entre les deux simulations réalisées, en particulier pour  $-5 \text{ mm} \leq x \leq +5 \text{ mm}$  (pour un angle sous critique), là où le modèle avec contrainte normale exclusivement sous-estime le champ en ondes T. De même, pour  $x \geq 12.5 \text{ mm}$  (resp. pour  $x \leq -12.5 \text{ mm}$ ), la correction apportée au modèle améliore la description du champ. Néanmoins, on ne prédit toujours pas le maximum en amplitude d'ondes T. En fait, pour la région proche de l'angle critique, on a des difficultés à décrire correctement le champ, dues à la présence simultanée d'un minimum de la directivité de la contrainte normale et d'un maximum de la directivité de la contrainte tangentielle (cf. figures A.2 et A.3).

### 5.2.3 Conclusions

L'utilisation d'un modèle semi-analytique prenant en compte des contraintes tangentielles montre que les sollicitations de ce type influent sur la description des ondes T de façon plus importante que pour les ondes L. En fait, on observe figure 5.6 que les ondes L ne sont pratiquement pas affectées par la prise en compte des contraintes tangentielles.

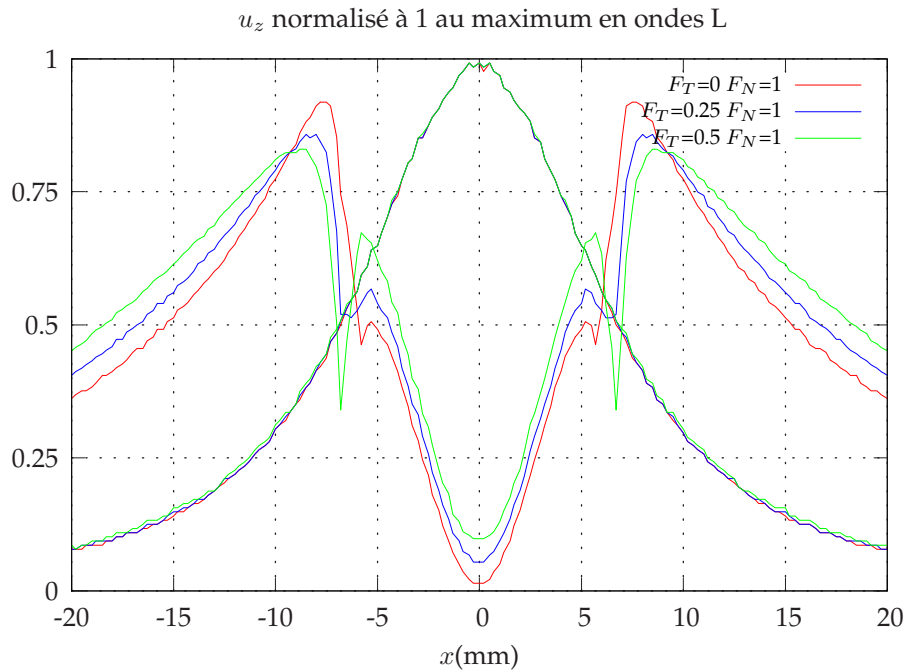


FIG. 5.6 – Simulation du champ de déplacement normal avec variation de la force tangentielle appliquée.

La description d'ondes T est cependant mal décrite au voisinage de l'angle critique d'après ce que nous observons figure 5.8. Notons que la négligence des ondes de Rayleigh ou de Scholte-Stoneley, observées lors des calculs éléments finis dans la section 4.2, constitue une approximation importante dans notre modèle. On choisit de ne prendre en compte que la partie de la sollicitation tangentielle qui est en phase avec le mode épaisseur et ceci étant en partie la cause des imprécisions de ce modèle au voisinage de l'angle critique.

Par ailleurs, on sait que les ondes de tête sont présentes dans la région telle que l'angle de réfraction  $\theta$  vérifie  $\theta_C \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ . Pour des angle proches de  $\frac{\pi}{2}$  la vitesse des ondes de tête est de l'ordre de  $c_L$ . Par contre au voisinage de  $\theta_C$ , la vitesse est proche de  $c_T$ . En fait pour  $\theta \rightarrow \theta_C$  les ondes de tête interfèrent avec les ondes T. Ceci donne une explication supplémentaire aux difficultés à exprimer le champ en ondes T au voisinage de  $\theta_C$ , avec le modèle semi-analytique.

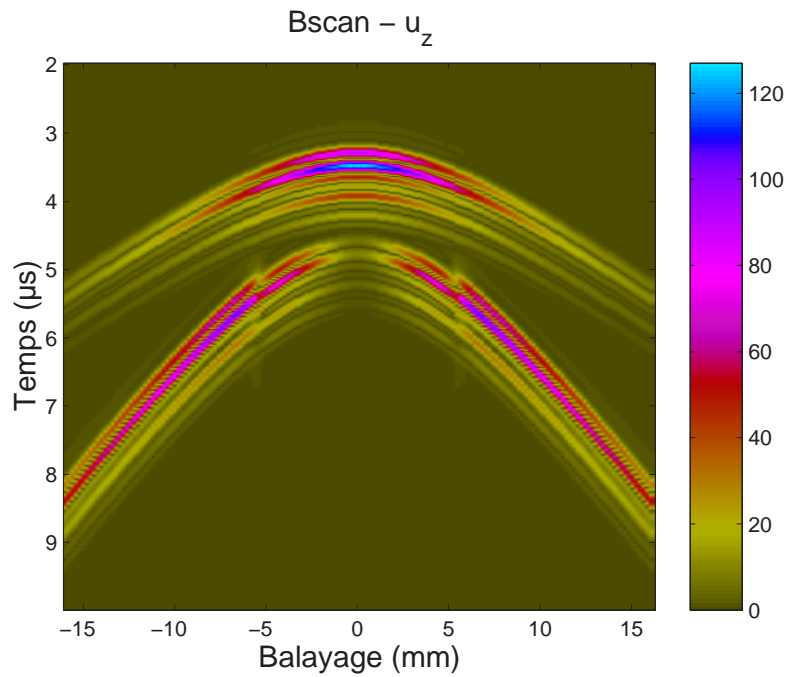


FIG. 5.7 – Bscan d’une simulation du champ de déplacement à 9.7mm de profondeur avec l’application d’une force tangentielle  $F_T = 0.34 \times F_N$ .

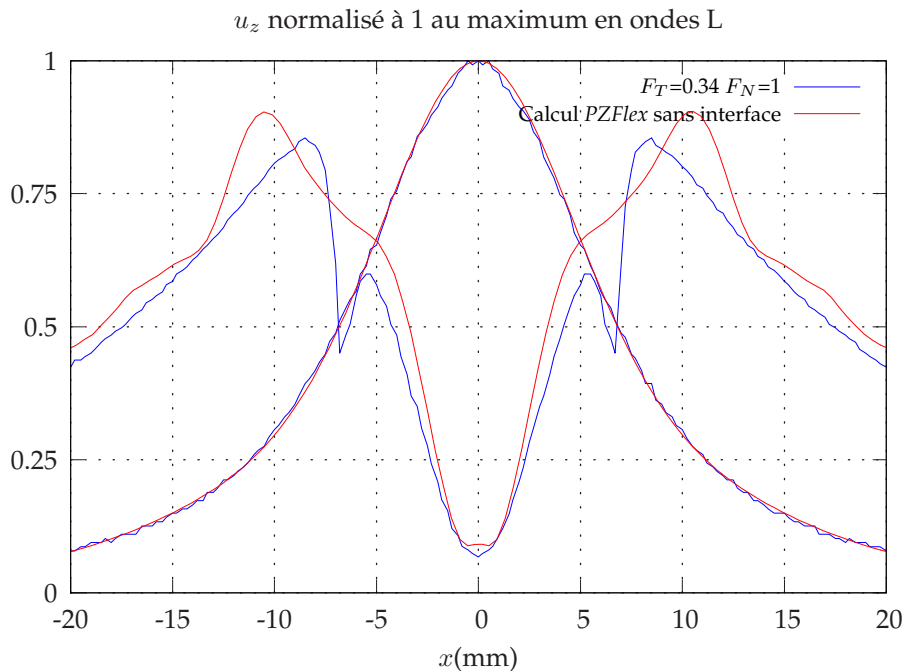


FIG. 5.8 – Échodynamique de la simulation du champ de déplacement avec l’application d’une force tangentielle (d’après le Bscan figure 5.7), comparé au calcul éléments finis en propagation sans échos de fond de pièce.

## 5.3 Conclusions sur l'extension du modèle de rayonnement

On a décrit au cours de ce chapitre, une extension du modèle semi-analytique de rayonnement d'une source au contact direct avec un solide semi-infini. L'objectif de cette extension étant de réaliser des simulations de champ ultrasonore permettant de prendre en compte le rayonnement de sources de contraintes tangentielles.

Ce modèle est conforme à la description du rayonnement en champ lointain d'une source de contrainte normale, comme le modèle de Miller et Pursey [19] et d'une source de contrainte tangentielle, comme décrit par Cherry [71], en régime monochromatique. On étend ici ces modèles à des sources de forme quelconque, en régime impulsionnel.

On montre alors que la prise en compte des sollicitations de contraintes normales et tangentielles, calculées numériquement au chapitre 4, améliorent la description du champ rayonné par un élément du réseau en ondes T. Ceci affecte peu le rayonnement en ondes L, le diagramme de rayonnement pour ce mode étant d'amplitude négligeable par rapport aux ondes T, comme on peut le voir figure A.3 en annexe A.

Notons aussi l'importance de l'approximation faite sur ce modèle consistant à dire que seul le mode épaisseur engendre les champs de contrainte normale et tangentielle, comme décrit paragraphe 5.2.1. Cependant, on n'a pas formellement démontré que l'influence des autres contributions à l'interface comme les modes de Rayleigh ou de Scholte-Stoneley était en tous cas négligeable. On s'est juste basés sur le caractère évanescent de ces modes alors qu'en toute rigueur on pourrait améliorer le calcul en utilisant la totalité des données spacio-temporelles issues des résultats obtenus par éléments finis.

D'autre part, le choix du modèle *Champ Sons* ne permet pas de calculer le champ en ondes de tête, qui peuvent avoir leur influence sur les difficultés de description du champ au niveau de l'angle critique au voisinage des fronts d'ondes T. Pour cela des modèles semi-analytique comme ceux proposés par Gendreau [23] ou par Catheline [18] peuvent être utilisés, avec éventuellement des modifications permettant de prendre en compte des contributions tangentielles.

Dans la suite de cette étude, on doit vérifier le comportement d'un réseau matriciel. Dans l'état actuel des développements du logiciel *Champ Sons*, l'extension prenant en compte des sources de contrainte tangentielle pour des traducteurs multiéléments n'a pas été implémentée. Ainsi, on utilisera dans ce qui suit le modèle n'utilisant que des sollicitations normales, en attendant une validation du modèle décrit dans ce chapitre pour le cas d'un multiéléments.

## Chapitre 6

# Mise en œuvre et caractérisation d'un réseau matriciel conformable

Dans ce chapitre, on présente la mise en œuvre ainsi que les résultats concernant le premier prototype du traducteur conformable. La solution retenue pour un tel dispositif comprend le réseau matriciel (paragraphe 2.2.3) composé des éléments émetteurs de  $1 \times 2 \text{ mm}^2$  décrits et étudiés aux chapitres 3 et 4.

Dans un premier point, on utilise le modèle de rayonnement décrit section 2.1, pour simuler le comportement du réseau à travers des pièces de géométries diverses. On montre ensuite la mise au point pratique d'un prototype du point de vue mécanique, c'est-à-dire l'assemblage d'un réseau « factice » en tant que système souple. Le réseau matriciel est mis en œuvre à l'issue de cette étude. On décrit ensuite des mesures en transmission réalisées pour caractériser le faisceau ultrasonore, ainsi que des acquisitions en échographie. On compare alors ces résultats aux performances d'un traducteur monoélément à sabot standard, dans les mêmes conditions de mesure.

## 6.1 Simulation d'une configuration de réseau matriciel

Le logiciel de simulation ultrasonore *Champ Sons* est adapté au calcul du champ émis dans des pièces de géométrie complexe. Pour des traducteurs immersion, qui concernent une grande partie des applications en CND par ultrasons, la méthode des pinceaux permet d'évaluer le champ au passage d'une interface complexe [30, 72]. Cette méthode est transposée à la simulation au contact direct, en particulier pour le cas d'un traducteur pouvant se déformer suivant une surface torique. On évalue les performances du réseau avec la simulation du champ rayonné par un tel traducteur à travers une surface plane, pour le cas de référence, puis pour évaluer la situation plus réaliste du coude, à travers une surface de contact torique.

### 6.1.1 Pièce plane

On évalue les performances d'un réseau matriciel dans la configuration la plus simple de la pièce plane. On visualise figure 6.1 la configuration de la simulation, réalisée dans le plan d'incidence sur 16mm de hauteur, pour  $12\text{mm} \leq z \leq 28\text{mm}$ , et sur 50mm de balayage. On applique au réseau une loi de retards à l'émission, représentée figure 6.1 et calculée pour focaliser à 20mm de profondeur à une abscisse  $x=20\text{mm}$ , de façon à générer un faisceau en ondes T à  $45^\circ$ .

Le Cscan figure 6.2 montre un faisceau focalisant à  $45^\circ$ . On constate sur le Bscan pris à  $z = 20\text{mm}$  que la focalisation en ondes T se fait correctement, malgré une forte présence d'un lobe de réseau. Il s'agit en fait d'un front d'ondes L relativement dispersé, qui se situe à la verticale du réseau. L'échodynamique montre que le niveau de ces lobes est à -10.7dB du niveau de focalisation en ondes T, avec une tache focale qui s'étend sur 3mm à -3dB. On distingue aussi des lobes de réseau en ondes T sur le Bscan, mais leur niveau est bien inférieur au lobe en ondes L.

### 6.1.2 Pièces de géométrie torique

On simule le rayonnement du réseau sur une pièce de géométrie complexe 3D, comme dans la situation représentée figure 6.3. Il s'agit des résultats d'une simulation réalisée sur l'intrados du coude de 114mm de diamètre, pour une courbure de 96mm de rayon dans le plan de la génératrice. On teste ainsi deux configurations complémentaires, à savoir une focalisation dans le plan contenant la génératrice du coude, figure 6.3a), puis dans le plan perpendiculaire, figure 6.3b).

Les figures 6.4a) et 6.4b), montrent sur les deux Cscan un faisceau principal en ondes T avec d'importants lobes à la verticale du réseau. Les Bscans montrent que ces lobes de réseau font partie d'un front d'ondes L, alors qu'on peut observer des lobes en ondes T d'un niveau bien inférieur.

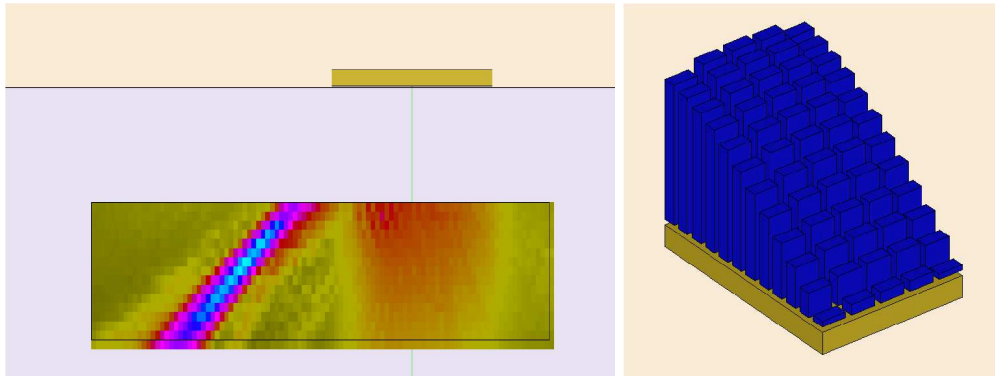


FIG. 6.1 – Vue de la configuration de calcul du champ à travers une interface plane : à gauche la zone de calcul par rapport au transducteur ; à droite la loi de retards.

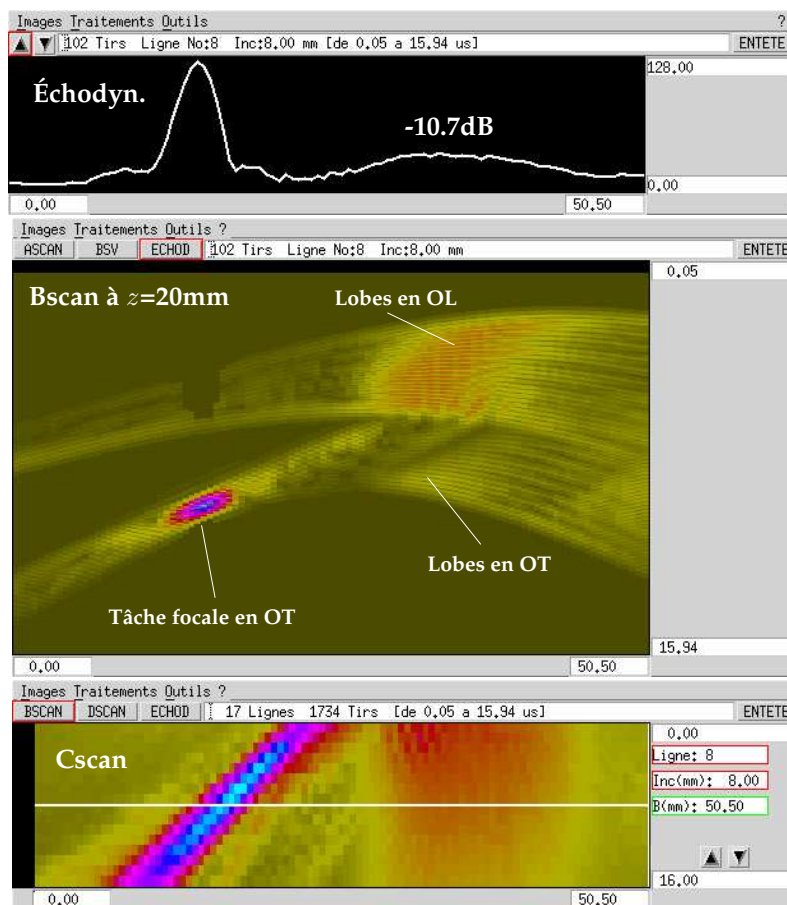


FIG. 6.2 – Résultats des calculs de champ de déplacement à travers une interface plane.



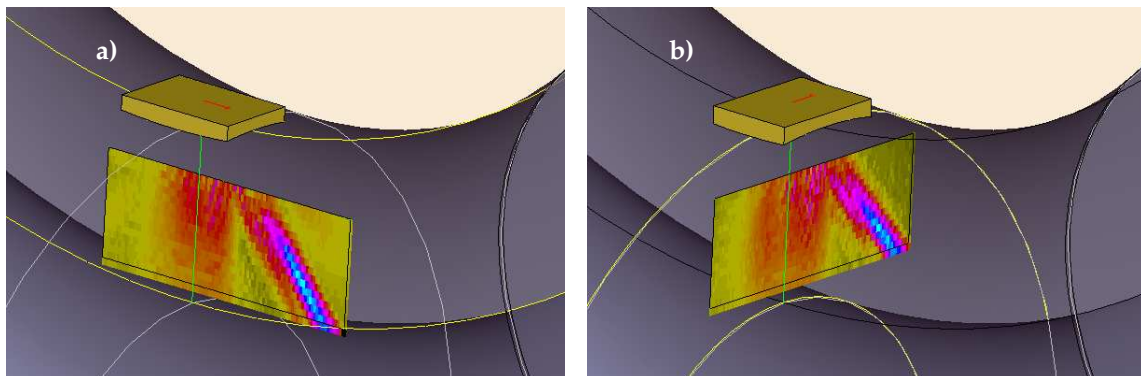


FIG. 6.3 – Vue 3D d'une configuration de calcul *Champ Sons* à travers l'intrados d'un coude : a) traducteur orienté suivant la génératrice du coude ; b) suivant la perpendiculaire.

