

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

Spécialité Electronique

Présentée et soutenue par Abdelmajid, Bybi

Le 06/12/2012, à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis

Ecole doctorale :

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Equipe de recherche, Laboratoire :

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

Contribution à l'étude et à la correction de la diaphonie dans les réseaux de transducteurs piézoélectriques pour l'imagerie médicale

JURY

Président du jury

LANDESMAN, Jean -Pierre, Professeur à l'Université de Rennes 1

Rapporteurs

RICHARD, Claude, Professeur à l'INSA de Lyon

LEVASSORT, Franck, HDR à l'Université de Tours

Examineurs

ASSAAD, Jamal, Professeur à l'Université de Valenciennes

GRONDEL, Sébastien, Professeur à l'Université de Valenciennes

HLADKY -HENNION, Anne -Christine, Directrice de recherche CNRS

Directeur de thèse

ASSAAD, Jamal, Professeur à l'Université de Valenciennes

Co-directeur de thèse :

GRONDEL, Sébastien, Professeur à l'Université de Valenciennes

Co-encadrante

HLADKY -HENNION, Anne -Christine, Directrice de recherche CNRS

A mon père

A ma mère

A mes frères et mes sœurs

Remerciements

J'exprime ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse J. Assaad, mon co-directeur S. Grondel, ainsi qu'à mon encadrante A.-C. Hladky –Hennion qui ont défini le cadre de cette thèse et sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est. Vos conseils, votre écoute et votre rigueur scientifique m'ont offert la possibilité de mener ce travail à terme.

Je tiens à remercier très sincèrement messieurs C. Richard et F. Levassort d'avoir accepté la fonction de rapporteur et monsieur J. -P. Landesman d'avoir accepté la fonction de président du jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à tous les membres du Département Acoustique de l'ISEN et notamment messieurs, B. Dubus, P. Mosbah, C. Granger et J. -C. Debus de m'avoir accueilli au sein de l'équipe et pour avoir contribué à l'avancement de cette thèse en me faisant profiter de leur expérience. Je remercie aussi les deux doctorants S. Degraeve et R. Rouffaud avec qui j'ai partagé le bureau, pour leur sympathie et pour toutes les discussions qu'on a eu ensemble.

Je remercie très sincèrement les membres du Département Opto-Acousto-Electronique (DOAE) de l'IEMN, où s'est déroulée la majeure partie de mon travail, et en particulier messieurs E. Moulin, W. Xu, P. Campistron et F. Benmeddour pour tous les moments de discussion partagés avec eux concernant mon sujet de recherche. Je tiens à remercier également messieurs M. Rguiti, F. Rivart, M. Slachciak et L. Camus ainsi que mademoiselle L. Dupont pour leurs précieux conseils et leur aide lors de la fabrication des réseaux de transducteurs et la mise en place des bancs de mesure.

Que mes collègues du DOAE, docteurs et futurs docteurs trouvent ici l'assurance de ma profonde reconnaissance et de mon amitié. En particulier, je remercie L. Chehami, A. Ndiguen, N. Abou leyla, H. Achdjian, K. Khalil, O. Alaoui Fdili, K. Hourany et T. Sainthuille pour les très fructueuses discussions que nous avons pu avoir ensemble, ainsi que pour leur contribution à une ambiance de travail aussi profitable qu'agréable.

Enfin, un énorme merci à mes parents, mes frères et mes sœurs pour leur soutien sans faille tout au long de ma thèse. Un grand merci aussi à mes grands-parents et au reste de ma famille.

Introduction générale	6
Chapitre 1 : Etat de l'Art sur les transducteurs ultrasonores utilisés en contrôle non destructif et en imagerie médicale	10
I) Introduction	11
II) Principe de l'imagerie ultrasonore et enjeux	13
II-1) Schéma fonctionnel des systèmes d'imagerie ultrasonore	13
II-2) Les transducteurs ultrasonores	15
II-2. 1) Les ultrasons et la piézoélectricité	15
II-2. 2) Les céramiques piézoélectriques en Titano-zirconate de Plomb (PZT)	17
II-2. 3) A l'intérieur d'un transducteur ultrasonore	18
II-3) Commande et émission des ultrasons	20
II-3. 1) Le balayage	21
II-3. 2) La focalisation.....	22
II-3. 3) La déflexion	23
II-4) De la réception à la formation d'image	24
II-5) Les enjeux actuels	25
II-5. 1) La résolution axiale	25
II-5. 2) La résolution latérale.....	26
II-5. 3) Le couplage dans les réseaux de transducteurs (diaphonie).....	27
III) Solutions proposées pour l'imagerie ultrasonore	29
III-1) Présentation des axes de recherche	29
III-2) Réduire le couplage dans les réseaux de transducteurs	31
IV) Besoin d'outils de conception et d'analyse des performances	32
V) Conclusion	34