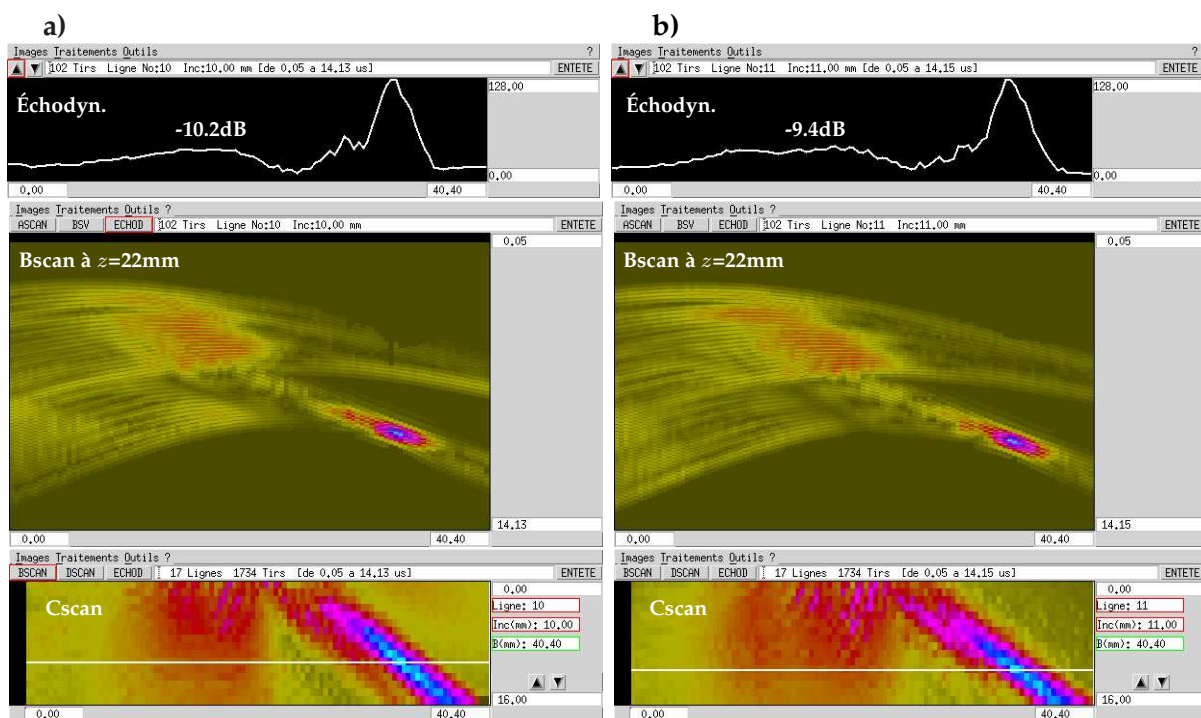


FIG. 6.4 – Résultats des calculs de champ du module du déplacement  $|\vec{u}|$ , émis à travers l'interface torique du coude.

On recense dans le tableau 6.1 les principales caractéristiques du champ rayonné pour le cas de la pièce plane, figures 6.1 et 6.2, ainsi que pour les configurations a) et b), figures 6.3 et 6.4. Le motif du réseau choisi montre une forte présence de lobes de réseau en ondes L dans la situation de la pièce plane. Ces simulations montrent alors que le couplage sur une pièce torique comme le côté intrados d'un coude, modifie l'allure du champ rayonné pour augmenter très légèrement le niveau des lobes de réseau si le profil de déformée est convexe, ce qui témoigne d'une focalisation un peu moins performante. *A contrario*, si le profil de déformée est concave, la focalisation est plus efficace et le niveau des lobes diminue d'environ 1dB.

	pièce plane	pièce torique config. a)	pièce torique config. b)
Largeur à -3dB	3.0mm	2.8mm	2.8mm
Niveau des lobes	-10.7dB	-10.2dB	-9.4dB

TAB. 6.1 – Caractéristiques du faisceau simulé par *Champ Sons* appliqué au traducteur conformable.

## Conclusions

Les simulations du champ de déplacement sont réalisées avec le modèle de rayonnement décrit section 2.1, en prenant comme hypothèse que chaque élément émetteur exerce une contrainte normale à la surface de la pièce. On montre ainsi que le réseau est en mesure de focaliser un faisceau d'ondes T avec une incidence de 45° à travers une pièce plane ou torique, conformément à l'application visée décrite section 1.2.

Cependant, on observe des lobes secondaires d'une intensité non négligeable à la verticale du réseau. La présence de ces lobes en ondes L peut s'expliquer par la directivité d'un élément émetteur étudié précédemment aux chapitres 4 et 5. En effet, on a pu observer qu'une grande partie de l'énergie est émise dans l'axe de l'émetteur, ce qui fait que le réseau produit des lobes en ondes L à la verticale du réseau.

En ce qui concerne les ondes T, la directivité de l'élément émetteur atteint son maximum aux environs de 40°, ce qui constitue un avantage puisqu'on focalise à 45° avec le réseau. En revanche, l'intensité des ondes T dans l'axe de l'élément est très faible, comme l'ont montré les différentes études en expérience (p. 75), en simulation semi-analytique ou numérique (pp. 100 et 115), voire nulle dans le cas d'une source ponctuelle (voir figure A.3 annexe A). En conséquence, le réseau global ne produit quasiment aucun lobe de réseau en ondes T dans l'axe du capteur.

## 6.2 Conception mécanique

Après l'étude du comportement acoustique du réseau conformable en simulation, on aborde ici la démarche de conception, d'un point de vue mécanique, qui aboutit à l'intégration des éléments émetteurs ultrasonores étudiés précédemment (voir chapitres 3 et 4) au sein du premier prototype de 60 éléments.

### 6.2.1 Contraintes liées à l'application

L'application visée pour un premier prototype de traducteur conformable concerne le contrôle de certains composants de tuyauteries, comme les coudes et autres piquages, au sein des circuits de refroidissement d'un REP, en particulier le contrôle de certaines zones qui sont difficilement accessibles par des traducteurs contact traditionnels, décrites au paragraphe 1.2.2. Les résultats des contrôles sont donnés sous la forme d'images de type Ascan, Bscan et Cscan, obtenues par balayage mécanique de la sonde. La surface active du traducteur doit donc s'adapter à la forme du composant inspecté tout en restant au contact lors du déplacement.

Afin de palier les insuffisances de résolution des « petits » traducteurs contact habituellement utilisés sur site, l'ouverture du traducteur doit être assez grande pour obtenir une bonne résolution du faisceau ultrasonore. On étend le concept TCI à des pièces de géométrie complexe 3D, en développant un traducteur multiéléments matriciel conformable. Le faisceau ultrasonore est synthétisé par application d'une loi de retards, calculée en fonction de la position de tous les éléments du réseau dans l'espace 3D. L'intégration d'un tel dispositif ne fait pas partie de ce travail de thèse.

On utilise une structure multiéléments avec des éléments émetteurs rigides et indépendants<sup>1</sup>, composés d'une partie active piézoélectrique, d'une lame avant et d'un backing destiné à amortir le signal. L'encombrement des éléments émetteurs sera réduit au minimum. On fera en sorte que la hauteur globale de l'élément seul ne dépasse pas 3mm avec le backing, la lame et la résine souple, sachant que le traducteur conformable sera équipé de pastilles piézoélectriques d'environ 500 $\mu$ m d'épaisseur.

Tous les éléments du réseau déformé doivent rester au contact de la pièce inspectée. Une solution envisagée pour une première validation mécanique est représentée figure 6.5. On choisit d'imposer un espace inter-éléments relativement élevé, de 0.5mm suivant  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ , pour obtenir une meilleure flexibilité du réseau global.

---

<sup>1</sup>Notons que chaque élément est connecté au système d'acquisition indépendamment des autres éléments du réseau complet, ce qui permet l'utilisation de lois de retards pouvant compenser la déformée du système (cf. paragraphe 1.3.3).

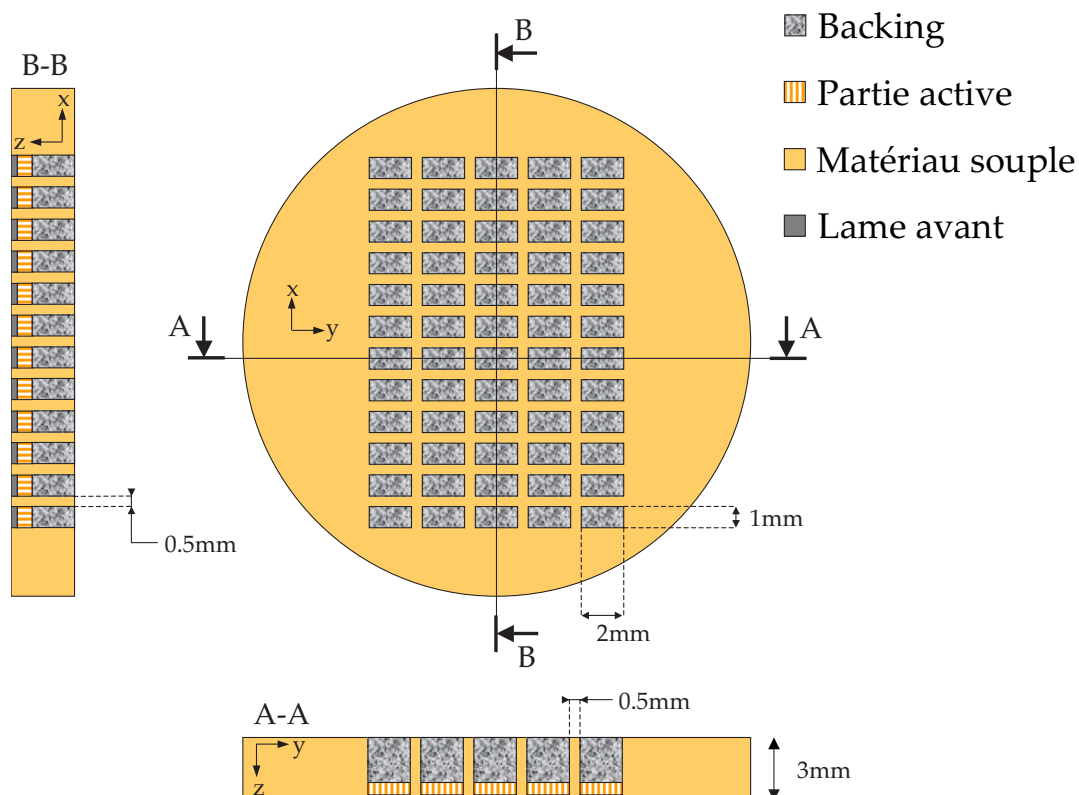


FIG. 6.5 – Structure d'un réseau conformable : éléments émetteurs liés par un matériau souple.

## 6.2.2 Validation mécanique

La cohésion mécanique du système sera assurée en moulant le réseau dans une matrice souple du type élastomère. L'insertion de résine souple donne à chaque élément divers degrés de liberté pour assurer le plaquage. On utilisera surtout la translation suivant  $\vec{z}$ , et les rotations suivant  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ , pour pouvoir se conformer à une pièce de géométrie complexe 3D. Comme pour les traducteurs contacts standards, le réseau matriciel utilisera un gel aqueux habituellement utilisé comme couplant. Dans ce cas, la résine utilisée devra être hydrophobe afin de prévenir toute altération dans le système de connections, comme l'oxydation des électrodes.

Le tableau 6.2 montre les différents types de matériaux testés pour la faisabilité mécanique d'un réseau matriciel à taille réelle. Nous avons utilisé essentiellement trois types de résine reconnues comme souples :

- Les silicones sont des matériaux très souples mais habituellement connus comme de mauvais adhérents et relativement fragiles. La formulation testée a été développée pour le moulage, ce qui lui confère une bonne résistance, comme on peut le voir avec la résistance à la rupture de 6MPa. Les problèmes d'adhésion ont été contournés par l'utilisation d'un primaire avant l'application de la résine.

Type de matériau	Dureté (Shore A)	$\sigma_{\max}$ (MPa)	$\frac{\Delta l}{l}$ (%)	$\rho_d$ (kV/mm)
Silicone	42	6	360	20
Polyuréthane	35	7	400	15
Époxy souple	30	8	120	18

TAB. 6.2 – Comparaison entre trois types de matériaux souples à travers la dureté shore A, la résistance à la rupture  $\sigma_{\max}$ , l'allongement à la rupture  $\frac{\Delta l}{l}$  et la rigidité diélectrique  $\rho_d$ .

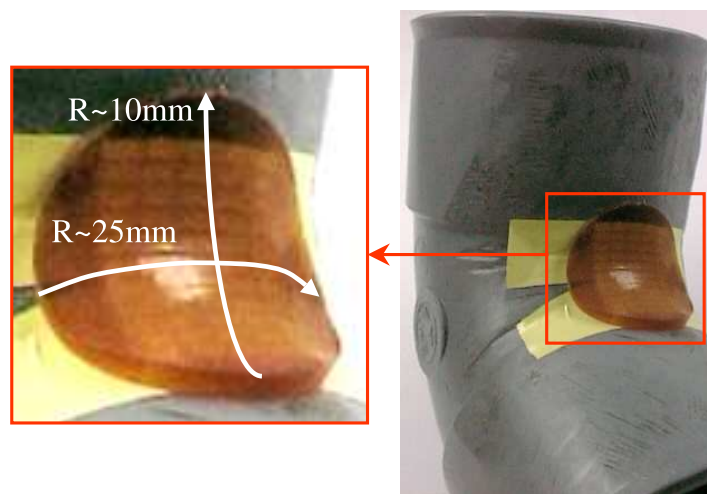


FIG. 6.6 – Modèle mécanique taille réelle pour le test d'un réseau matriciel conformable. La matrice modélisée est composée de  $12 \times 5$  éléments passifs.

- Les polyuréthanes sont des résines souples très résistantes, la plupart du temps étanches, et d'une grande stabilité chimique. La formulation testée ici fait partie d'une gamme de produits dont on peut faire varier le taux de durcisseur afin d'obtenir une résine plus souple. L'échantillon testé a une bonne souplesse, une bonne adhérence et est suffisamment résistant pour l'application visée. Cependant, des tests d'immersion ont montré que cette formulation produit un échantillon réactif à l'eau, ce qui peut poser un problème d'étanchéité.
- Les résines époxy sont, de façon générale, des résines très dures avec de fortes capacités d'adhésion. La formulation testée ici utilise un faible taux de durcisseur, assurant une meilleure souplesse qu'une résine époxy classique. Néanmoins, la texture de l'échantillon testé reste assez pâteuse, ce qui peut s'expliquer par la réduction de la proportion de durcisseur. En conséquence la résine est assez souple mais peu élastique, comme en témoigne la faible allongement à la rupture tableau 6.2.

Une maquette mécanique à taille réelle est donc réalisée avec les différents matériaux décrits par le tableau 6.2. Le réseau « factice » de  $12 \times 5$  éléments découpés dans une plaque en bakélite, donc strictement inactifs d'un point de vue piézoélectrique, reproduit la structure de réseau testée précédemment section 6.1. Chaque élément couvre une surface de  $1 \times 2 \text{ mm}^2$ , pour une hauteur de 3mm.

La figure 6.6 montre un échantillon réalisé avec une résine de type Polyuréthane capable de se déformer sans aucun dommage. Cette maquette montre qu'un tel système est capable de se déformer suivant une surface torique, tel un coude comportant un rayon convexe de 10mm dans le plan d'incidence et concave de 25mm dans le plan perpendiculaire<sup>2</sup>.

### 6.2.3 Réalisation du réseau matriciel conformable

On utilise alors la technique employée précédemment pour les éléments actifs (ensemble transducteur-lame-backing de 3mm de haut) étudiés chapitre 3. La figure 6.7 montre le dispositif comprenant le traducteur conformable maintenu par un système de préhension. Cette vue de la face avant montre le réseau matriciel de  $12 \times 5$  éléments émetteurs. Chaque élément est indépendant d'un point de vue mécanique et électronique, le tout étant assemblé par une résine silicone transparente. La résine employée est une formulation habituellement utilisée pour du moulage, à forte résistance mécanique comparée à d'autres silicones plus classiques. La connexion électronique des éléments émetteurs divisée en quatre nappes de 30 fils pour deux connexions par élément, le tout inséré dans la résine souple pour une meilleure protection.

Le système de préhension est composé de quatre pistons répartis sur les bords extérieurs de la membrane souple, où sont insérés les éléments du réseau. Ce dispositif permet de plaquer la matrice pour le contact avec une pièce complexe. Un ensemble de pistons supplémentaires appuie directement sur la face arrière du réseau de façon à épouser des surfaces concaves ou convexes. Ce dispositif est représenté figure 6.8 par une vue en image de synthèse du système de plaquage agissant sur la face arrière du réseau, non visible figure 6.7. On peut aussi voir un test de maintien de la matrice sur un coude de 100mm de diamètre, montrant la flexibilité du système.

## 6.3 Caractérisation du réseau matriciel

Après la mise en œuvre du traducteur conformable, on caractérise le champ en transmission et en échographie sur deux cales de test, l'une de géométrie cylindrique, l'autre de géométrie torique reproduisant l'intrados d'un coude.

---

<sup>2</sup>D'après les notations de la figure 6.5 le plan d'incidence est  $(\vec{x}; \vec{z})$  et le plan perpendiculaire est  $(\vec{y}; \vec{z})$ .

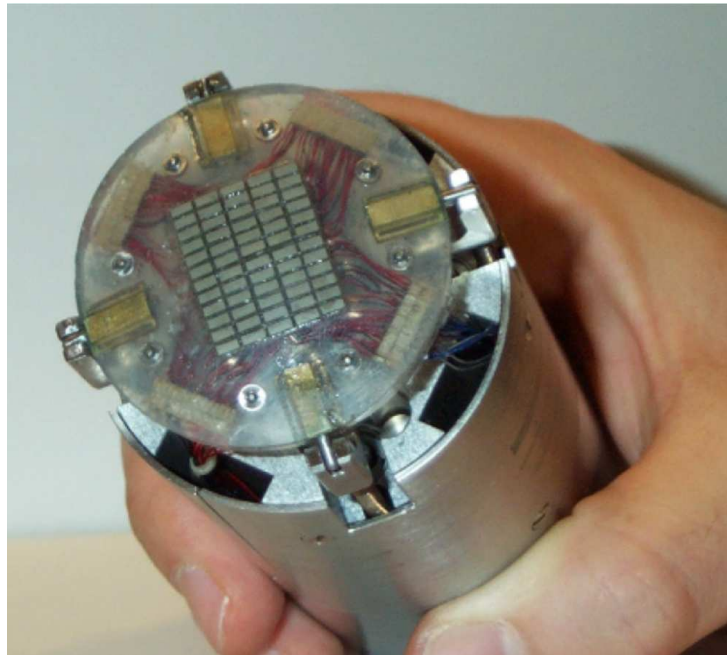


FIG. 6.7 – Traducteur multiéléments matriciel conformable, vu de la face avant.

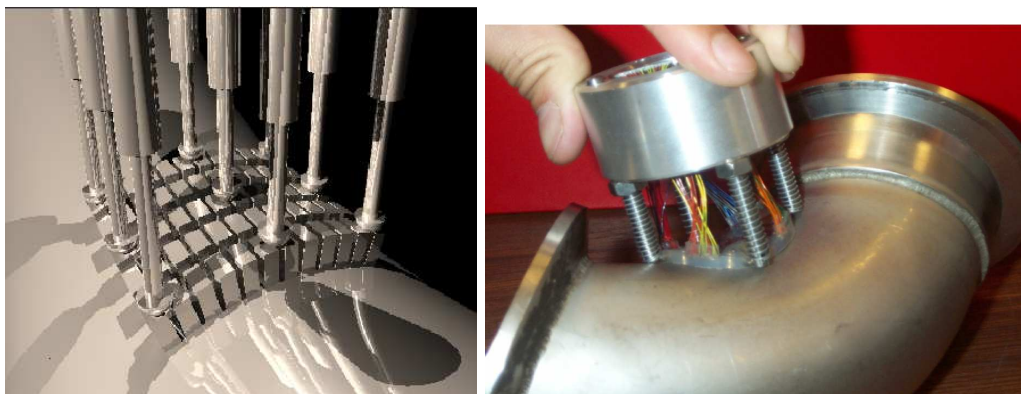


FIG. 6.8 – Vue en image de synthèse du système de plaquage sur la face arrière de la matrice et test de maintien du réseau conformable sur un coude de 100mm de diamètre.

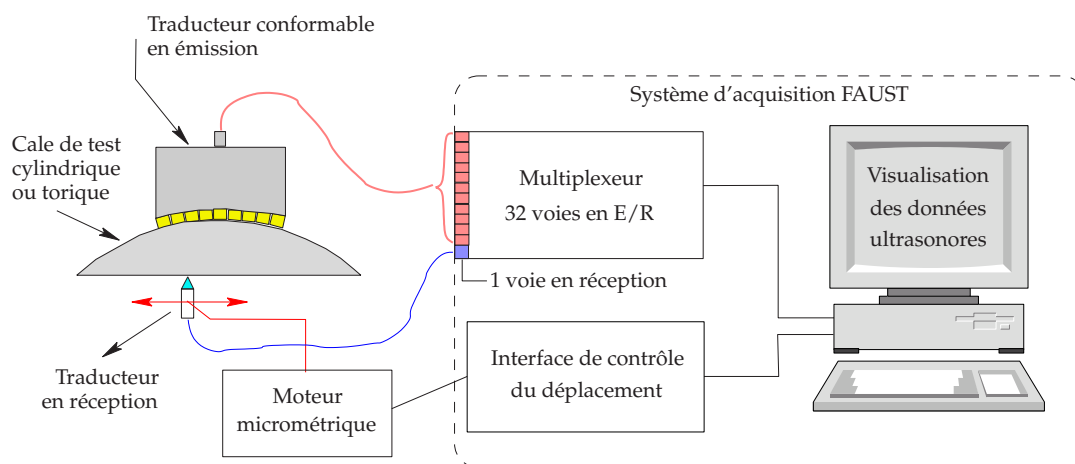


FIG. 6.9 – Schéma du dispositif de mesure avec un système d'acquisition *FAUST*.

### 6.3.1 Mode opératoire

On décrit dans ce paragraphe la mise en place des cales choisies pour la caractérisation du réseau, réalisée par un traducteur à relais conique pour la mesure du champ en transmission.

#### Description des cales de test

On représente figure 6.9 le dispositif de mesure pour cette expérience. Le réseau flexible est alors couplé à deux pièces de géométrie complexe, à savoir une pièce avec une surface de forme cylindrique de 50mm de rayon, puis une pièce de forme torique à l'instar de l'intrados d'un coude d'un diamètre de 114mm ( $r_1=57\text{mm}$  suivant  $\vec{x}$  sur la figure 6.10) pour un rayon  $r_2=96\text{mm}$  suivant  $\vec{y}$  dans le plan de la génératrice. Ces deux pièces sont munies de fonds plats pour la mesure du champ rayonné en transmission. La vue de dessous, figure 6.11, montre les zones de balayage du récepteur sur la surface de mesure. Notons aussi la présence d'un défaut plan de 15mm de largeur suivant  $\vec{y}$ , et de 3.5mm de haut suivant  $\vec{z}$ , perpendiculaire au fond plat de chacune des pièces décrites ci-dessus.

#### Mesure du champ

On utilise en réception un traducteur mono-élément à ondes L, à une fréquence de 3.5MHz muni d'un relais conique. Ce type de capteur mesure les perturbations à la surface, *a priori* les variations du déplacement normal. Le relais conique diminue l'ouverture à 1mm au contact de la pièce, ce qui en fait un récepteur de taille réduite de l'ordre de la longueur d'onde, donc avec une directivité assez large. Ce type de capteur est donc plus sensible aux déplacements normaux, par exemple un front d'ondes L à incidence nulle par rapport à l'interface de détection. Ces mesures donnent des indications sur le champ de déplacement en ondes L et T, pour vérifier les niveaux



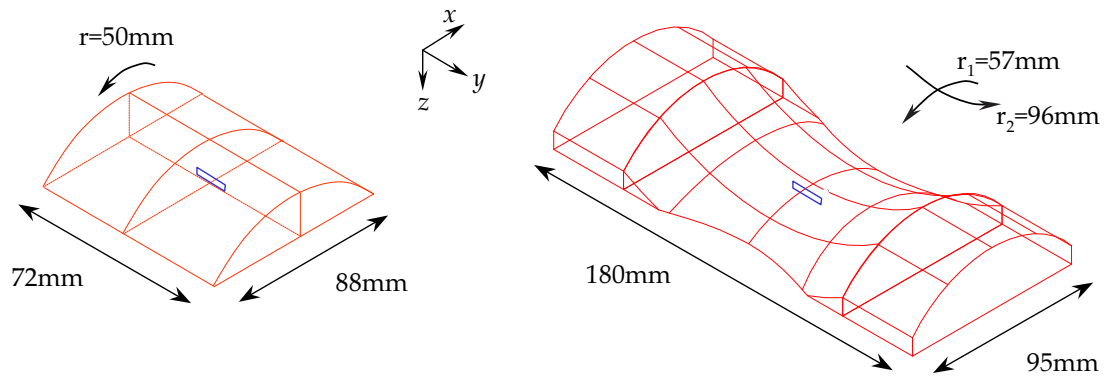


FIG. 6.10 – Géométrie des pièces sur lesquelles est testé le traducteur conformable. Cale cylindrique à gauche et cale à géométrie torique à droite.

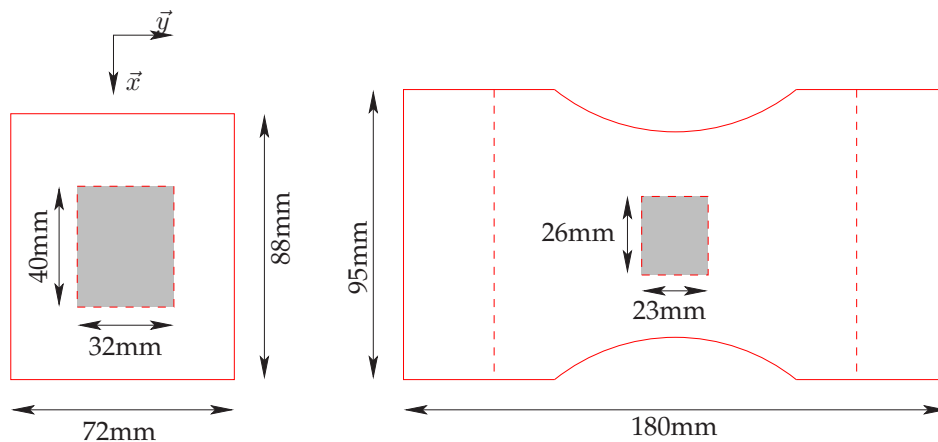


FIG. 6.11 – Vues de dessous de la cale cylindrique à gauche et de la cale torique à droite. Les zones balayées par le traducteur récepteur sont grisées.

de focalisation et des lobes de réseau, en fonction de la pièce au contact. On se limite alors à la comparaison du champ obtenu par le réseau conformable avec un traducteur monoélément de 6.1mm de diamètre (un quart de pouce), muni d'un sabot L70°, fournissant un faisceau T33° dans l'acier pour une fréquence d'émission à 2.25MHz.

### Système d'acquisition

Afin d'utiliser les possibilités du capteur en focalisation, on utilise le système d'acquisition multi-voies *FAUST* [73], schématiquement décrit figure 6.9. Ce dispositif comprend une station où est installée le logiciel pour l'Interface Homme Machine contrôlant l'ensemble de l'électronique pour l'acquisition des données ultrasonores. À travers cette station, on définit le capteur utilisé, la géométrie de la pièce, ainsi que les paramètres de contrôle du faisceau comme les coordonnées du point focal, le mode L ou T, ou encore le type de focalisation à utiliser (focalisation linéaire ou en un point, à des profondeurs ou suivant des directions différentes). Une loi de retards est ensuite calculée, puis retenue pour l'excitation des éléments du réseau à travers le multiplexeur qui gère 32 voies ultrasonores indépendantes, en émission comme en réception. Il est

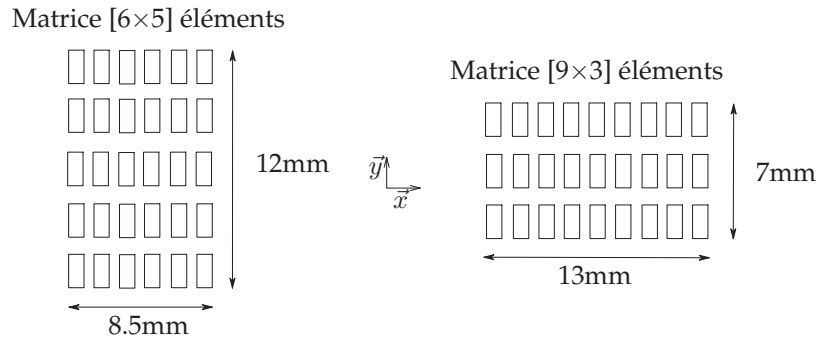


FIG. 6.12 – Deux configurations réduites du réseau conformable pour les mesures en transmission.

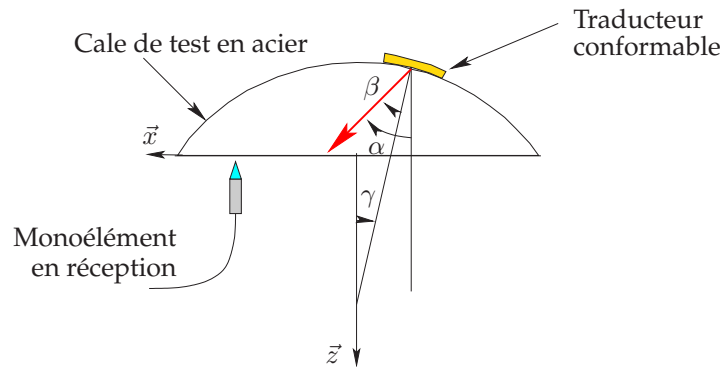


FIG. 6.13 – Représentation schématique de la position du traducteur conformable par rapport à la pièce inspectée : en rouge la direction du faisceau rayonné.

aussi possible de régler voie par voie la tension et la largeur temporelle du créneau à l'émission. Comme pour l'élément émetteur, le signal d'excitation recommandé est un créneau négatif de 200V maximum, pour une largeur temporelle optimale de  $0.17\mu\text{s}$  (i.e. une demi-période à 3MHz).

### Paramètres à l'émission

Le système d'acquisition n'est équipé que de 32 voies ultrasonores, alors que le réseau fabriqué dispose de 60 voies. On utilisera alors deux configurations réduites, avec deux matrices [6×5] et [9×3] représentées figure 6.12. La figure 6.13 illustre les différents angles caractéristiques de la position du traducteur et du faisceau émis par rapport à la pièce inspectée avec :

- $\alpha$  l'incidence du faisceau par rapport à la verticale  $\vec{z}$ ,
- $\beta$  la déflexion du faisceau par rapport à la normale au traducteur,
- $\gamma$  la déviation du traducteur par rapport à la verticale  $\vec{z}$ .

Dans une situation de contrôle sur site, l'angle de déviation  $\gamma$  varie avec le balayage dans le plan  $(\vec{x}, \vec{z})$ . Dans la suite on fixe  $\gamma$  à  $15^\circ$  pour la pièce cylindrique et  $10^\circ$  pour la pièce torique. L'angle de déflexion  $\beta$  est calculé en conséquence pour obtenir une inclinaison du faisceau  $\alpha$  de  $45^\circ$  par rapport à la verticale  $\vec{z}$ , dans le plan  $(\vec{x}, \vec{z})$ .

### 6.3.2 Pièce à géométrie cylindrique

#### Champ en transmission

	Réseaux [6×5] et [9×3]	Traducteur à sabot
Amplitude en émission (V)	120	70
Gain en réception (dB)	42	60

TAB. 6.3 – Cas de la pièce à géométrie cylindrique : amplitude en émission appliquée aux traducteurs matriciels ([6×5] et [9×3]) ainsi qu’au traducteur à sabot ; gain en réception pour le traducteur avec relais conique.

Les paramètres en émission et en réception pour les deux réseaux et pour le traducteur à sabot sont représentés au tableau 6.3. Le traducteur matriciel est couplé à la cale à géométrie cylindrique, voir figures 6.10 et 6.11, avec un angle d’incidence  $\alpha=45^\circ$ , un angle de déflexion  $\beta=29.7^\circ$  et une déviation du réseau  $\gamma=15.3^\circ$  par rapport à la verticale.

On représente figure 6.14 une simulation du champ de déplacement normal à la profondeur  $z=15\text{mm}$  dans un plan parallèle à  $(O, \vec{x}, \vec{y})$ , avec un signal à 3MHz et une bande passante de 50% de la fréquence centrale à -6dB. Ces résultats montrent une focalisation en ondes T mais aussi divers lobes secondaires pour les deux motifs de réseau testés. Le lobe le plus intense se situe dans le plan de focalisation à la verticale du réseau. Il s’agit d’un front d’ondes L, comme on peut l’observer sur les Bscan. Les Échodynamiques montrent que le niveau du lobe axial est à environ -9dB du niveau de focalisation. On remarque aussi la présence de deux autres types de lobes de réseau hors axe, situés à coté de la tache focale en ondes T et à côté du lobe axial en ondes L. On remarque ainsi que le réseau [9×3] produit des lobes hors axe moins importants que la matrice [6×5].

La figure 6.15 montre les résultats de l’acquisition sur la surface de mesure à une profondeur  $z=16.2\text{mm}$ . Le champ est mesuré sur un rectangle de 40mm suivant  $\vec{x}$  et de 32mm suivant  $\vec{y}$ , avec un pas de 0.25mm dans les deux directions. On observe ainsi les mêmes phénomènes qu’en simulation, mais avec des amplitudes relatives différentes. Les disparités observées lors d’une comparaison entre les simulations, figure 6.14, et les mesures, figure 6.15, montrent que traducteur à relais conique utilisé en réception n’a pas une directivité constante. On suppose que la sensibilité de ce capteur est maximale pour une onde avec incidence nulle et dégressive lorsqu’on s’approche d’une incidence de  $90^\circ$ , où la sensibilité est théoriquement nulle. En fait, la simulation du champ de déplacement normal devrait être comparée à une mesure réalisée par une sonde optique hétérodyne qui a une directivité constante pour le déplacement normal, quelque soit

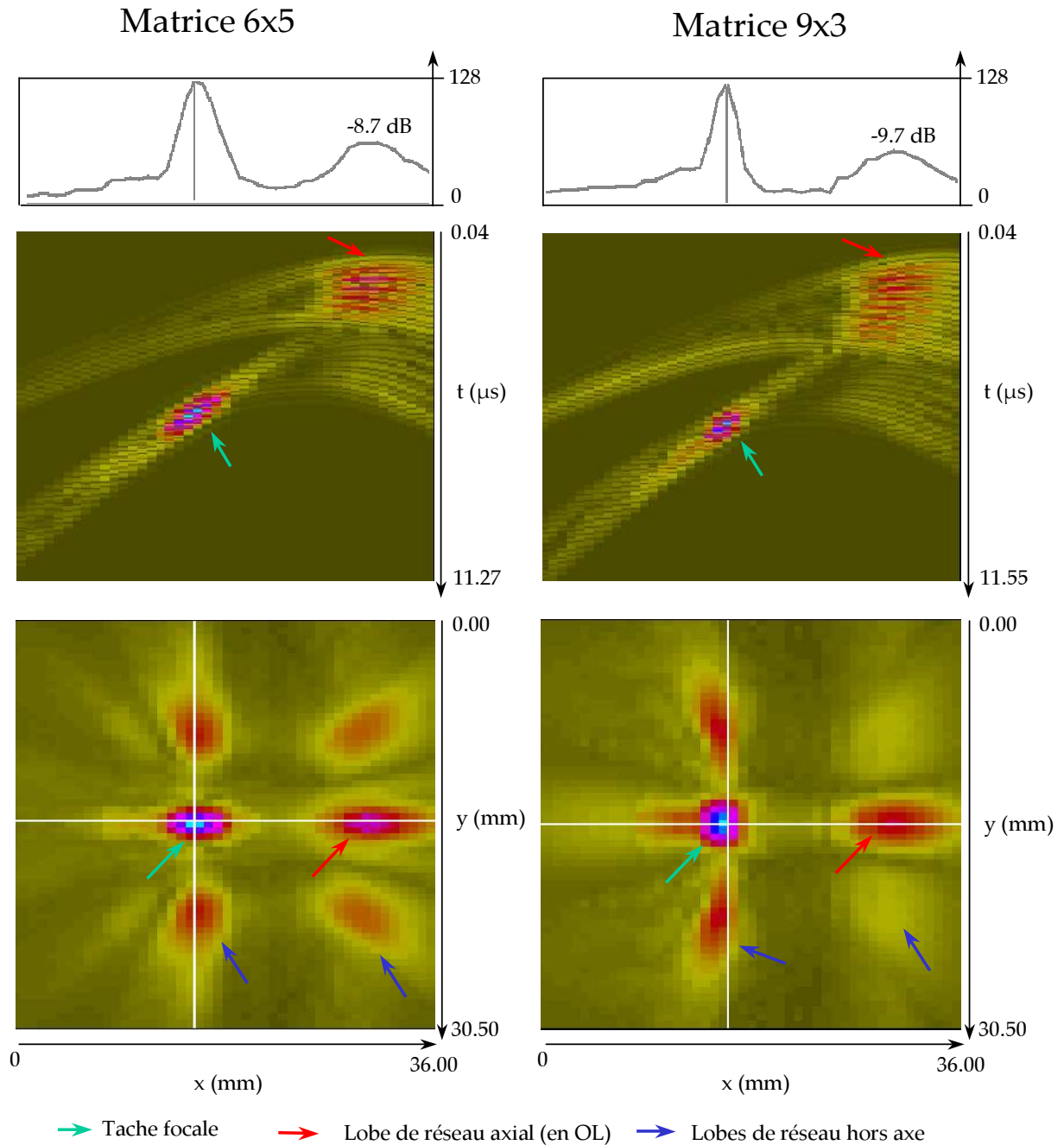


FIG. 6.14 – Simulation *Champ Sons* du champ de déplacement normal ( $\vec{u}_z$ ) rayonné par un réseau matriciel conformable à travers une surface cylindre.

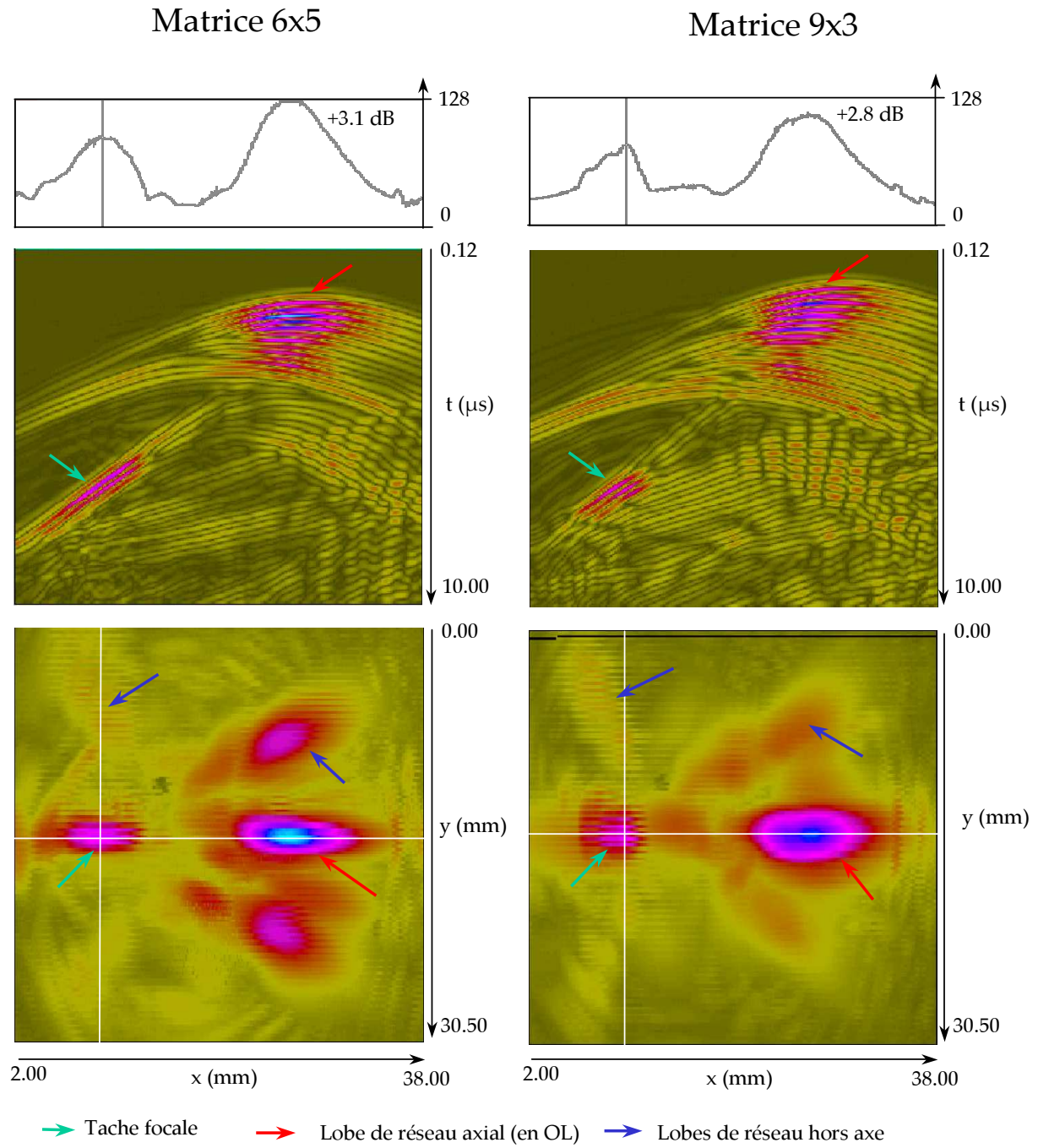


FIG. 6.15 – Mesure du champ rayonné par un réseau matriciel conformable à travers une surface cylindrique.