Chapitre 2 : Modélisation et caractérisation d'un transducteur

mono-élément	40
I) Introduction	41
II) Présentation et pré-dimensionnement du réseau	41
II-1) Description de la structure	41
II-2) Schéma électromécanique équivalent	42
II-3) Rayonnement analytique	46
III) Modélisation numérique EF	47
III-1) Présentation de la méthode des EF utilisée	48
III-1. 1) Analyse théorique du problème électromécanique	48
a) Equations représentatives du problème	48
b) Formulation variationnelle et résolution du problème par EF	50
III-1.2) Analyse théorique du problème couplé fluide-structure	52
a) Equations régissant le problème	52
b) Formulation variationnelle et résolution du problème par EF	54
III-2) Application à la modélisation du mono-élément	55
III-3) Présentation des résultats	56
III-3. 1) Comparaison des impédances électriques obtenues : air/eau	56
III-3. 2) Caractérisation mécanique.....	57
a) Rayonnement dans l'eau.....	57
b) Comparaison des champs de déplacement obtenus : air/eau	58
III-4) Discussion	59
IV) Validation expérimentale	59
VI-1) Dispositif de mesure	59
VI-1. 1) Système de mesure de déplacement	59
VI-1. 2) Système de mesure de rayonnement	60

VI-2) Détermination de la fréquence de travail expérimentale	61
VI-2. 1) Déplacement normal au milieu de l'élément.....	61
VI-2. 2) Déplacement normal suivant la longueur L.....	62
VI-3) Précautions de mesure de rayonnement	63
VI-4) Comparaison des résultats mesurés et calculés	65
VI-4. 1) Impédance électrique par modélisation (2D, 3D) et mesure.....	65
VI-4. 2) Rayonnement expérimental et calculé dans l'eau	66
V) Conclusion	67
Chapitre 3 : Mise en évidence du couplage inter-éléments dans les réseaux de transducteurs ultrasonores	70
I) Introduction	71
II) Modélisation des réseaux de transducteurs	72
II-1) Méthode de calcul du rayonnement	72
II-2) Détermination du nombre d'éléments voisins de celui excité perturbés en raison du couplage inter-éléments	75
II-3) Analyse des effets des différents types de couplages	76
II-3. 1) Couplage acoustique dû au milieu de propagation (eau)	76
II-3. 2) Couplage mécanique dû au milieu de remplissage.....	79
a) Caractérisation du matériau de remplissage	79
b) Modélisation EF de la structure.....	80
II-4) Application de la méthode de calcul à un réseau de transducteurs de 129 éléments	83
III) Validation expérimentale	84
III-1) Fabrication du réseau de transducteurs	84
III-2) Dispositifs de mesures	86

III-2. 1) Mesure de déplacement dans l'air.....	86
III-2. 2) Mesures de rayonnement dans l'eau.....	87
III-3) Résultats expérimentaux.....	87
III-3. 1) Mesures de déplacement dans l'air.....	87
a) Détermination de la fréquence de résonance mécanique	87
b) Mesures ponctuelles de déplacement au milieu du réseau.....	88
c) Mesures à la surface de tout le réseau au instants t_0 , t_1 , t_2 et t_3	89
III-3. 2) Diagramme de rayonnement dans l'eau	90
IV) Conclusion	91
Chapitre 4 : Correction du couplage inter-éléments dans les réseaux de transducteurs ultrasonores	93
I) Introduction	94
II) Présentation des méthodes de correction.....	94
II-1) Méthode de correction basée sur les déplacements normaux à la surface rayonnante	94
II-2) Méthode électrique.....	97
II-2. 1) Schéma électrique équivalent.....	98
II-2. 2) Détermination des courants motionnels $I_{p,q}^M$	101
III) Application des méthodes de correction.....	103
III-1) Méthode basée sur les déplacements normaux.....	104
III-1. 1) Application numérique de la méthode.....	104
a) Champs de déplacement.....	104
b) Diagrammes de directivité.....	105
c) Vérification de la méthode pour une structure 3D	106
III-1. 2) Validation expérimentale de la méthode	107
a) Déplacements mesurés au milieu du réseau 1	107
b) Déplacements mesurés à la surface du réseau 2	108