Traducteur à sabot T33°

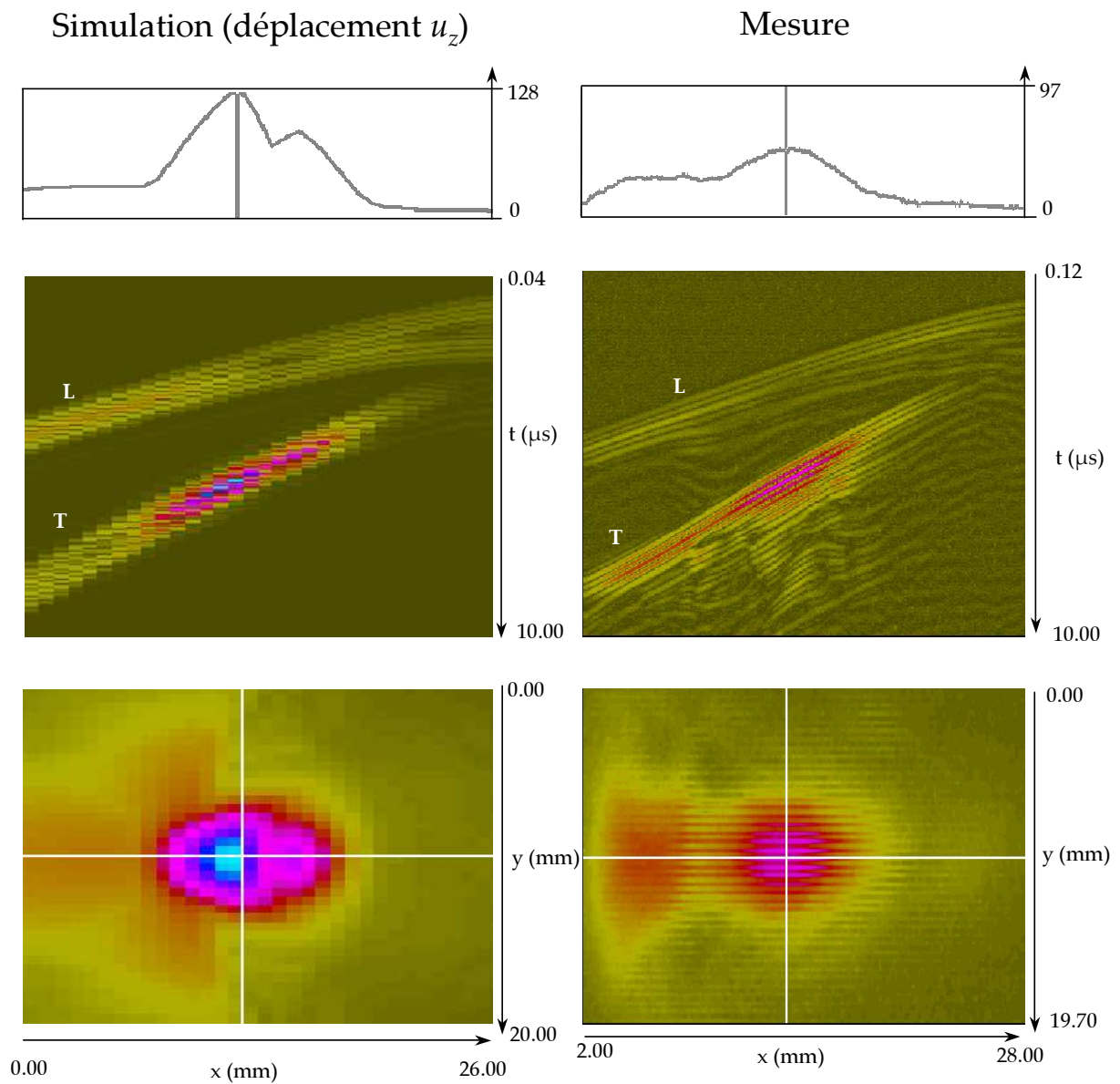


FIG. 6.16 – Simulation *Champ Sons* (à gauche), et mesure (à droite) du champ rayonné par un traducteur contact à sabot plan à travers une surface cylindrique.

l'incidence. En ce qui concerne les mesures exposées figure 6.15, on considère que la sonde est plus sensible aux lobes de réseau axiaux, là où le récepteur passe à la verticale du réseau, qu'à la tache focale où le récepteur est décalé d'environ  $45^\circ$ . On obtient ainsi une grande différence de niveaux : environ  $-9\text{dB}$  en simulation et environ  $+3\text{dB}$  en mesure (voir tableau 6.4).

Comme pour la simulation, on remarque sur le Cscan figure 6.15 que la matrice  $[6 \times 5]$  génère deux lobes hors axe, proches de la verticale au réseau, plus importants que la configuration  $[9 \times 3]$ . On en déduit qu'un nombre d'éléments plus important dans le plan d'incidence réduit le niveau des lobes hors axe. On note aussi que les lobes hors axe situés à côté de la tache focale sont moins importants qu'en simulation pour les deux configurations, ce qui peut être attribué à une sensibilité réduite de la sonde dans les régions proches de la tache focale, où l'angle d'incidence se situe aux environs de  $45^\circ$ .

Cependant, même si le récepteur utilisé ici a une directivité réduite, rappelons que notre objectif est de comparer le champ émis par le réseau et un traducteur à sabot. La figure 6.16 montre la comparaison entre la simulation du champ de déplacement normal et l'acquisition du champ rayonné par le traducteur à sabot, placé suivant un angle de déviation  $\gamma$  de  $15^\circ$  produisant un angle d'incidence  $\alpha$  d'environ  $45^\circ$ . Le sabot utilisé est de forme plane et une épaisseur de couplant aide à l'adaptation à la pièce cylindrique. On distingue alors un faisceau d'ondes T particulièrement large, témoin de la perturbation du faisceau lors du franchissement de l'interface cylindrique.

	Matrice $[6 \times 5]$	Matrice $[9 \times 3]$	Monoélément
<u>Simulation :</u>			
Niveau du lobe (dB)	-8.7	-9.7	—
Largeur à $-6\text{dB}$ (mm)	2.0	2.7	5.0
Longueur à $-6\text{dB}$ (mm)	4.8	3.0	9.0
<u>Mesure :</u>			
Niveau du lobe (dB)	+3.1	+2.8	—
Largeur à $-6\text{dB}$ (mm)	2.0	3.2	6.0
Longueur à $-6\text{dB}$ (mm)	6.6	6.1	7.2

TAB. 6.4 – Niveaux des lobes de réseau axiaux et dimensions du faisceau émis par le traducteur matriciel puis par le traducteur à sabot à travers une interface cylindrique.

Le tableau 6.4 compare les taches focales mesurées à  $-6\text{dB}$  pour les deux motifs de réseau et pour le monoélément. On montre ainsi que la focalisation est plus efficace en termes de largeur de faisceau pour le réseau que pour le traducteur à sabot. Cette

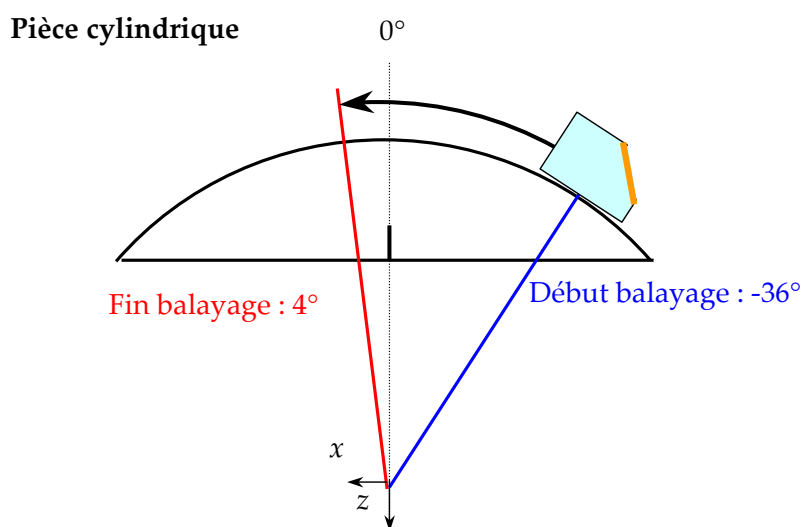


FIG. 6.17 – Paramètres d'acquisition et situation d'un défaut par rapport au traducteur.

amélioration est plus nette pour la largeur suivant  $\vec{y}$ , que dans le plan d'incidence.

### Détection d'un défaut plan

La cale à géométrie cylindrique comporte un défaut plan débouchant, de 15mm de large suivant  $\vec{x}$  et de 3.5mm de hauteur suivant  $\vec{z}$ . On réalise alors un balayage angulaire pour détecter ce défaut avec les deux configurations de réseau, puis avec le traducteur à sabot. Les paramètres de ces acquisitions sont exposés figure 6.17.

Les résultats sont illustrés figure 6.19 sous la forme de Bscan, c'est-à-dire une représentation du balayage angulaire en fonction du temps. Comme le réseau est utilisé au contact, le signal d'excitation dû à l'impulsion fournie par le système d'acquisition se confond avec les échos d'interface, ce qui donne lieu à une « zone morte » relativement importante, d'environ  $4\mu s$ . De plus on utilise une loi de retards qui va étaler les impulsions sur  $2.5\mu s$ , comme on peut l'observer figure 6.18. Ce décalage sera répercuté sur le signal d'acquisition du réseau qui est une construction de faisceau obtenue en additionnant toutes les voies. Par contre, le monoélément est équipé d'un sabot qui produit un effet ligne à retard pour le signal d'excitation par rapport à l'écho d'interface, ce qui réduit considérablement la « zone morte ».

On distingue cependant l'écho de coin de l'entaille droite, et on note que le réseau  $[6 \times 5]$  a une meilleure sensibilité que le réseau  $[9 \times 3]$ . En effet, on a vu que le faisceau émis par la configuration  $[6 \times 5]$  a une largeur suivant  $\vec{y}$  plus réduite (voir tableau 6.4). De ce fait, l'énergie renvoyée par l'écho de coin sur l'entaille droite est plus importante que dans le cas du réseau  $[9 \times 3]$  dont la tache focale est plus large, donc plus dispersive.



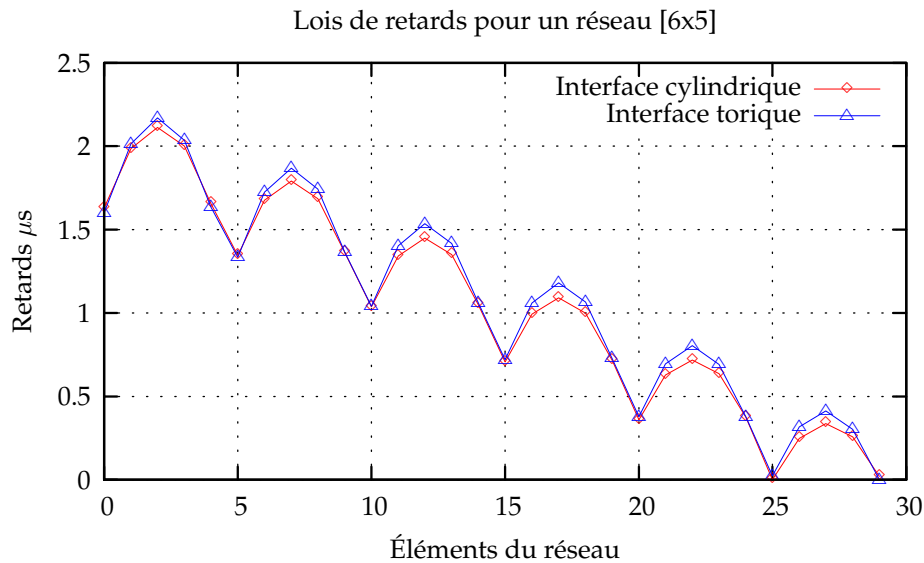


FIG. 6.18 – Exemple de lois de retards appliquées au réseau [6x5] à travers une interface cylindrique et torique, pour une focalisation à 45° à une profondeur de 15mm.

On note cependant que l'acquisition réalisée avec le traducteur à sabot est beaucoup moins bruitée, notamment à cause de l'absence de lobes de réseau. En effet, les deux configurations de réseau montrent de forts lobes en mesure comme en simulation (voir tableau 6.4), après réflexion sur le fond, ces lobes vont réduire le rapport signal sur bruit du capteur.

La figure 6.20 illustre une reconstruction d'image qu'on appelle « Bscan vrai ». Cette représentation utilise les données balayage-temps d'un Bscan tel qu'il est représenté figure 6.19, en les ramenant à l'espace balayage-profondeur. On peut utiliser ce type d'outil pour replacer un défaut lors d'une acquisition échographique, en y superposant la forme de la pièce. On remarque alors que le défaut, dont on connaît déjà la position, est correctement situé lors d'une acquisition avec le réseau, alors qu'un décalage apparaît si on veut le situer avec le traducteur à sabot. Dans ce cas, la surface du sabot est plane ce qui peut entraîner une incertitude sur l'inclinaison du sabot, et *a fortiori* sur la position du défaut.

### 6.3.3 Pièce à géométrie torique

#### Mesure du champ en transmission

Le tableau 6.5 montre les paramètres du système d'acquisition en émission et en réception pour les deux motifs de réseau ainsi que pour le monoélément. Le traducteur matriciel est couplé à la cale à géométrie torique représentée figures 6.10 et 6.11, avec un angle d'incidence  $\alpha=45^\circ$ , un angle de déflexion  $\beta=35.7^\circ$  et une déviation du réseau  $\gamma=9.3^\circ$  par rapport à la verticale. Le champ est mesuré suivant un rectangle de 26mm suivant  $\vec{x}$  et de 23mm suivant  $\vec{y}$ , avec un pas de 0.25mm dans les deux directions. La

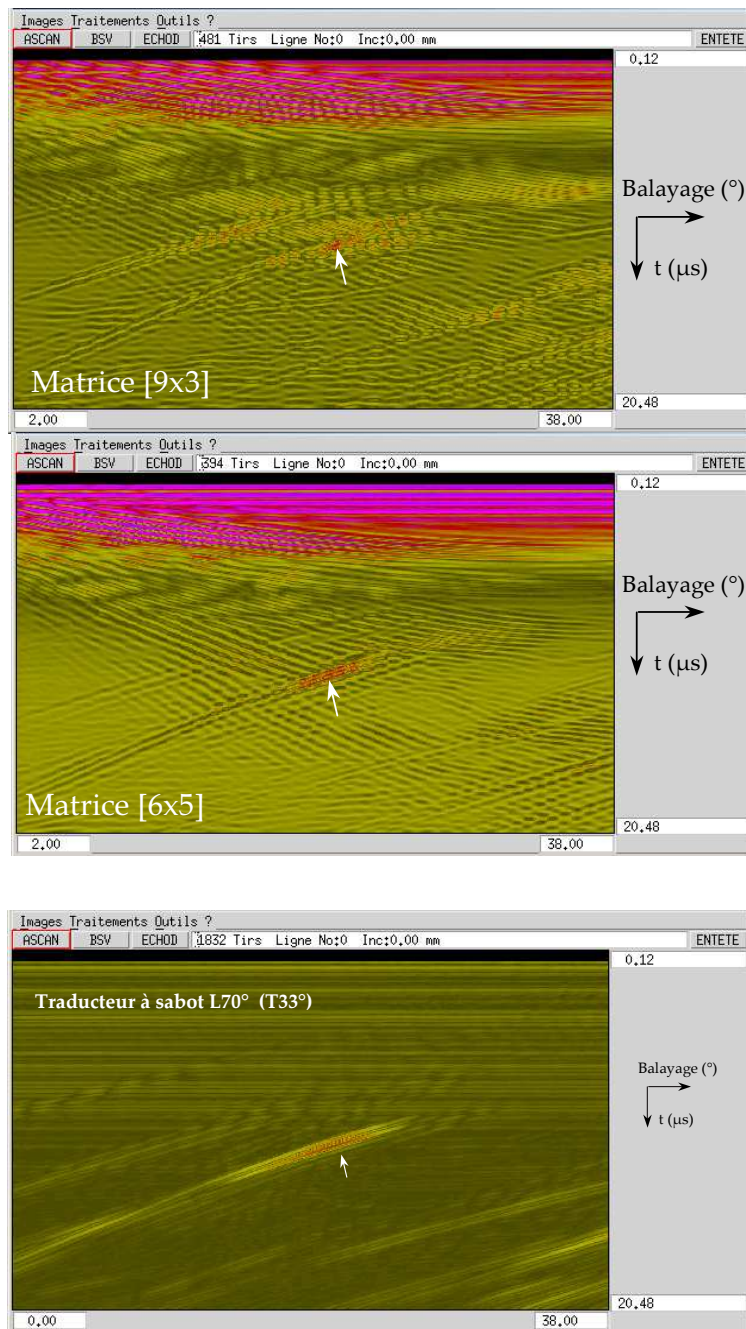


FIG. 6.19 – Bscan de l'acquisition sur pièce cylindrique : détection d'un défaut plan débouchant (flèche blanche) avec les deux motifs de réseau, puis avec le transducteur à sabot.

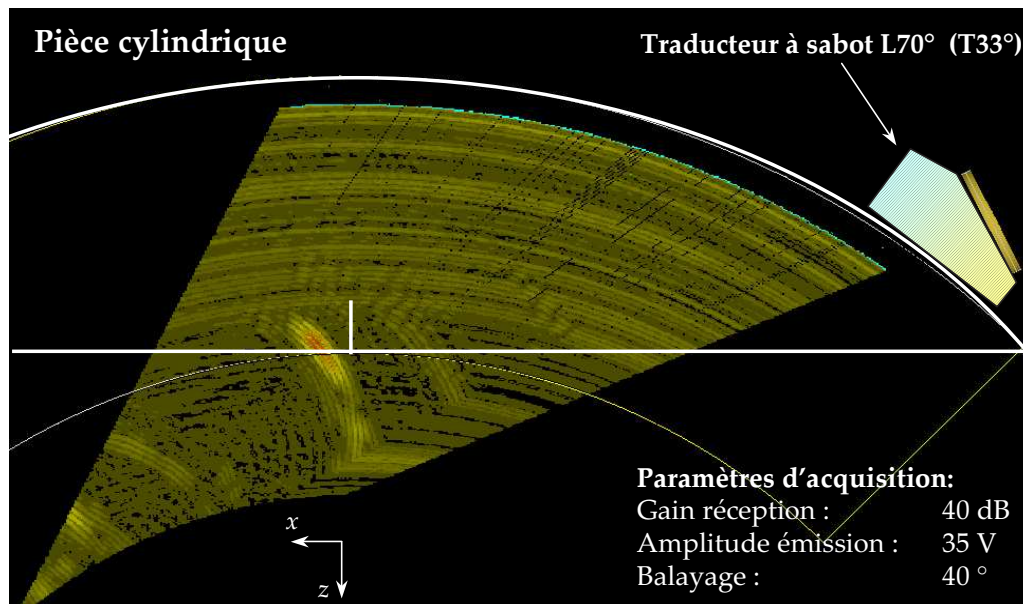
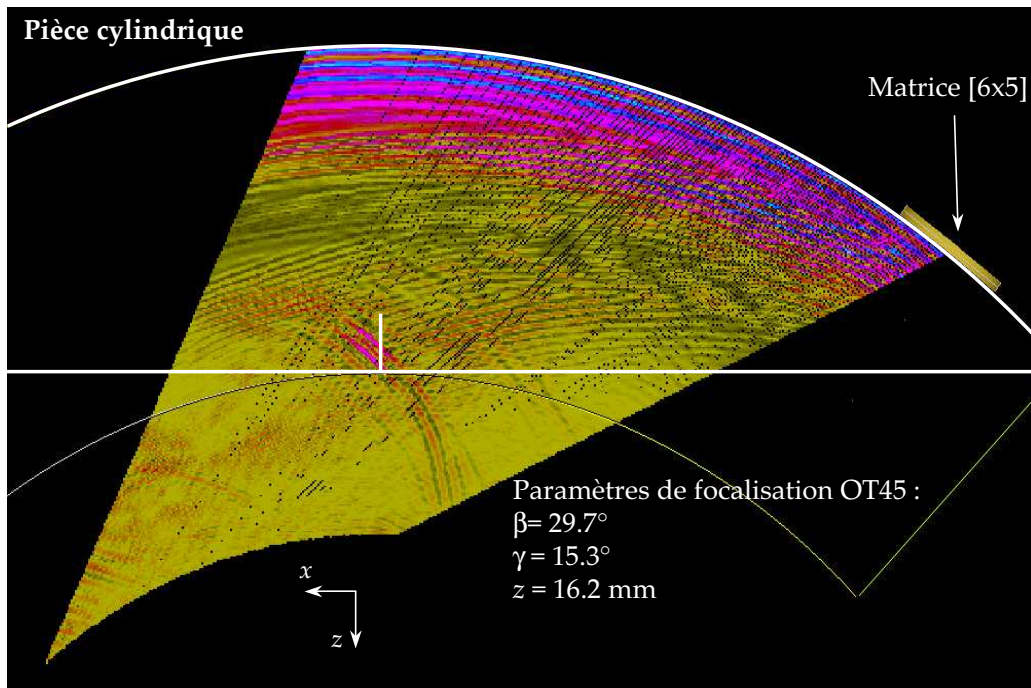


FIG. 6.20 – « Bscan vrai » de l'acquisition sur pièce cylindrique : détection d'un défaut plan débouchant avec le réseau [6×5] (en haut) ; avec le transducteur à sabot (en bas).