III-2) Méthode électrique	111
III-2. 1) Application numérique de la méthode.....	112
a) Champs de déplacement.....	112
b) Diagrammes de directivité.....	112
III-2.2) Validation expérimentale de la méthode	113
IV) Conclusion	115
Conclusion générale	116
Annexes	118

Introduction générale

Que ce soit dans le domaine médical et /ou en contrôle non destructif (CND), les systèmes d'imagerie ultrasonore sont devenus de plus en plus utilisés de nos jours, et concurrencent même les autres types de systèmes d'imagerie largement répandus, comme les rayons X, l'imagerie par résonance magnétique (IRM), etc... Leurs applications ne cessent de s'élargir et des performances toujours plus accrues sont vivement recherchées, afin d'améliorer la qualité des diagnostics réalisés. Les besoins actuels sont nombreux : ainsi en matière de résolution, nous cherchons à détecter des cibles de plus en plus petites (petits animaux, ophtalmologie...). Parallèlement, de meilleurs contrastes sont exigés afin de détecter des structures d'impédances acoustiques proches, mais aussi des champs d'inspection plus vastes, comme c'est le cas pour les applications nucléaires et aéronautiques en CND, et l'inspection de l'abdomen en imagerie médicale. De plus, ces fonctions doivent être effectuées en un temps très réduit, voire en temps réel. Nous sommes donc passés de l'utilisation de simples systèmes à base de transducteurs ultrasonores mono-élément fournissant des images à deux dimensions (2D) à des systèmes utilisant des réseaux de transducteurs à une dimension (1D) et des matrices 2D composées d'un grand nombre d'éléments (jusqu'à 64 x 64 éléments) et de plus en plus petits. Cette avancée technologique est rendue possible grâce au développement connu par la fabrication des matériaux piézoélectriques et l'utilisation de techniques issues de la microtechnologie et des microsystèmes. Néanmoins, un phénomène indésirable est présent dans ce type de réseaux de transducteurs : il s'agit du couplage inter-éléments (diaphonie) « cross-talk en anglais », tendant à limiter leurs performances acoustiques, c'est-à-dire à perturber le diagramme de directivité du réseau et par conséquent à modifier la forme du faisceau acoustique émis.

Le besoin de réduire voire supprimer ce phénomène s'est fait fortement sentir avec la miniaturisation des réseaux de transducteurs et l'augmentation du nombre d'éléments les constituant. Cette thèse est justement dédiée à l'étude et à la réduction de ce phénomène. Elle est effectuée au sein du groupe TPIA (Transduction, Propagation et Imagerie Acoustique) dans le département OAE (Opto-Acousto-Electronique) du laboratoire IEMN (Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR 8520 CNRS), en collaboration avec le département acoustique de l'ISEN (Institut Supérieur d'Electronique du Nord).

Les activités de recherche du groupe TPIA s'articulent autour de trois thématiques :

- Transduction et récupération d'énergie.

- Acoustique guidée et problème inverse.
- Imagerie par capteurs acoustiques répartis.

Mes travaux de recherche s'inscrivent dans la thématique « transduction et récupération d'énergie » et portent plus particulièrement sur l'imagerie médicale. Ce thème de recherche a été développé dans un premier temps par J. Assaad, qui a travaillé sur la modélisation et la conception des réseaux de transducteurs ultrasonores en 2D. Il a participé au développement d'un code pour la modélisation par Eléments Finis (ATILA) et a proposé des méthodes afin d'étudier le rayonnement acoustique de ce type de transducteurs [1,2]. Ses travaux de recherche ont été ensuite repris par le doctorant B. Cugnet qui a mis en place un modèle tridimensionnel permettant l'analyse harmonique d'une structure piézoélectrique rayonnant dans l'eau en couplant la méthode Elément Finis aux équations intégrales (code EQI)[3]. En parallèle, la doctorante J. Y. Zhang s'est investie dans la réalisation des réseaux de transducteurs haute fréquence (> 100 MHz) à base de Niobate de Lithium (LiNbO_3), d'Oxyde de Zinc (ZnO) et de couches PZT [4,5].