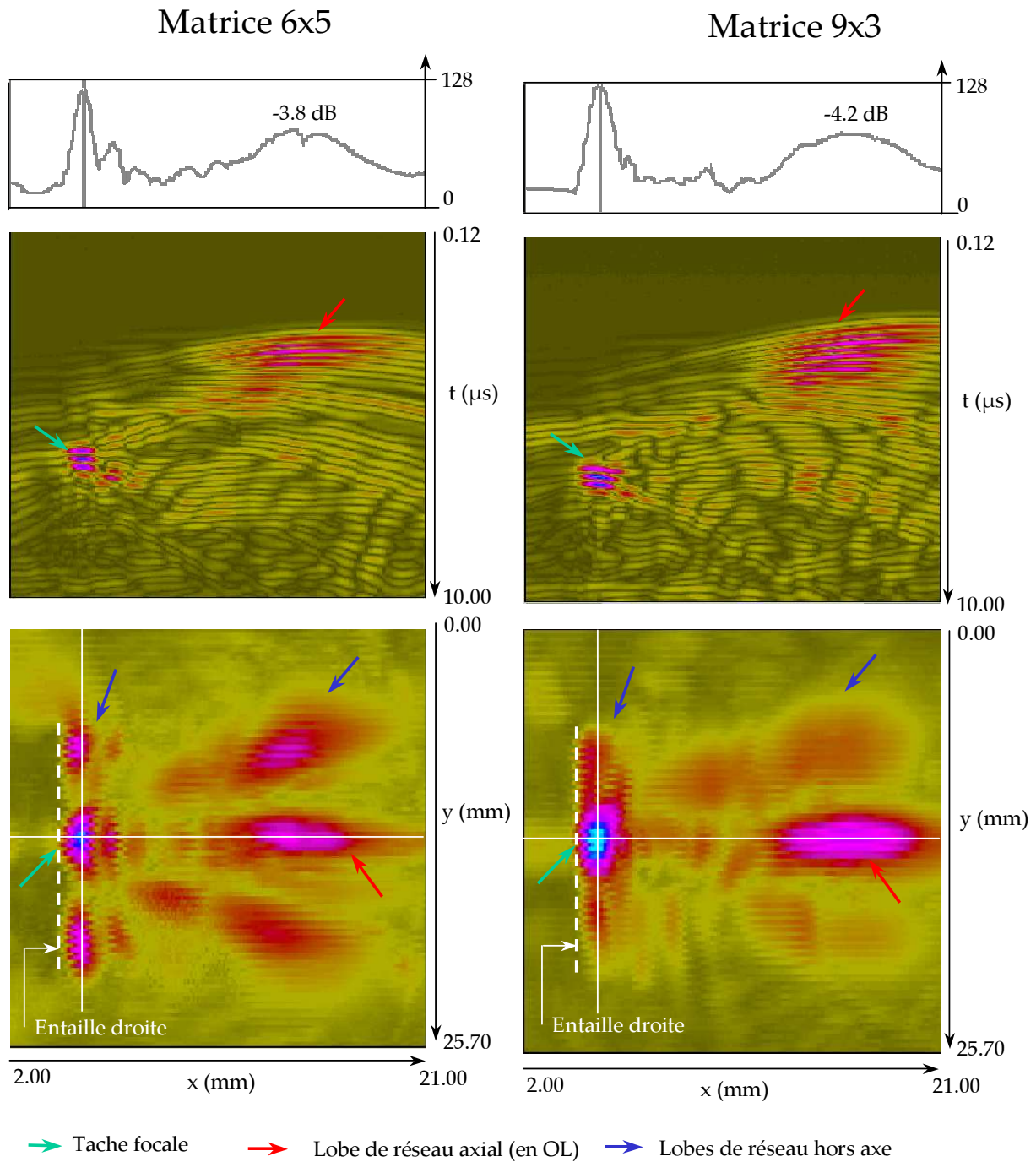


FIG. 6.21 – Mesure du champ rayonné par un réseau matriciel conformable à travers une surface torique.

Réseaux [6×5] et [9×3] Traducteur à sabot		
Amplitude en émission (V)	120	35
Gain en réception (dB)	40	60

TAB. 6.5 – Cas de la pièce à géométrie torique : paramètres d'émission et de réception.

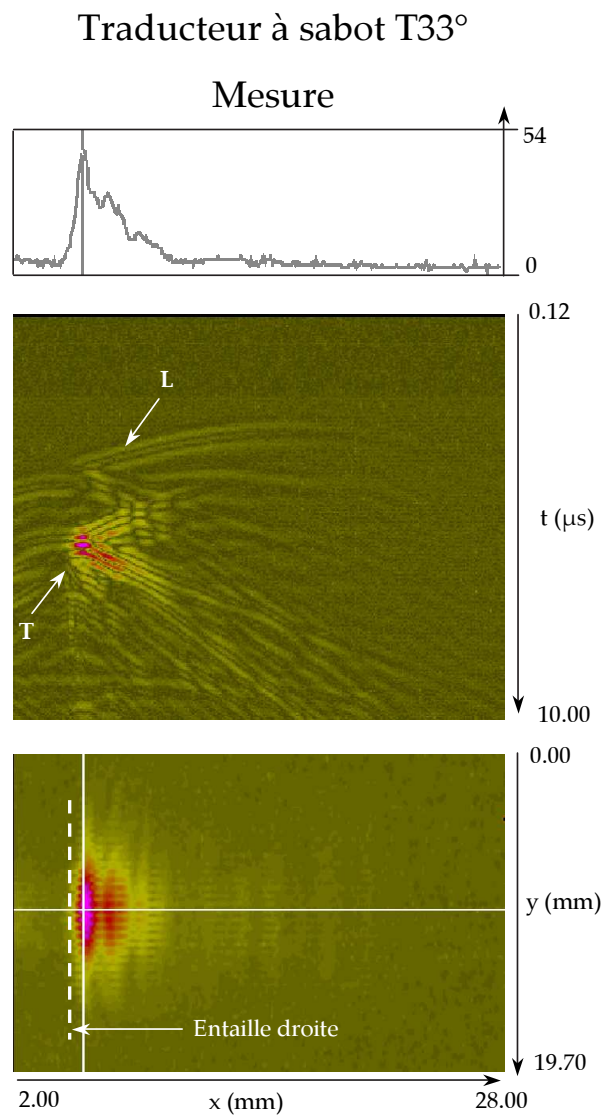


FIG. 6.22 – Mesure du champ rayonné par une traducteur contact à sabot à travers une interface torique.

figure 6.21 montre les résultats de l'acquisition sur la surface de mesure à  $z=10.7\text{mm}$ .

La présence d'une entaille droite au fond de la pièce torique vient perturber la mesure du champ. La position de ce défaut est signalée sur les Cscan d'acquisition (figures 6.21 et 6.22). Ne pouvant réellement prévoir l'allure du champ dans ces conditions, nous n'avons pas réalisé de simulation du champ correspondante. Les deux configurations de réseau montrent des lobes axiaux à environ  $-4\text{dB}$  du niveau de focalisation, soit beaucoup moins forts que dans le cas de la pièce cylindrique. En effet, le point focal est situé près de l'entaille, entraînant ainsi une réflexion du type écho de coin sur celle-ci, ce qui augmente le niveau de la tache focale en transmission. On peut donc interpréter ce phénomène comme une double détection sur le fond de la pièce, à savoir le champ direct et la réflexion sur l'entaille, dont on peut observer les effets par le dédoublement du front d'ondes T au niveau de la tache focale sur les Bscan, figure 6.21. Dans ce cas, on peut avoir une amplitude environ deux fois plus forte, soit un écart d'environ  $+6\text{dB}$  en focalisant près de l'entaille. En ajoutant l'effet de la surface torique<sup>3</sup>, on explique ainsi l'écart de  $+7\text{dB}$  par rapport au niveau de focalisation entre les mesures sur pièce cylindrique, figure 6.15, et la pièce torique avec le défaut plan débouchant, figure 6.21. Pour des raisons similaires, on observe une hausse du niveau des lobes hors axe dans la région de la tache focale, par rapport au cas de la pièce cylindrique figure 6.15. On remarque aussi sur le Cscan que la matrice  $[6\times 5]$  produit deux lobes hors axe, à côté du lobe de réseau axial avec une amplitude plus forte que le réseau  $[9\times 3]$ .

Le monoélément utilise un sabot de forme plane et une épaisseur de couplant conséquente aide à l'adaptation à la pièce torique. La figure 6.22 montre l'acquisition du champ rayonné par le traducteur contact. On en déduit les dimensions de la tache focale à  $-6\text{dB}$  du faisceau :  $1.5\text{mm}$  suivant  $x$  et  $5\text{mm}$  suivant  $y$ . Notons que le faisceau est proche de l'entaille, ce qui perturbe cette mesure en réduisant les dimensions du faisceau. En effet, on peut observer la réflexion du faisceau sur les fronts d'ondes représentés sur le Bscan figure 6.22.

### Détection d'un défaut plan

La cale à géométrie torique comporte un défaut plan débouchant, de  $15\text{mm}$  de large suivant  $x$ , et de  $3.5\text{mm}$  de hauteur suivant  $z$ . On réalise un balayage angulaire dans le plan  $(\vec{x}, \vec{z})$  pour détecter ce défaut avec les deux configurations de réseau, puis avec le traducteur à sabot (voir figure 6.23).

Les Bscans représentés figure 6.24, montrent que le défaut est détecté dans les deux configurations du réseau, avec une meilleure sensibilité pour la matrice  $[6\times 5]$  par rapport à la configuration  $[9\times 3]$ . Étant donné que la pièce torique est moins épaisse que la pièce cylindrique testée précédemment, on observe l'écho de coin plus proche de

<sup>3</sup>On observe un écart de  $+1\text{dB}$  en simulation en faveur d'une pièce torique par rapport à une pièce plane, voir tableau 6.1.

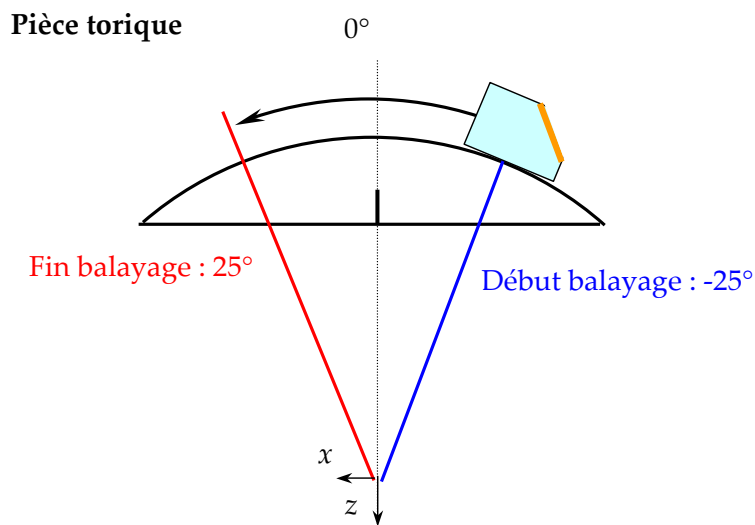


FIG. 6.23 – Schéma d'une acquisition sur tore.

l'écho d'interface. On a donc une acquisition très bruitée, qui peut être attribuée aux réflexions des lobes de réseau sur le fond de la pièce, contrairement au traducteur à sabot qui sans lobes de réseau et avec pratiquement aucun écho d'interface, montre une meilleure sensibilité.

Les « Bscan vrais » illustrés figure 6.25 montrent que la zone morte due aux échos d'interface pénalise l'inspection à de faibles profondeurs. Néanmoins, on localise très bien l'écho de coin avec le réseau  $[6 \times 5]$ , par rapport au traducteur à sabot, lequel montre comme précédemment une petite incertitude pour situer le défaut.

### 6.3.4 Conclusions

Le réseau matriciel conformable défini au cours de ce travail de thèse est destiné à améliorer le contrôle au contact de composants actuellement inspectés par des traducteurs à sabot de petite taille. Le prototype de réseau utilisé n'est testé que sur 32 éléments, suivant les possibilités du système d'acquisition disponible. Les motifs de réseau  $[6 \times 5]$  et  $[9 \times 3]$  montrent une forte proportion de lobes de réseau en ondes L, qui perturbent les acquisitions en échographie réalisées en ondes T. En effet, les compromis faits pour avoir une souplesse satisfaisante nous ont amené à choisir un motif de réseau avec une distance inter-éléments un peu trop importante<sup>4</sup>, donnant lieu à des lobes en ondes L, mais correctement dimensionnés vis à vis de ondes T. On note alors que le réseau  $[9 \times 3]$  se montre plus efficace en transmission vu qu'il dispose d'un

<sup>4</sup>En fait, on a dû sur-dimensionner la distance inter-éléments pour laisser plus de place à la résine souple (voir section 6.2).

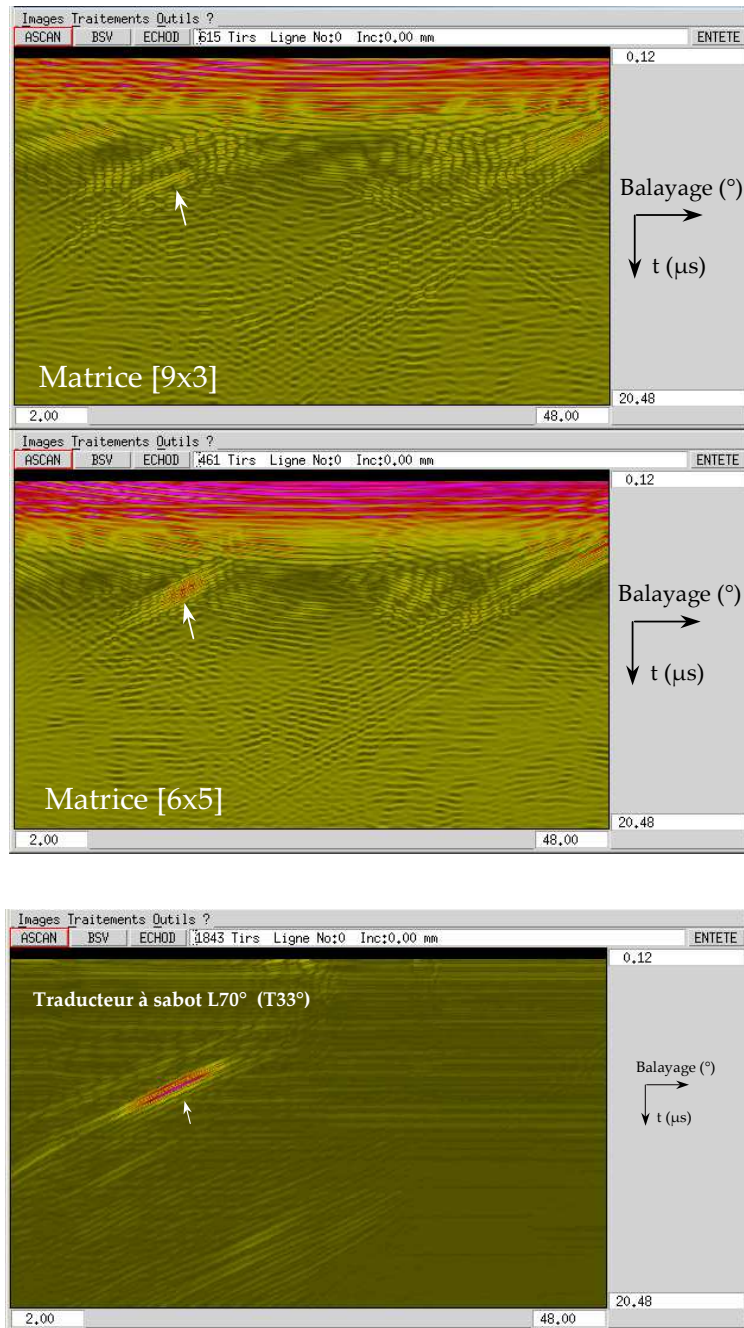


FIG. 6.24 – Bscan d'une acquisition sur tore avec les deux réseaux et le transducteur à sabot. Détection d'un défaut plan débouchant (flèches blanches).



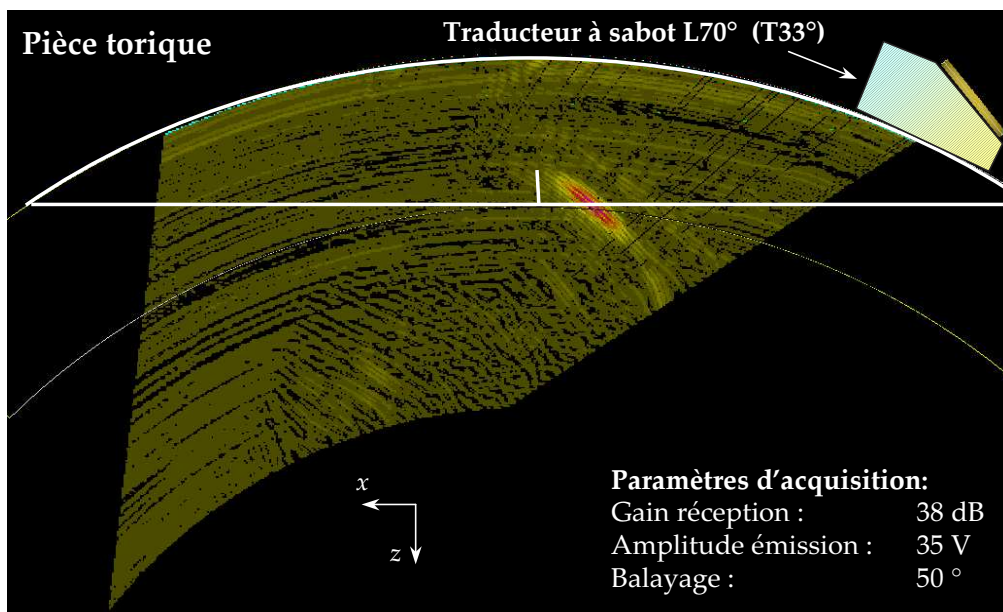
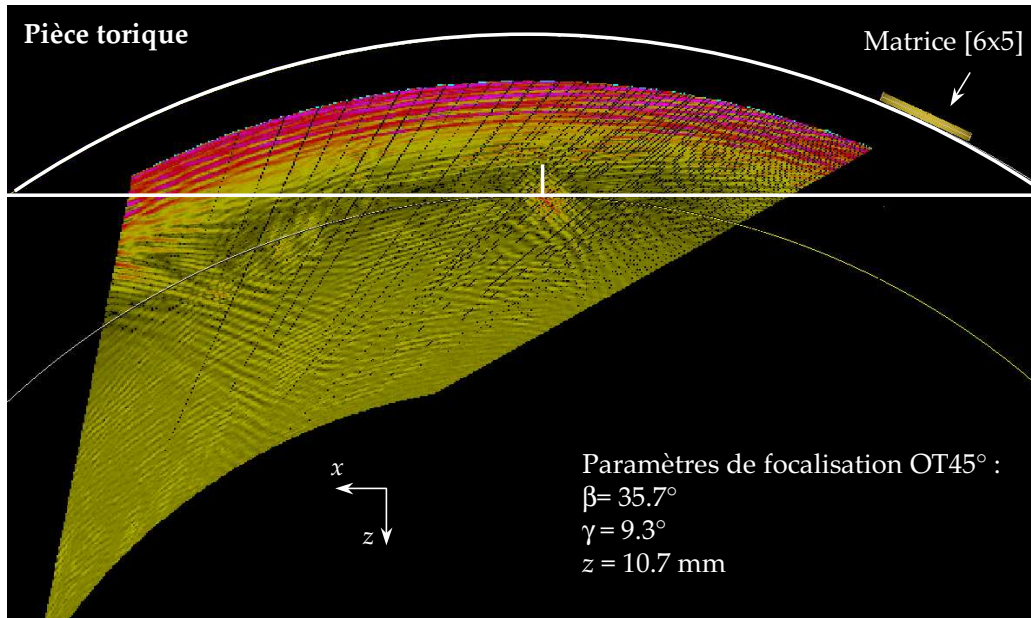


FIG. 6.25 – « Bscan vrai » de l'acquisition avec le réseau [6x5] (en haut) et avec le transducteur à sabot (en bas).

nombre d'éléments plus important dans le plan d'incidence, ce qui favorise les capacités en focalisation. Par contre, on note que le motif  $[6 \times 5]$ , comportant une meilleure directivité latérale suivant  $\vec{y}$  (voir tableau 6.4), s'avère plus efficace en échographie.

Le rapport signal sur bruit des deux réseaux est plus important que dans le cas du traducteur à sabot, vu l'importance des lobes en ondes L, mais aussi à cause des difficultés liées à une émission au contact produisant une zone morte importante au niveau de l'interface. On remarque cependant une meilleure localisation des échos par reconstruction du Bscan pour le réseau. Aussi, les réseaux utilisés montrent des résolutions de faisceau plus étroites que le traducteur à sabot standard, ce qui est prévisible vu que les réseaux utilisent une focalisation, plus efficace que l'onde « plane » du traducteur monoélément. En fait, ces caractérisations de faisceau montrent un bon fonctionnement de la focalisation adaptative à travers des pièces à géométrie cylindrique et torique. Un système intégrant la mesure de déformée pour générer des lois de retard pour un réseau matriciel au contact reste une bonne solution, mais il faudra à terme améliorer les caractéristiques acoustiques liées au motif du réseau et éviter ainsi la présence de lobes de réseau.



# Conclusion Générale

Cette étude a porté sur la modélisation et la mise en œuvre d'un traducteur ultrasonore multiéléments conformable, utilisé dans un dispositif de contrôle au contact de pièces à géométrie complexe 3D.

De nombreux composants des REP des centrales nucléaires sont inspectés par des méthodes de CND par ultrasons au contact. Certaines parties du circuit primaire et secondaire, composées de tuyauteries aux pièces de géométrie cylindrique ou torique dans les parties coudées, ou plus complexes tels les congés de raccordements ou encore les piquages, font l'objet de cette étude. Les traducteurs ultrasonores employés pour ce type de contrôle utilisent des sabots inclinés et balayent les pièces au contact direct, moyennant l'ajout d'un gel couplant. Pour certaines applications, la technique multiéléments a été développée pour étendre les possibilités des traducteurs standards en matière de rayonnement ; en particulier le TCI, développé par le CEA pour synthétiser différentes orientations de faisceau, au cours du balayage de pièces à profil complexe. Ce dispositif a été validé pour des pièces de géométrie 2D contrôlées par une barrette de phase linéaire. Dans le cadre de notre travail, on cherche à mettre en place un traducteur matriciel conformable, capable de se déformer suivant des profils complexes 3D.

La conception d'un traducteur conformable en tant que réseau matriciel est paramétrée par la simulation du rayonnement ultrasonore. Pour cela, on décrit un modèle de rayonnement d'une source au contact d'un milieu solide considéré comme semi-infini. On utilise ainsi une méthode semi-analytique, basée sur le calcul de la réponse impulsionnelle et sur les directivités caractéristiques des ondes L et T dans les solides. Les simulations réalisées sur différentes formes d'éléments émetteurs montrent que la production d'ondes T par diffraction, en utilisant des sources piézoélectriques en mode piston (sources de contraintes normales), est particulièrement efficace si le périmètre de la partie active est privilégié à la surface d'émission. Dans ces conditions, on obtient un motif d'élément émetteur particulièrement efficace en ondes T. Notons que cet élément fait partie d'un réseau matriciel mis en œuvre et caractérisé dans la suite de l'étude.

Avant de procéder à la fabrication du réseau complet, on étudie les possibilités d'un élément seul du réseau, sur la base d'un module électroacoustique composé d'une partie active en piézocomposite. Ce choix est justifié par l'incapacité d'une structure en cé-

ramique pure à vibrer suivant le mode épaisseur seul, étant donné les dimensions de la surface active relativement petites par rapport à la fréquence de fonctionnement. Une série d'éléments émetteurs représentatifs des composants du réseau est alors réalisée en ajoutant une lame adaptatrice en face avant, ainsi qu'un backing en face arrière. Différentes caractérisations de ces dispositifs montrent un comportement satisfaisant en terme de signal émis. On choisit d'ailleurs une lame avant en époxy chargée, suivant un procédé maîtrisé, au détriment d'une meilleure sensibilité pouvant être obtenue avec une lame en acier.

Après la réalisation d'une série d'éléments du réseau, on mesure le champ de déplacement généré à travers une cale plane en acier en transmission. Les comparaisons de ces mesures aux simulations de champ ultrasonore rendent compte des limites du modèle de rayonnement, choisi au chapitre 2, en particulier dans la description des ondes transverses. Ceci peut provenir des approximations du modèle semi-analytique, qui considère la source de contrainte comme exclusivement normale à l'interface. Pour éprouver cette hypothèse, on utilise le code éléments finis *PZFlex* capable de modéliser l'ensemble de la structure piézoélectrique, afin d'estimer quantitativement les types de contraintes présents sur l'interface traducteur-acier. On en déduit qu'une proportion de contraintes de cisaillement est présente sur le pourtour de l'élément, à des amplitudes moins fortes que la contrainte normale, laquelle est présente sur l'ensemble de l'ouverture. Pour valider le modèle éléments finis par rapport à la mesure, on étend le calcul sur le domaine de propagation jusqu'à 10mm de profondeur. Les résultats sont alors très proches de la mesure, moyennant des temps de calcul très longs pour un seul élément.

La modélisation du réseau multiéléments complet ne peut pas être envisagée par une méthode éléments finis, trop coûteuse en temps de calculs. On utilise donc une démarche de modélisation intégrant les résultats du calcul des contraintes à l'interface, avec un modèle de rayonnement modifié permettant d'intégrer des contraintes tangentielles *via* le théorème de réciprocité. On teste cette extension du modèle dans le cas de la source élémentaire du réseau matriciel au contact. La prise en compte des contributions tangentielles à la surface améliore le calcul, en comparant aux résultats éléments finis en propagation. On remarque cependant quelques difficultés liées aux approximations pour obtenir un modèle semi-analytique, lorsqu'on se place au voisinage de l'angle critique. En effet, dans cette direction, on a une singularité dans les descriptions analytiques utilisées, comme les directivités représentées en annexe A, mais on observe aussi le départ d'ondes de tête qui peuvent interférer avec le front d'ondes T. On choisit aussi de s'affranchir des ondes observées par le modèle éléments finis, comme les ondes de Rayleigh et les ondes de Scholte-Stoneley.

Après l'étude d'un élément émetteur, on simule le réseau matriciel complet décrit à la fin du chapitre 2, sur une pièce plane puis sur une pièce de géométrie torique re-

présentant l'intrados d'un coude. On montre alors la capacité du capteur à focaliser des ondes T conformément aux exigences de l'application visée, avec cependant des lobes de réseaux en ondes L non négligeables. Pour utiliser un tel dispositif sur des pièces à géométrie torique, on utilisera soixante éléments émetteurs imprégnés dans une résine souple, sous la forme d'un réseau matriciel rectangulaire. Les compromis à réaliser pour une telle conception sont nombreux afin d'obtenir un réseau souple. On doit donc concevoir un motif de réseau ayant d'une part, un espace inter-éléments assez large pour favoriser la flexibilité mécanique et d'autre part, assez fin pour favoriser les performances acoustiques en déflexion de faisceau. Nous avons donc procédé à un maquetage du réseau à l'aide d'éléments passifs pour valider mécaniquement un réseau de  $12 \times 5$  éléments émetteurs. On met en œuvre le traducteur matriciel avec les éléments émetteurs étudiés aux chapitres précédents et on caractérise le rayonnement émis, en le comparant à un traducteur contact à sabot classique. Le traducteur matriciel présente effectivement de nombreux lobes de réseau en ondes L, témoins d'un motif de réseau comportant un pas trop important, résultats de notre compromis.

Cependant, ces acquisitions démontrent la capacité du système à focaliser à travers une surface complexe, en connaissance de la déformée de la pièce. Les tests réalisés sur des pièces cylindriques et toriques montrent que le traducteur conformable focalise une onde T à  $45^\circ$  avec une résolution de faisceau plus fine que pour le traducteur de référence. Ceci est rendu possible par les développements réalisés depuis la conception du TCI [8] sur la mesure de déformée de surfaces complexes 3D, ainsi que sur l'intégration des algorithmes de focalisation adaptative dans un système d'acquisition ultrasonore multivoies. Le système de transduction, à savoir l'ensemble des éléments actifs de la matrice, devraient faire l'objet d'études supplémentaires en vue de faciliter l'adaptation électronique au système d'acquisition. On peut ainsi envisager la conception d'éléments piézocomposites multicouches, à la place du réseau de transformateurs utilisé actuellement. Aussi, des travaux sur la miniaturisation de la matrice souple, aboutiraient à la fabrication de réseaux avec un motif plus fin, permettant de s'affranchir des lobes en ondes L.

Les résultats de simulation de rayonnement avec un modèle semi-analytique, exposés dans ce document, montrent les difficultés rencontrées pour la description d'ondes T dans le cadre de sources au contact direct avec un solide. L'utilisation de modèles numériques, comme les éléments finis, nous a permis d'interpréter divers phénomènes à l'interface entre le traducteur et la pièce inspectée (voir chapitre 4). Il serait donc intéressant de mettre en place un outil permettant d'obtenir numériquement les calculs de contraintes à l'interface et en déduire le champ rayonné grâce au modèle semi-analytique étendu, décrit au chapitre 5. Un tel outil devrait permettre la prédiction du champ rayonné, pour la conception de réseaux avec un meilleur rendement en ondes T.



# Bibliographie

- [1] Essais Non Destructifs – Terminologie – Partie 4 : Termes utilisés en contrôle ultrasonore. Norme AFNOR A 09-020-4, janvier 2000.
- [2] O. Le Baron, J. Poguet, et L. Gallet. Enhanced resolution transducers for thick pieces ultrasonic inspection : The Fermat transducer concept. In *Proceedings of the 8<sup>th</sup> European Conference on NDT*, 2002.
- [3] N. Chakroun, M. Fink, et F. Wu. Time reversal processing in ultrasonic nondestructive testing. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **42**(6) pp. 1087–1098, novembre 1995.
- [4] J. Poguet et P. Ciorau. Special linear phased array probes used for ultrasonic examination of complex turbine components. In *Proceedings of the 8<sup>th</sup> European Conference on NDT*, 2002.
- [5] J. Poguet, A. Garcia, J. Vazquez, J. Marguet, et F. Pichonat. Phased array technology : Concepts, probes and applications. In *Proceedings of the 8<sup>th</sup> European Conference on NDT*, 2002.
- [6] R. S. Frankle et D. N. Rose. Flexible ultrasonic array application for both commercial and military applications. In *Proceedings of the 29<sup>th</sup> ISATA Conference*, Florence – Italy, mai 1996.
- [7] D. J. Powell et G. Hayward. Flexible ultrasonic transducer arrays for non destructive evaluation applications – Part 1 : The theoretical modeling approach – Part 2 : Performance assessment of different array configurations. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **43**(3) pp. 385–402, mai 1996.
- [8] S. Chatillon. *Étude d'un Système de Contrôle par Ultrasons des Pièces à Géométrie Complexe à l'Aide de Transducteurs Contacts Intelligents*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII – Denis Diderot, décembre 1999.
- [9] S. Chatillon, G. Cattiaux, M. Serre, et O. Roy. Ultrasonic non-destructive testing of pieces of complex geometry with a flexible phased array transducer. *Ultrasonics*, **38**(1–8) pp. 131–134, 2000.
- [10] H. Lamb. On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid. *Philos. Trans. R. Soc., London*, **A203** pp. 1–42, 1904.



- [11] B. Delannoy, H. Lasota, C. Bruneel, R. Torguet, et E. Bridoux. The infinite planar baffles problem in acoustic radiation and its experimental verification. *J. Appl. Phys.*, **50**(8) pp. 5189–5195, août 1979.
- [12] G. Eason. The displacements produced in an elastic half space by a suddenly applied surface force. *J. Inst. Maths. Applics.*, **2** pp. 299–326, 1966.
- [13] D. C. Gakenheimer et J. Miklowitz. Transient excitation of an elastic half space by a point load travelling on the surface. *Journal of Applied Mechanics*, **36** pp. 505–515, septembre 1969.
- [14] L. Cagniard. *Réflexion et Réfraction des ondes Séismiques Progressives*. Gauthiers-Villars, Paris, 1939.
- [15] L. Cagniard et traduit en anglais par E. A. Flinn et C. H. Dix. *Reflection and Refraction of Progressive Seismic Waves*. McGraw-Hill, New York, 1962.
- [16] A. T. De Hoop. A modification of Cagniard's method for solving seismic pulse problems. *Applied Scientific Research*, **B8** pp. 349–356, 1956.
- [17] M. C. M. Bakker et M. D. Verweij. Experimental validation of two elastodynamic models for the wave field generated by ultrasonic transducers. *J. Acoust. Soc. Am.*, **113**(4) pp. 1850–1862, avril 2003.
- [18] S. Catheline, J. L. Thomas, F. Wu, et M. Fink. Diffraction field of a low frequency vibrator in soft tissues using transient elastography. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **46**(4) pp. 1013–1019, juillet 1999.
- [19] G. F. Miller et H. Pursey. The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid. *Proc. R. Soc., London*, **A223** pp. 521–541, 1954.
- [20] A. E. Lord Jr. Geometric diffraction loss in longitudinal and shear-wave attenuation measurements in an isotropic half space. *J. Acoust. Soc. Am.*, **39**(4) pp. 650–662, 1966.
- [21] D. A. Hutchins, R. J. Dewhurst, et S. B. Palmer. Directivity patterns of Laser-generated ultrasound in aluminium. *J. Acoust. Soc. Am.*, **70**(5) pp. 1362–1369, 1981.
- [22] K. Kawashima. Quantitative calculation and measurement of longitudinal and transverse ultrasonic wave pulse in solid. *IEEE Trans. Son. & Ultras.*, **SU-41**(2), mars 1984.
- [23] P. Gendreu. *Étude des Champs Ultrasonores Impulsionnels Générés dans les Liquides et les Solides par des Transducteurs Piézocomposites. Application à la Focalisation dans les Solides : Barrette de Phase en Contact*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII – Denis Diderot, novembre 1995.
- [24] A. Lhémery. A model for the transient ultrasonic field radiated by an arbitrary loading in a solid. *J. Acoust. Soc. Am.*, **96**(6) pp. 3776–3786, décembre 1994.

- 
- [25] A. Lhémery. An analytic expression for the transient ultrasonic field radiated by a shear wave transducer in solids. *J. Acoust. Soc. Am.*, **96**(6) pp. 3787–3791, décembre 1994.
- [26] P. R. Stepanishen. Transient radiation from pistons in an infinite planar baffle. *J. Acoust. Soc. Am.*, **49**(5) pp. 1629–1638, 1971.
- [27] D. Gridin et L. J. Fradkin. High-frequency asymptotic description of pulses radiated by a circular normal transducer into an elastic half-space. *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**(6) pp. 3190–3198, décembre 1998.
- [28] D. Gridin. A fast method for simulating the propagation of pulses radiated by a rectangular normal transducer into an elastic half-space. *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**(6) pp. 3199–3211, décembre 1998.
- [29] D. Gridin. High-frequency asymptotic description of head waves and boundary layers surrounding critical rays in an elastic half-space. *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**(3) pp. 1188–1197, septembre 1998.
- [30] A. Lhémery et N. Gengembre. Pencil method in elastodynamics : Application to ultrasonic field computation. *Ultrasonics*, **38**(1–8) pp. 495–499, 2000.
- [31] P. Benoist, R. Besnard, G. Bayon, et J. L. Boutaine. CIVA poste d’expertise en contrôle non destructif. In *Proceedings of the 6<sup>th</sup> European Conference on NDT*, pages 1311–1315, 1994.
- [32] M. El Amrani, P. Calmon, O. Roy, D. Royer, et O. Casula. The ultrasonic field of focused transducers through a liquid-solid interface. In *Review of Progress in Quant. Non Destr. Eval.*, volume 14, pages 1075–1082, New York, 1995. Plenum Press.
- [33] K. Aki et P. G. Richard. *Quantitative Seismology – Theory and Experiments*. Freeman, San Francisco, 1980.
- [34] A. Lhémery. *Modèles Théoriques et Études Pratiques en Imagerie Ultrasonores Large Bande : Application au Contrôle Non-Destructif des Matériaux*. Thèse d’Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris VII – Denis Diderot, décembre 2000.
- [35] N. Ouarradi. *Étude Théorique et Expérimentale du Champ Ultrasonore Transitoire Généré par un Transducteur Plan dans un Milieu Solide Homogène et Isotrope : Approche de la Réponse Impulsionnelle de Diffraction*. Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, mars 1999.
- [36] D. Cassereau. *Le Retournement Temporel en Acoustique – Théorie et Modélisation*. Thèse d’Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris VII – Denis Diderot, 1997.
-

- [37] O. Roy, S. Mahaut, et S. Chatillon. Ultrasonic inspection of complex geometry component specimen with a smart flexible contact phased array transducer : Modeling and application. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, 2000.
- [38] P. Curie et J. Curie. Développement par pression de l'électricité polaire dans les hémihédres à faces inclinées. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, **91**, 1883.
- [39] ANSI / IEEE standard 176–1987 on piezoelectricity. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **43** (5), septembre 1991.
- [40] A. W. Smith et B. A. Auld. Modeling 1-3 composite piezoelectrics : Thickness-mode oscillations. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **38**(1) pp. 40–47, janvier 1991.
- [41] P. Challande. Optimizing ultrasonic transducers based on piezoelectric composites using a finite-element method. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **37**(2) pp. 135–140, mai 1990.
- [42] J. A. Hossack et G. Hayward. Finite-element analysis of 1-3 composite transducers. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **38**(6) pp. 618–629, novembre 1991.
- [43] D. Royer et E. Dieulesaint. *Onde Élastiques dans les Solides – Tome 1 : Propagation Libre et Guidée*. Masson, Paris, 1996.
- [44] J. Krautkrämer et H. Krautkrämer. *Ultrasonic Testing of Materials*. Springer-Verlag, Berlin, 1977.
- [45] G.L. Wojcik, D.K. Vaughan, N. Abboud, et J. Mould Jr. Electromechanical modeling using explicit time-domain finite elements. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, pages 1107–1112, 1993.
- [46] D. Royer et E. Dieulesaint. *Onde Élastiques dans les Solides – Tome 2 : Génération, Interaction Acousto-Optique, Applications*. Masson, Paris, 1999.
- [47] G. S. Kino. *Acoustic Waves : Devices, Imaging, and Analog Signal Processing*. Prentice Hall, New Jersey, 1987.
- [48] H. Lamb. On waves in an elastic plate. *Proc. R. Soc., London*, **A93**, 1917.
- [49] A. J. Hayman et J. P. Weight. Transmission and reception of short ultrasonic pulses by circular and square transducers. *J. Acoust. Soc. Am.*, **66**(4) pp. 945–951, octobre 1979.
- [50] X. Jia, J. Berger, et G. Quentin. Experimental investigations of Lamb waves on pulsed piezoelectric transducers and their ultrasonic radiation into liquids. *J. Acoust. Soc. Am.*, **90**(2) pp. 1181–1183, août 1991.
- [51] D. Cathignol, O. A. Sapozhnikov, et J. Zhang. Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O'Neil's formula and experiment. *J. Acoust. Soc. Am.*, **101**(3) pp. 1286–1297, mars 1997.

- 
- [52] D. Cathignol, O. A. Sapozhnikov, et Y. Theillère. Comparison of acoustic fields radiated from piezoceramic and piezocomposite focused radiators. *J. Acoust. Soc. Am.*, **105**(5) pp. 2612–2617, mai 1999.
- [53] B. Delannoy, C. Bruneel, F. Haine, et R. Torguet. Anomalous behavior in the radiation pattern of piezoelectric transducers induced by parasitic Lamb wave generation. *J. Appl. Phys.*, **51**(7) pp. 3942–3948, juillet 1980.
- [54] B. Delannoy, C. Bruneel, H. Lasota, et M. Ghazaleh. Theoretical and experimental study of the Lamb wave eigenmodes of vibration in terms of the transducer thickness to width ratio. *J. Appl. Phys.*, **52**(12) pp. 7433–7438, décembre 1981.
- [55] D. Certon, O. Casula, F. Patat, et D. Royer. Theoretical and experimental investigations of lateral modes in 1-3 piezocomposites. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **44**(3) pp. 643–651, mai 1997.
- [56] P. Reynolds, J. Hyslop, et G. Hayward. Resonant characteristics of piezoelectric composites : Analysis of spurious modes in single and multi-element ultrasonic transducers. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, 2002.
- [57] R. Krimholtz, D.A. Leedom, et G.L. Matthaei. New equivalent circuit for elementary piezoelectric transducers. *Electronic Letters*, **6** pp. 398–399, 1970.
- [58] P. D. Lopath, S. E. Park, K. Shung, et T. R. Shout. Ultrasonic transducers using piezoelectric single crystal perovskites. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, 1996.
- [59] N. Felix, L. P. Tran-Huu-Hue, L. Walker, C. Millar, et M. Lethiecq. The application of high permittivity piezoelectric ceramics to 2D array transducers for medical imaging. *Ultrasonics*, **38**(1–8) pp. 127–130, 2000.
- [60] S. Michau, P. Mauchamp, et R. Dufait. Single crystal-based phased array for transoesophageal ultrasound probe. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, 2002.
- [61] D. M. Mills et S. W. Smith. Multi-layered PZT/Polymer composites to increase signal to noise ratio and resolution for medical ultrasound transducers. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **49**(7) pp. 961–971, juillet 1999.
- [62] R. Stoneley. Elastic waves at the surface of separation of two solids. *Proc. R. Soc., London*, **A106** pp. 416–418, 1924.
- [63] R. O. Claus. Effects of surface bonding on the existence of ultrasonic Stoneley waves. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, pages 396–399, 1978.
- [64] P. W. Staecker et W. C. Wang. Propagation of elastic waves bound to a fluid layer between two solids. *J. Acoust. Soc. Am.*, **53**(1) pp. 65–74, 1973.
- [65] X. Jia, A. Jungman, et G. Quentin. Anomalies in the dispersion of guided waves in a fluid-loaded periodic corrugated plate. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, pages 1245–1248, 1989.
-

- [66] C. Matteï. *Etude par Interférométrie Optique de la Propagation des Ondes Acoustiques Guidées dans les Milieux Solides Transparents*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII – Denis Diderot, septembre 1995.
- [67] J. R. F. Rose. Point source representation for laser-generated ultrasound. *J. Acoust. Soc. Am.*, **75**(3) pp. 723–732, mars 1984.
- [68] M. H. Noroy, D. Royer, et M. Fink. Shear wave focusing with a laser-ultrasound phased array. *IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Contr.*, **42**(6) pp. 981–988, novembre 1995.
- [69] S. N. Hopko et I. C. Ume. Laser ultrasonics : Simultaneous generation by means of thermoelastic expansion and material ablation. *J. Nondest. Eval.*, **18**(3) pp. 91–98, 1999.
- [70] D. Gridin. On the radiation of ultrasound into an isotropic elastic half-space via wavefront expansions of the impulse response. *J. Acoust. Soc. Am.*, **105**(5) pp. 2565–2573, mai 1999.
- [71] J. T. Cherry Jr. The azimuthal and polar radiation patterns obtained from a horizontal stress applied at the surface of an elastic half space. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **52**(1) pp. 27–36, 1962.
- [72] N. Gengembre et A. Lhémy. Calculation of wideband ultrasonic fields radiated by water-coupled transducers into heterogeneous media. In *Review of Progress in Quant. Non Destr. Eval.*, volume 18, pages 1131–1138, New York, 1999. Plenum Press.
- [73] S. Mahaut. *Contribution de la Focalisation Dynamique à la Caractérisation Ultrasonore des Défauts*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII – Denis Diderot, novembre 1997.
- [74] D. Royer et E. Dieulesaint. Optical probing of the mechanical impulse response of a transducer. *Appl. Phys. Lett.*, **49**(17) pp. 1056–1058, 1986.
- [75] D. Royer et O. Casula. Quantitative imaging of transient acoustic fields by optical heterodyne interferometry. In *IEEE Ultras. Symp. Proceedings*, pages 1153–1162, mai 1994.