Mon sujet de thèse représente une continuité de ces études et vient compléter le travail développé par B. Cugnet lors de sa thèse [6]. Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'état de l'art sur les systèmes d'imagerie ultrasonore, qui ne cessent de se développer et deviennent de plus en plus performants. En particulier, rappelons que nous parlons dorénavant d'imagerie à trois dimensions (3D) et 3D temps réel (4D) [7,8,9]. Nous indiquons ensuite les enjeux rencontrés et les solutions envisagées pour améliorer davantage les performances des systèmes d'imagerie ultrasonore. Il ressort de cet état de l'art que deux points aident à les améliorer : d'une part, la conception du réseau et, d'autre part, sa commande et le traitement des données. En ce qui nous concerne, nous nous intéressons au premier point, c'est-à-dire à la conception du réseau. Le deuxième chapitre est donc dédié à la modélisation et la caractérisation d'un transducteur mono-élément, constituant l'unité de base des réseaux de transducteurs ultrasonores. La compréhension de son comportement électromécanique est en effet nécessaire afin de mieux concevoir et caractériser ces réseaux. Cela nous permet également de valider les outils de modélisation en comparant nos résultats avec les mesures expérimentales. Dans le chapitre 3, nous traitons le cas d'un réseau de transducteurs ultrasonores et nous mettons en évidence la présence du couplage inter-éléments dans celui-ci de façon numérique et expérimentale [10]. Enfin, le chapitre 4 propose des solutions pour corriger le couplage inter-éléments dans les réseaux de transducteurs. Les méthodes utilisées sont de deux types : la première solution est basée sur la connaissance des déplacements normaux moyens à la surface active du réseau et utilise le principe de superposition pour annuler le couplage [11]. La deuxième méthode est une méthode électrique qui demande cette fois-ci la connaissance des courants motionnels [12].

- [1] J. Assaad, J- N. Decarpigny, C. Bruneel, and B. Nongaillard, « Electromechanical coupling coefficients and far-field radiation patterns of lithium niobate bars (Y-cut) used in high-frequency acoustical imaging and nondestructive testing », *J. Acoust. Soc. Am.*, 94 (5), p.2969 – 2978, (1993).
- [2] J. Assaad, J- N. Decarpigny, C. Bruneel, R. Bossut, and B. Hamonic, « Application of the finite element method to two-dimensional radiation problems », *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, p.562 – 573, (1993).
- [3] J. Assaad, A.-C. Hladky-Hennion and B. Cugnet, « Application of the FEM and the BEM to compute the field of a transducer mounted in a rigid baffle (3D case) », *Ultrasonics*, 42 (1-9), p.443 – 446 (2004).
- [4] J. Y. Zhang, « Réseaux de transducteurs haute fréquence (100-300 MHz) à déphasage réalisés à partir des technologies MEMS », Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, (2011).
- [5] J. Y. Zhang, W. J. Xu, J. Carlier, X.M. Ji, S. Queste, B. Nongaillard and Y.P. Huang « Numerical and experimental investigation of kerf depth effect on high-frequency phased array transducer », *Ultrasonics*, 52 (2), p.223 – 229, (2012).
- [6] B. Cugnet, « Caractérisation et modélisation des antennes acoustiques haute fréquence à l'aide de la méthode des éléments finis », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, France, Novembre (2002).
- [7] B. Savord and R. Solomon, « Fully sampled matrix transducer for real time 3D ultrasonic imaging », *IEEE Ultrasonics Symposium*, 1, p.945 – 953, (2003).
- [8] B. T. Kuri-Yakub, A. S. Ergun, O. Oralkan, S. Vaithilingam, I. O. Wygant, G. G. Yaralioglu and X. Zhuang, « Micromachined transducers enable real-time 3D imaging », *SPIE Newsroom*, p.1 – 3, (2006).
- [9] D. E. Dausch, J. B. Castellucci, D. R. Chou and O. T. von Ramm, « Piezoelectric Micromachined Ultrasound Transducer (pMUT) Arrays for 3D Imaging Probes », *IEEE Ultrasonics Symposium*, p.934 – 937, (2006).

- [10] A. Bybi, C. Granger, S. Grondel, J. Assaad, M. Rguiti, A.-C. Hladky-Hennion and E. Moulin, « Cross-coupling cancellation in transducer arrays », 1st Mediterranean Congress on Acoustics, MCA 2010, Salé, Morocco, p.1 – 8, (2010).
- [11] A. Bybi, C. Granger, M. Rguiti, A.-C. Hladky, S. Grondel et J. Assaad, « Etude et correction du couplage inter-éléments dans les réseaux de transducteurs ultrasonores », JAPSUS, (2011).
- [12] A. Bybi, C. Granger, S. Grondel, J. Assaad and A.-C. Hladky, « Electrical method for cross-talk cancellation in transducer arrays », (Soumis à IEEE UFFC).