## Annexe A

# Champ rayonné par une source au contact : solution asymptotique et monochromatique

Les sources ultrasonores utilisées le plus fréquemment dans le domaine du CND utilisent des céramiques piézoélectriques en mode épaisseur. Dans le cas d'un contrôle au contact direct, on considère que ce type de dispositif fournit une contrainte normale à la surface. On décrit dans ce qui suit la directivité d'une source circulaire en champ lointain [19, 20], dont l'expression très simple nous permet de valider notre modèle de rayonnement, puis on en déduit la directivité ponctuelle. Pour permettre le calcul du rayonnement d'une source de contrainte tangentielle on décrit les fonctions de directivité ponctuelles décrites par Cherry [71].

Notons que les expressions des directivités ponctuelles décrites dans cette annexe, peuvent aussi être obtenues par le théorème de réciprocité (voir paragraphes 2.1.2 et 5.1.1).

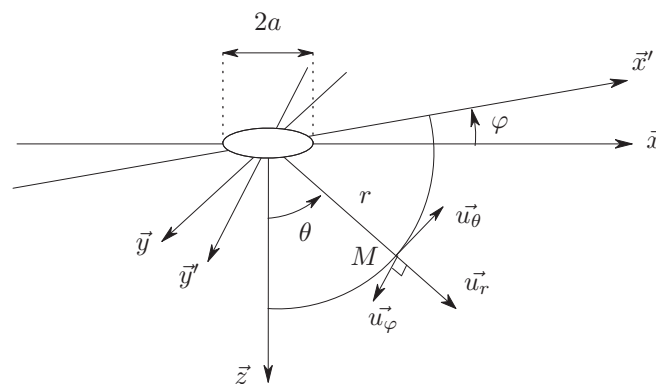


FIG. A.1 – Représentation du point de calcul M et des vecteurs de déplacement  $u_r$ ,  $u_\theta$  et  $u_\varphi$  associés, dans un solide isotrope où rayonne une source de rayon  $a$ .

## A.1 Source étendue de contrainte normale

On considère une source de contrainte normale uniforme d'amplitude  $[\sigma_{zz}^0]$ , à géométrie circulaire de rayon  $a$ . Le rayonnement se fait dans un demi-espace élastique de densité  $\rho$ , avec les célérités  $c_L$  et  $c_T$  pour les ondes L et T, à partir desquelles on peut définir le second coefficient de Lamé  $\mu = \rho c_T^2$ . À partir de la pulsation  $\omega$  ( $= 2\pi f$ ) on donne les nombres d'onde :  $k_L = \frac{\omega}{c_L}$  et  $k_T = \frac{\omega}{c_T}$ , pour les modes L et T rayonnés dans le solide. Le champ de déplacement radial  $u_r$ , représentatif des ondes L, et tangential  $u_\theta$ , représentatif des ondes T, peut être exprimé en coordonnées polaires, en fonction de l'angle d'observation  $\theta$ , à une distance  $r$  du centre de la source (voir figure A.1) par [19] :

$$u_r = \frac{\sigma_{zz}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_L r)}}{r} B(\theta) \frac{J_1(k_L a \sin \theta)}{k_L a \sin \theta}, \quad (\text{A.1})$$

$$u_\theta = \frac{\sigma_{zz}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_T r)}}{r} C(\theta) \frac{J_1(k_T a \sin \theta)}{k_T a \sin \theta}, \quad (\text{A.2})$$

avec

$$B(\theta) = \frac{k_L^4 \cos \theta (\gamma^2 - 2 \sin^2 \theta)}{G(k_L \sin \theta)}, \quad (\text{A.3})$$

et

$$C(\theta) = \frac{ik_T^4 \sin 2\theta \sqrt{\sin^2 \theta - \gamma^{-2}}}{G(k_T \sin \theta)}, \quad (\text{A.4})$$

où  $G(\xi) = (2\xi^2 - k_T^2)^2 - 4\xi^2 \sqrt{\xi^2 - k_L^2} \sqrt{\xi^2 - k_T^2}$ , et  $J_1$  la fonction de Bessel de 1<sup>re</sup> espèce du 1<sup>er</sup> ordre. Les équations (A.1) et (A.2) font apparaître divers termes décrivant la nature du champ rayonné : Le premier terme en fonction de la contrainte exercée à la surface détermine l'intensité de la force exercée à la surface de la pièce, le second terme décrit le comportement monochromatique de la source et sa dépendance en  $1/r$  régit la décroissance sphérique de l'amplitude de l'onde émise. Les deux derniers termes décrivent la directivité de la source, soit la répartition de l'amplitude en fonction de l'angle d'observation  $\theta$ . D'une part les directivités ponctuelles décrites par  $B(\theta)$  et par  $C(\theta)$ , ne dépendent que de  $\theta$  ainsi que de  $\gamma = c_L/c_T$ , caractéristique intrinsèque du milieu de propagation. Puis le dernier terme faisant intervenir la fonction de Bessel  $J_1$ , est analogue à la directivité d'une source circulaire dans un baffle rigide rayonnant dans un fluide non visqueux. Notons que l'approximation faite par l'utilisation de  $J_1$  n'est valable qu'en champ lointain, c'est-à-dire en dehors de la zone de Fresnel.

## A.2 Source ponctuelle de contrainte normale

Si on réduit le rayon  $a$  jusqu'à la source ponctuelle, on a pour  $k = k_L$  et pour  $k = k_T$  :

$$a \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \rightarrow 1. \quad (\text{A.5})$$

Les équations (A.1) et (A.2), prennent bien en compte le fait que le terme  $B(\theta)$  (resp.  $C(\theta)$ ) est la directivité d'une source ponctuelle de force normale en ondes L (resp. en ondes T). Le champ rayonné par une source ponctuelle peut donc s'écrire [19, 20, 21]

$$u_r = \frac{\sigma_{zz}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_L r)}}{r} B(\theta), \quad (\text{A.6})$$

$$u_\theta = \frac{\sigma_{zz}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_T r)}}{r} C(\theta). \quad (\text{A.7})$$

## A.3 Source ponctuelle de contrainte tangentielle

On considère une source ponctuelle de contrainte tangentielle d'amplitude  $\sigma_{zx}^0$ . On se place dans les mêmes conditions que précédemment, avec le même milieu solide isotrope. Le champ de déplacement peut être exprimé en coordonnées sphériques (voir figure A.1) par [71] :

$$u_r = \frac{\sigma_{zx}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_L r)}}{r} D(\theta) \cos \varphi, \quad (\text{A.8})$$

$$u_\theta = \frac{\sigma_{zx}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_T r)}}{r} E(\theta) \cos \varphi, \quad (\text{A.9})$$

$$u_\varphi = \frac{\sigma_{zx}^0 a^2}{\mu} \frac{e^{i(\omega t - k_T r)}}{r} \sin \varphi, \quad (\text{A.10})$$

avec

$$D(\theta) = \frac{k_L^4 \sin 2\theta \sqrt{\gamma^2 - \sin^2 \theta}}{G(k_L \sin \theta)}, \quad (\text{A.11})$$

et

$$E(\theta) = \frac{k_T^4 \cos 2\theta \cos \theta}{G(k_T \sin \theta)}, \quad (\text{A.12})$$

où  $G(\xi) = (2\xi^2 - k_T^2)^2 - 4\xi^2 \sqrt{\xi^2 - k_L^2} \sqrt{\xi^2 - k_T^2}$ .  $D(\theta)$  et  $E(\theta)$  sont les directivités ponctuelles des ondes L et T, pour une source ponctuelle de contrainte  $\sigma_{zx}^0$  appliquée en  $P$  suivant  $\vec{x}$ .



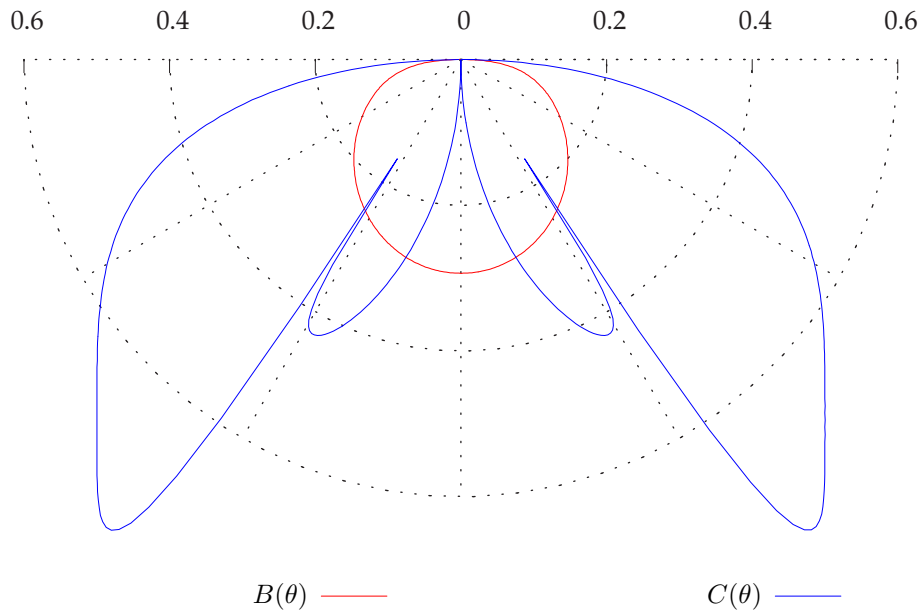


FIG. A.2 – Diagramme de directivité d’une source ponctuelle de force normale d’après Miller et Pursey [19], en module du déplacement radial pour les ondes L (fonction  $B(\theta)$ ) et tangentiel pour les ondes T (fonction  $C(\theta)$ ).

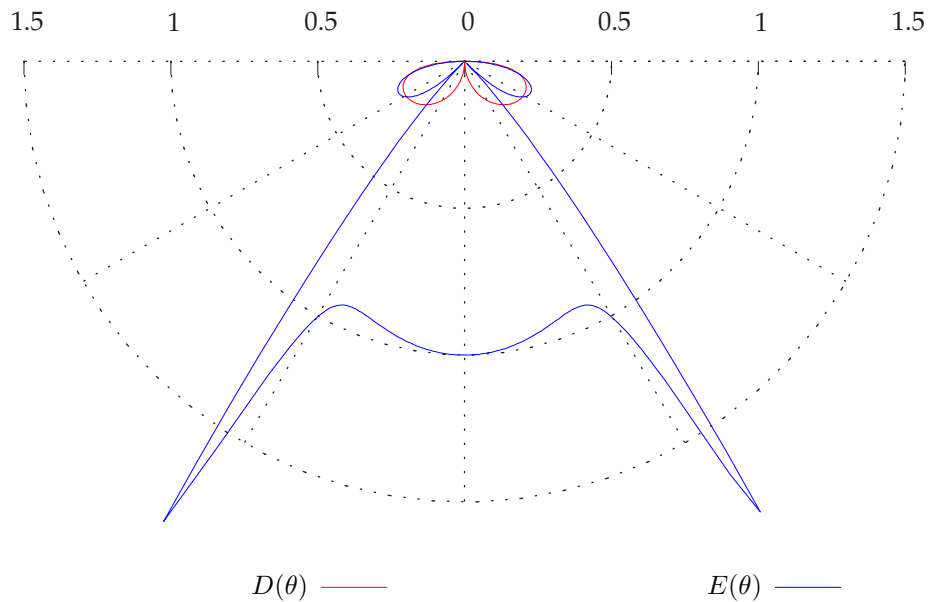


FIG. A.3 – Diagramme de directivité d’une source ponctuelle de force tangentielle d’après Cherry [71], en module du déplacement radial pour les ondes L (fonction  $D(\theta)$ ) et tangentiel pour les ondes T (fonction  $E(\theta)$ ).

## Annexe B

# Mesure du champ ultrasonore rayonné par un élément émetteur

Afin de valider les outils de simulation du champ ultrasonore rayonné par un élément du réseau matriciel conformable, deux types d'éléments émetteurs ont été réalisés. On décrit ici les caractéristiques de ces éléments, ainsi que le type d'appareillage de mesure utilisé pour l'acquisition du champ de déplacement en temporel, enfin on montre les résultats pour les deux configurations choisies.

### B.1 Fabrication d'éléments émetteurs

Les éléments réalisés pour ces mesures sont équipés d'une structure équivalente en piézocomposite avec 40% de céramique P1-94 pour la partie active. En face arrière de chaque transducteur est moulé un backing en polyuréthane chargé avec de des poudres de tungstène et de plomb, afin d'amortir autant que possible le signal émis vers la face arrière. Les deux configurations choisies diffèrent donc sur les lames en face avant. Une première série d'éléments utilise une lame en acier de  $40\mu\text{m}$  d'épaisseur, obtenue à partir d'un clinquant standard en acier. Une seconde série est équipée d'une lame d'adaptation en résine chargée de  $225\mu\text{m}$  d'épaisseur. Cette réalisation utilise une technique standard de *Imasonic* pour le moulage de lames adaptatrices. Ces dernières sont mises à l'épaisseur souhaitée en utilisant les mesures d'impédance pour vérifier que les résonances de lame sont correctement placées sur le spectre.

Notons que chaque élément composé d'un ensemble lame-transducteur-backing, le tout d'une largeur de 2mm pour une longueur de 1mm. Dans le premier cas le clinquant métallique est collé sur une plaque large de piézocomposite et est ensuite découpé aux dimensions voulues. On peut alors s'attendre à ce que le dispositif utilisant la lame métallique soit plus fragile dans le sens où le découpage de cet ensemble non homogène provoque le décollement de la lame. Dans le cas de la lame époxy on a pu observer une découpe efficace sans altération de la structure transducteur-lame.

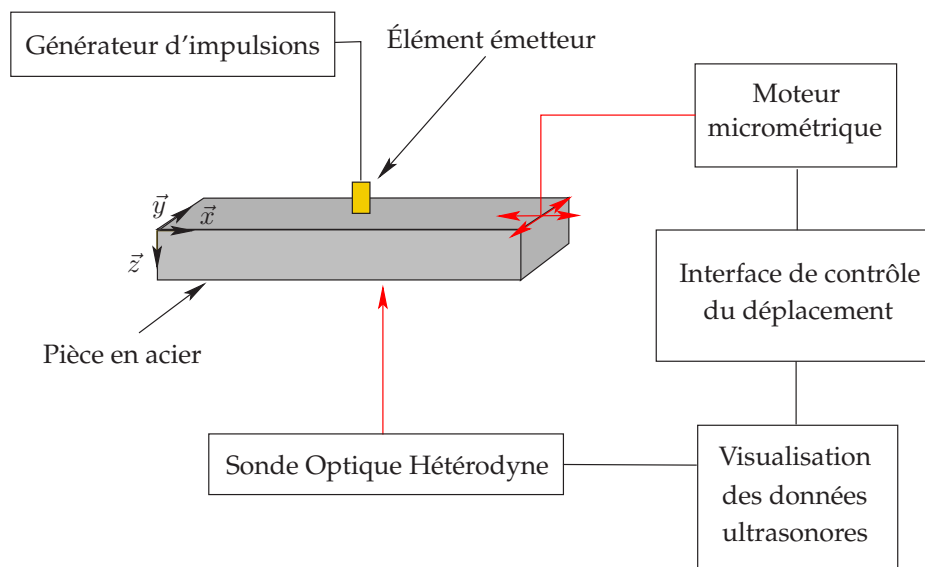


FIG. B.1 – Schéma du dispositif de mesure avec une sonde optique hétérodyne.

## B.2 Dispositif de mesure

La mesure du champ ultrasonore émis par les éléments émetteurs décrits ci-dessus sera réalisée au moyen d'une sonde optique hétérodyne, fonctionnant sur le principe de l'interféromètre laser de Royer-Dieulesaint [74, 75]. La figure B.1 montre le dispositif de mesure utilisé. L'élément émetteur est placé sur une cale en acier rectangulaire de 9.7mm d'épaisseur. Une lame de gel aqueux assure le couplage entre l'élément et la pièce en acier. La pièce en acier sera alors déplacée dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$ , pour réaliser le balayage de la sonde optique, dont le faisceau reste fixe. La position de la pièce et les données ultrasonores issues de la sonde (i.e. composante normale du déplacement) sont collectées par un PC pour la visualisation des données sous la forme de Cscan, Bscan et Ascan.

## B.3 Résultats des mesures en transmission

On représente figure B.2 les résultats des mesures réalisées. On remarque ainsi que les deux structures émettent la même forme de signal (voir aussi paragraphe 3.2.3). Les données représentent le déplacement normal dont l'amplitude varie de 0 à 128 en unité arbitraire et les deux acquisitions représentées gardent la même échelle de couleurs.

La directivité des ondes L et T sont équivalentes, indépendamment de la lame avant. Seule l'amplitude en émission diffère entre les deux cas. Le maximum du signal est obtenu pour le mode L dans l'axe de l'élément, avec une amplitude de 116 pour la lame en acier, alors que pour la lame époxy l'amplitude plafonne à 72.

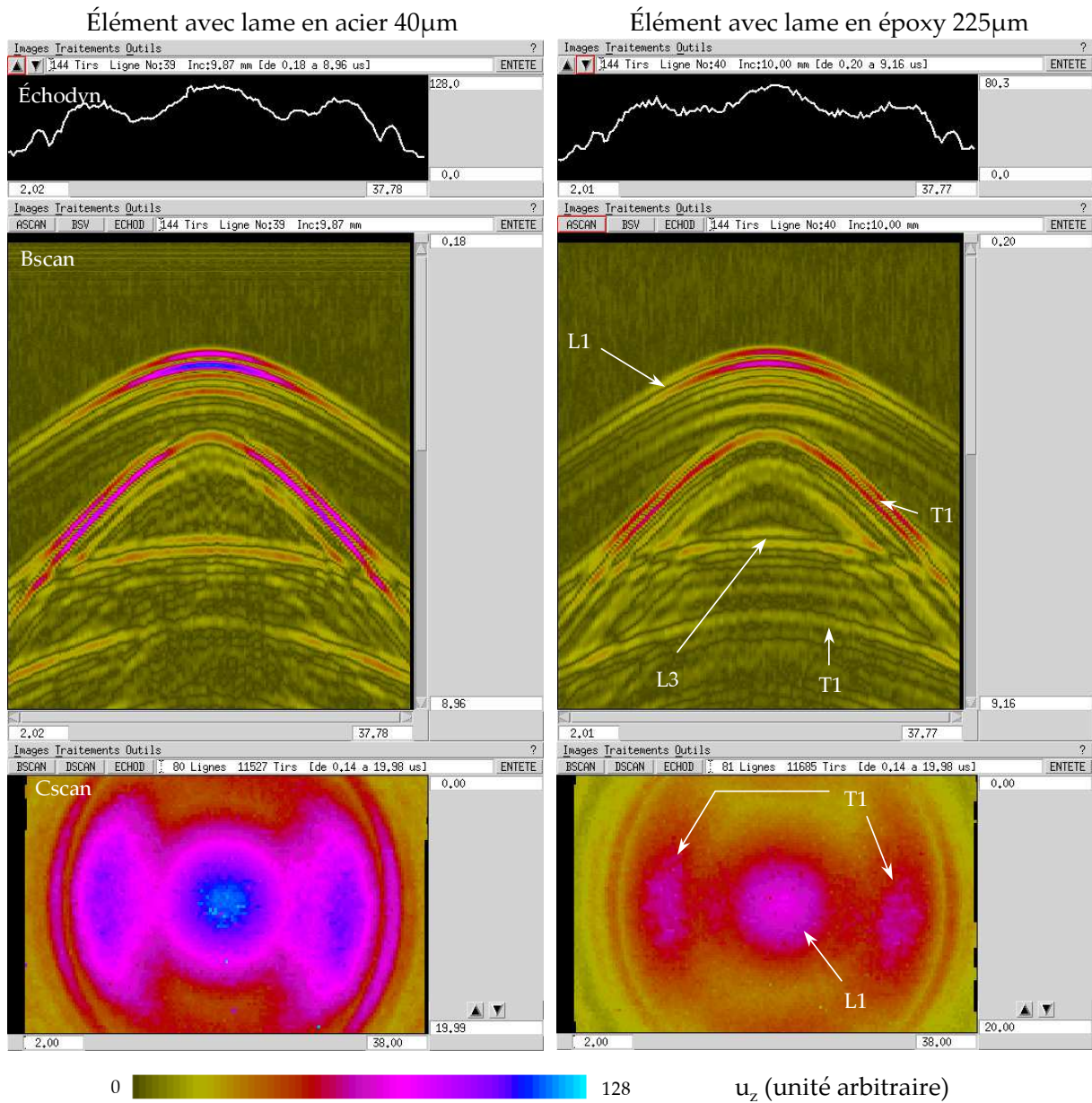


FIG. B.2 – Mesure en transmission d'un élément émetteur équipé d'une lame en acier de  $40\mu\text{m}$  et d'une lame en époxy de  $225\mu\text{m}$ .



# Table des figures

1.1	Deux situations de contact pour un traducteur contact à sabot. Simulation du champ de déplacement transmis dans la pièce avec une surface plane et à travers un profil complexe. . . . .	15
1.2	Schéma du fonctionnement d'un traducteur multiéléments par commutation. . . . .	16
1.3	Principe de fonctionnement d'un traducteur multiéléments. . . . .	16
1.4	Schéma d'un Réacteur à Eau Pressurisé (REP) et localisation des pièces à inspecter. . . . .	17
1.5	Visualisation 3D d'un coude et d'un piquage d'une tuyauterie du circuit primaire d'un REP, contrôlées par un traducteur à sabot. . . . .	18
1.6	Traducteur <i>Rightrax M1</i> de la société <i>RABCO Industrial Inspection</i> . . . . .	20
1.7	Traducteur flexible constitué de plaquettes en PZT dans un substrat souple. . . . .	21
1.8	Le TCI sur une singularité avec un rayon de courbure de 15mm. . . . .	22
1.9	Principe de focalisation adaptative à travers une surface complexe à l'aide d'un Traducteur Contact Intelligent : (a) Mesure de la déformée ; (b) Synthèse d'une loi de retards adaptée ; (c) Application de la loi de retards adaptée. . . . .	23
2.1	Représentation schématique des fronts d'ondes rayonnés par un traducteur à ondes L. . . . .	27
2.2	Directivité d'une source de force dans un volume infini. La longueur des flèches représente le module des vecteurs. . . . .	32
2.3	Repère sphérique dans le cadre d'une source ponctuelle de force normale. . . . .	32
2.4	Calcul du déplacement en ondes L par l'application du théorème de réciprocité. . . . .	33
2.5	Calcul du déplacement en ondes T par l'application du théorème de réciprocité. . . . .	33
2.6	Représentation du repère local $(\vec{x}, \vec{z})$ dans le repère de la pièce $(\vec{X}, \vec{Z})$ . $\vec{z}$ reste la normale locale à la pièce au point $P$ où est appliquée la force. . . . .	36

2.7	Comparaison des échodynamiques du champ de déplacement. Calculs réalisés avec le modèle <i>Champ Sons</i> avec un signal monochromatique, et avec le modèle décrit par Miller et Pursey par les équations (A.1) et (A.2) page 158. . . . .	37
2.8	Représentation d'un point focal $F$ par rapport à l'ouverture d'un réseau et de son ouverture équivalente pour une déflexion de $45^\circ$ . . . . .	39
2.9	Simulation du rayonnement à $z=10\text{mm}$ d'un élément $1 \times 12\text{mm}^2$ . . . . .	40
2.10	Schéma d'un calcul de champ émis à $10\text{mm}$ de profondeur par une surface rectangulaire de largeur $L_x$ et de longueur $L_y$ . . . . .	41
2.11	Simulation du champ de déplacement normal émis par un émetteur rectangulaire $L_x \times L_y$ à $z = 10\text{mm}$ . . . . .	42
2.12	Empreinte du réseau matriciel dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . . . . .	43
3.1	Coefficients de couplage électromécanique. Par convention, les éprouvettes sont polarisées suivant l'axe 3. . . . .	47
3.2	Paramètres d'un matériau piézocomposite 1-3. . . . .	47
3.3	Caractéristiques d'un transducteur en piézocomposite 1-3, en fonction de la fraction volumique de céramique. Extrait de [40]. . . . .	48
3.4	Evolution des coefficients de réflexion et de transmission pour le passage d'une onde plane vers un milieu d'impédance $45\text{MRayls}$ , d'après les relations (3.2). . . . .	51
3.5	Représentation de modèles utilisés pour le calcul éléments finis. . . . .	53
3.6	Simulation par éléments finis du comportement fréquentiel de $\Re(Z_e)$ , la partie réelle de l'impédance, et de $\Re(Y_e)$ , la partie réelle de l'admittance, pour des conditions aux limites libres de toute contrainte. . . . .	53
3.7	Déformée d'un élément en céramique à $0.77\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	55
3.8	Déformée d'un élément en céramique à $1.52\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	55
3.9	Déformée d'un élément en céramique à $2.19\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	55
3.10	Déformée d'un élément en céramique à $2.97\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	56
3.11	Déformée d'un élément en céramique à $3.16\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	56
3.12	Déformée d'un élément en céramique à $4.8\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	56
3.13	Déformée d'un élément en piézocomposite à $420\text{ kHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	57
3.14	Déformée d'un élément en piézocomposite à $920\text{ kHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	57
3.15	Déformée d'un élément en piézocomposite à $3.99\text{ MHz}$ , aux phases $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ . . . . .	57

3.16	Graphes d'impédance et d'admittance en fonction de la fréquence. Simulation par éléments finis <i>PZFlex</i> et mesurés par un analyseur de réseau (HP-8741A). . . . .	58
3.17	Disposition de l'empilement électroacoustique d'un transducteur à ultrasons dans la modélisation KLM. . . . .	62
3.18	Partie réelle et imaginaire de l'impédance électrique pour un élément avec lame métallique et avec lame époxy. Comparaison entre la simulation <i>PiezoCAD</i> et une mesure à l'analyseur de réseaux HP-8741A. . . . .	64
3.19	Impédance électrique d'un élément avec lame en acier. Évaluation de la hauteur de couplant à l'aide du modèle KLM. . . . .	65
3.20	Impédance électrique d'un élément avec lame en époxy chargée. Évaluation de la hauteur de couplant à l'aide du modèle KLM. . . . .	65
3.21	Comparaison de la structure avec une lame acier et une lame en époxy chargée. Réponse du transducteur en émission (en Pa), pour une excitation créneau $\Delta t=165\text{ns}$ de 1 Volt. . . . .	67
3.22	Mesure en transmission dans l'axe de l'élément émetteur. Comparaison entre un élément avec une lame en acier et un élément avec une lame en époxy chargée. . . . .	67
3.23	Mesure du déplacement normal rayonné par un élément du réseau matriciel avec une lame en acier de $40\mu\text{m}$ et une lame en époxy chargée de $225\mu\text{m}$ d'épaisseur. . . . .	68
4.1	Dispositif expérimental de mesure en transmission par une sonde optique hétérodyne. . . . .	74
4.2	Composante normale du déplacement $u_z$ sur un profil à $z=9.7\text{mm}$ de l'émetteur. Mesure en transmission par sonde optique hétérodyne à gauche, simulation du champ en émission à droite. . . . .	75
4.3	Échodynamiques des modes L et T découplés, correspondant aux Bscan de la figure 4.2. . . . .	75
4.4	Signal mesuré en transmission par la sonde optique. Le mode L est isolé et sert au « post-traitement » des simulations <i>Champ Sons</i> . . . . .	76
4.5	Échodynamiques des modes L et T découplés. Comparaison de la mesure en transmission et de la simulation <i>Champ Sons</i> . . . . .	76
4.6	Configuration d'un calcul éléments finis. Schéma de la zone de calcul (en rouge) à l'interface entre l'élément émetteur et la pièce en acier. . . . .	78
4.7	Champ de contraintes simulé par <i>PZFlex</i> dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . Représentation du type Cscan des quantités $\sigma_{zz}$ , $\sigma_{zy}$ et $\sigma_{zx}$ . . . . .	79
4.8	Champ de contraintes simulé par <i>PZFlex</i> dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . Représentation du type Bscan de $\sigma_{zz}$ en haut, de $\sigma_{zy}$ et $\sigma_{zx}$ en bas. . . . .	80



4.9	Schéma de la limitation des dimensions latérales du couplant. . . . .	81
4.10	Champ de contraintes simulé par <i>PZFlex</i> dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ avec une hauteur de couplant de $20\mu\text{m}$ . En haut, le couplant est limité à l'ouverture de l'émetteur, en bas le couplant n'est pas limité. . . . .	81
4.11	Représentation Bscan du champ de contrainte normale $\sigma_{zz}$ simulé par <i>PZFlex</i> . En haut la configuration avec le couplant limité à l'ouverture, en bas avec le couplant non limité. . . . .	83
4.12	Représentation Bscan du champ de contrainte tangentielle $\sigma_{zx}$ et $\sigma_{zy}$ simulé par <i>PZFlex</i> . En haut la configuration avec le couplant limité à l'ouverture, en bas avec le couplant non limité. . . . .	84
4.13	Champ de contraintes simulé par <i>PZFlex</i> dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ : de haut en bas simulations réalisées avec différentes hauteurs de couplant (resp. 0, 20, 40 et $60\mu\text{m}$ de couplant fluide) ; de gauche à droite les différentes valeurs calculées (resp. $\sigma_{zz}$ , $\sigma_{zy}$ et $\sigma_{zx}$ ). . . . .	85
4.14	Profil de la contrainte normale et tangentielle produites par un élément $1 \times 2\text{mm}^2$ en fonction de la hauteur de couplant entre l'élément et la pièce en acier. . . . .	86
4.15	Représentation du champ de contraintes $\sigma_{zz}$ suivant l'axe $O\vec{x}$ (à gauche) et $O\vec{y}$ (à droite), en fonction du temps. En haut la configuration sans couplant, en bas la configuration avec $20\mu\text{m}$ de couplant. . . . .	88
4.16	Représentation du champ de contraintes tangentielles $\sigma_{zx}$ suivant l'axe $O\vec{x}$ , à gauche, et $\sigma_{zy}$ suivant l'axe $O\vec{y}$ , à droite, en fonction du temps. En haut la configuration sans couplant, en bas la configuration avec $20\mu\text{m}$ de couplant. . . . .	89
4.17	Comportement de la vitesse des ondes de Scholte-Stoney d'après [64], en comparaison avec les vitesses prélevées des calculs <i>PZFlex</i> , voir tableau 4.1. . . . .	91
4.18	Champ de contrainte normale $\sigma_{zz}$ dans une configuration sans couplant. Représentation dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . . . . .	93
4.19	Champ de contrainte normale $\sigma_{zz}$ dans une configuration avec $20\mu\text{m}$ de couplant fluide. Représentation dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . . . . .	93
4.20	Champ de contrainte tangentielle $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$ dans une configuration sans couplant fluide. Représentation dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . . . . .	94
4.21	Champ de contrainte tangentielle $[\sigma_{zx}\vec{x} + \sigma_{zy}\vec{y}]$ dans une configuration avec $20\mu\text{m}$ de couplant fluide. Représentation dans le plan $(O, \vec{x}, \vec{y})$ . . . . .	94
4.22	Formes temporelles des contraintes à l'émission d'un élément émetteur avec une lame époxy en face avant. . . . .	95
4.23	Histogramme des ratios des contraintes tangentielles aux contraintes normales en fonction de la hauteur de couplant. . . . .	97

4.24	Configuration du modèle de calcul par éléments finis. . . . .	98
4.25	Deux configurations de simulation en propagation 3D . . . . .	99
4.26	Composante normale du déplacement rayonné à une profondeur $z=9.7\text{mm}$ : configuration (a) sur une surface libre en transmission ; configuration (b) sur un profil dans un milieu semi-infini. . . . .	100
4.27	Échodynamique des modes L et T découplés. Comparaison des simula- tions par éléments finis illustrés figure 4.26, avec la mesure en transmis- sion et la simulation <i>Champ Sons</i> décrites paragraphe 4.1. . . . .	100
4.28	Comparaison des Ascan mesuré dans l'axe de l'élément émetteur et la simulé par éléments finis dans la configuration (a). . . . .	101
5.1	Repère sphérique pour une situation de force de direction arbitraire. . .	105
5.2	Représentation de la réflexion d'une onde plane L, T et TH. Projection des déplacements sur une force normale suivant $\vec{z}$ , ou tangentielle sui- vant $\vec{x}'$ et $\vec{y}'$ . . . . .	105
5.3	Profils instantanés des contraintes normales $\sigma_{zz}$ en fonction de la hau- teur de couplant. . . . .	111
5.4	Profils instantanés des contraintes tangentielles $\sigma_{zx}$ et $\sigma_{zy}$ en fonction de la hauteur de couplant. . . . .	112
5.5	Répartition de la contrainte à l'interface traducteur-acier. . . . .	113
5.6	Simulation du champ de déplacement normal avec variation de la force tangentielle appliquée. . . . .	114
5.7	Bscan d'une simulation du champ de déplacement à 9.7mm de profon- deur avec l'application d'une force tangentielle $F_T = 0.34 \times F_N$ . . . . .	115
5.8	Échodynamique de la simulation du champ de déplacement avec l'ap- plication d'une force tangentielle (d'après le Bscan figure 5.7), comparé au calcul éléments finis en propagation sans échos de fond de pièce. . .	115
6.1	Vue de la configuration de calcul du champ à travers une interface plane : à gauche la zone de calcul par rapport au traducteur ; à droite la loi de retards. . . . .	119
6.2	Résultats des calculs de champ de déplacement à travers une interface plane. . . . .	119
6.3	Vue 3D d'une configuration de calcul <i>Champ Sons</i> à travers l'intrados d'un coude : a) traducteur orienté suivant la génératrice du coude ; b) suivant la perpendiculaire. . . . .	120
6.4	Résultats des calculs de champ du module du déplacement $ \vec{u} $ , émis à travers l'interface torique du coude. . . . .	120
6.5	Structure d'un réseau conformable : éléments émetteurs liés par un ma- tériel souple. . . . .	123

6.6	Modèle mécanique taille réelle pour le test d'un réseau matriciel conformable. La matrice modélisée est composée de $12 \times 5$ éléments passifs. . .	124
6.7	Traducteur multiéléments matriciel conformable, vu de la face avant. . .	126
6.8	Vue en image de synthèse du système de plaquage sur la face arrière de la matrice et test de maintien du réseau conformable sur un coude de 100mm de diamètre. . . . .	126
6.9	Schéma du dispositif de mesure avec un système d'acquisition <i>FAUST</i> . .	127
6.10	Géométrie des pièces sur lesquelles est testé le traducteur conformable. Cale cylindrique à gauche et cale à géométrie torique à droite. . . . .	128
6.11	Vues de dessous de la cale cylindrique à gauche et de la cale torique à droite. Les zones balayées par le traducteur récepteur sont grisées. . . .	128
6.12	Deux configurations réduites du réseau conformable pour les mesures en transmission. . . . .	129
6.13	Représentation schématique de la position du traducteur conformable par rapport à la pièce inspectée : en rouge la direction du faisceau rayonné.	129
6.14	Simulation <i>Champ Sons</i> du champ de déplacement normal ( $\vec{u}_z$ ) rayonné par un réseau matriciel conformable à travers une surface cylindre. . . .	131
6.15	Mesure du champ rayonné par un réseau matriciel conformable à travers une surface cylindrique. . . . .	132
6.16	Simulation <i>Champ Sons</i> (à gauche), et mesure (à droite) du champ rayonné par un traducteur contact à sabot plan à travers une surface cylindrique.	133
6.17	Paramètres d'acquisition et situation d'un défaut par rapport au traducteur. . . . .	135
6.18	Exemple de lois de retards appliquées au réseau $[6 \times 5]$ à travers une interface cylindrique et torique, pour une focalisation à $45^\circ$ à une profondeur de 15mm. . . . .	136
6.19	Bscan de l'acquisition sur pièce cylindrique : détection d'un défaut plan débouchant (flèche blanche) avec les deux motifs de réseau, puis avec le traducteur à sabot. . . . .	137
6.20	« Bscan vrai » de l'acquisition sur pièce cylindrique : détection d'un défaut plan débouchant avec le réseau $[6 \times 5]$ (en haut) ; avec le traducteur à sabot (en bas). . . . .	138
6.21	Mesure du champ rayonné par un réseau matriciel conformable à travers une surface torique. . . . .	139
6.22	Mesure du champ rayonné par un traducteur contact à sabot à travers une interface torique. . . . .	140
6.23	Schéma d'une acquisition sur tore. . . . .	142
6.24	Bscan d'une acquisition sur tore avec les deux réseaux et le traducteur à sabot. Détection d'un défaut plan débouchant (flèches blanches). . . . .	143

---

6.25	« Bscan vrai » de l'acquisition avec le réseau [6×5] (en haut) et avec le traducteur à sabot (en bas). . . . .	144
A.1	Représentation du point de calcul M et des vecteurs de déplacement $u_r$ , $u_\theta$ et $u_\varphi$ associés, dans un solide isotrope où rayonne une source de rayon $a$ .157	
A.2	Diagramme de directivité d'une source ponctuelle de force normale d'après Miller et Pursey [19], en module du déplacement radial pour les ondes L (fonction $B(\theta)$ ) et tangential pour les ondes T (fonction $C(\theta)$ ). . . . .	160
A.3	Diagramme de directivité d'une source ponctuelle de force tangentielle d'après Cherry [71], en module du déplacement radial pour les ondes L (fonction $D(\theta)$ ) et tangential pour les ondes T (fonction $E(\theta)$ ). . . . .	160
B.1	Schéma du dispositif de mesure avec une sonde optique hétérodyne. . .	162
B.2	Mesure en transmission d'un élément émetteur équipé d'une lame en acier de $40\mu\text{m}$ et d'une lame en époxy de $225\mu\text{m}$ . . . . .	163



# Liste des tableaux

3.1	Comparaison des caractéristiques électroacoustiques de différents matériaux piézoélectriques : Céramique P1-94 d'après données du fabricant <i>Quartz &amp; Silice</i> ; Piézo-Polymère d'après [43]; Piézocomposite d'après mesures réalisées par <i>Imasonic</i> . . . . .	49
3.2	Comparaison des résultats obtenus par l'analyse éléments finis et la mesure sur un élément $1 \times 2 \text{mm}^2$ en piézocomposite. . . . .	59
3.3	Caractéristiques acoustiques des différentes lames dans la modélisation <i>PiezoCAD</i> . Description avec lame avant en acier et en époxy chargée, sachant que les deux dispositifs utilisent le même backing et la même partie active. . . . .	63
4.1	Vitesse de propagation des fronts d'onde à la surface transducteur-acier.	90
4.2	Amplitude crête-crête des contraintes à l'interface élément-acier en fonction de la hauteur de couplant. Les $\sigma_{zz}$ dans l'axe de l'élément en $x = y = 0$ , $\sigma_{zx}$ au bord ( $x = 0.5$ ; $y = 0$ ) et $\sigma_{zx}$ au bord ( $x = 0$ ; $y = 1$ ). . . . .	96
6.1	Caractéristiques du faisceau simulé par <i>Champ Sons</i> appliqué au traducteur conformable. . . . .	121
6.2	Comparaison entre trois types de matériaux souples à travers la dureté shore A, la résistance à la rupture $\sigma_{\max}$ , l'allongement à la rupture $\frac{\Delta l}{l}$ et la rigidité diélectrique $\rho_d$ . . . . .	124
6.3	Cas de la pièce à géométrie cylindrique : amplitude en émission appliquée aux traducteurs matriciels ( $[6 \times 5]$ et $[9 \times 3]$ ) ainsi qu'au traducteur à sabot ; gain en réception pour le traducteur avec relais conique. . . . .	130
6.4	Niveaux des lobes de réseau axiaux et dimensions du faisceau émis par le traducteur matriciel puis par le traducteur à sabot à travers une interface cylindrique. . . . .	134
6.5	Cas de la pièce à géométrie torique : paramètres d'émission et de réception.	139