**Chapitre 1 – Etat de l’art sur les transducteurs
ultrasonores utilisés en contrôle non destructif
et en imagerie médicale**

I) Introduction

L'imagerie ultrasonore a vu le jour vers la fin des années 1940 pour des applications exclusivement médicales [I-1]. Les premiers équipements commercialisés en 1960 ont permis d'élargir l'utilisation de ce type d'imagerie (figure 1.1) aux radiologistes et aux obstétriciens notamment [I-2]. Depuis cette date, les systèmes d'imagerie n'ont cessé de se développer passant ainsi de l'utilisation de simples transducteurs ultrasonores fournissant des images 2D à des réseaux de transducteurs 1D et 2D capables d'imagerie 3D, voire 3D temps réel (4D) [I-3, I-4, I-5, I-6]. Cette technologie d'imagerie a connu également un grand succès dans le domaine du contrôle non destructif (CND) [I-7, I-8] et ce, malgré les différentes propriétés acoustiques des matériaux et la complexité des géométries à inspecter. Ce progrès rapide dans les performances des sondes d'imagerie ultrasonore est en grande partie dû au développement connu par la fabrication des matériaux piézoélectriques, à l'utilisation de techniques de fabrication issues de la microtechnologie et des microsystèmes et aussi à l'avancement technologique connu par les ordinateurs (temps de calculs, des modèles, traitement rapide des données, mémoire, etc...).

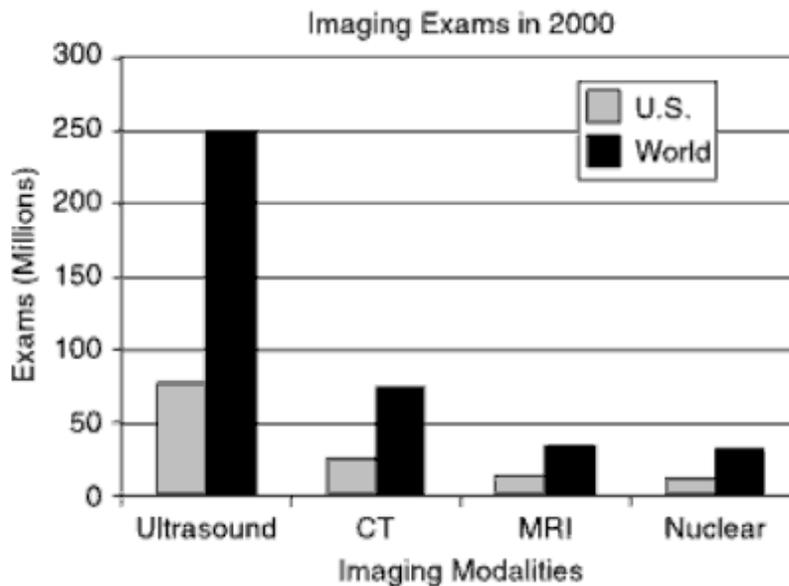


Figure 1.1 Estimation du nombre d'exams d'imagerie effectués dans le monde et aux états-unis (année 2000) [I-9].

Le tableau 1.1 représente une comparaison des performances de l'imagerie ultrasonore avec celles d'autres techniques d'imagerie utilisant soit des rayons X, soit l'imagerie par résonance magnétique (IRM) ou l'imagerie nucléaire.

Technique	Rayon X [I-9, I-10]	Ultrasons [I-9, I-10]	IRM [I-10, I-12]	Médecine nucléaire [I-10, I-11]
Contraste révélé	Absorption des rayons X	Propriétés mécaniques	Environnement des protons	Concentration d'un traceur
Type d'informations	Morphologiques	Morphologiques et fonctionnelles (Doppler)	Morphologiques et fonctionnelles (fMRI*)	Fonctionnelles
Agent de contraste	Produits radio-opaques (iode)	Microbulles d'air ou de gaz	Possible (gadolinium, dysprosium)	Traceur radioactif
Résolution spatiale (mm)	1 (scanner)	Dépend de la fréquence (1-15MHz) 0.3 – 3	0.01 – 0.1 (champ > 3 T) 1 – 5 (0.5 et 3 T)	1 – 10 (TEP*) 5 – 10 (TEMP*)
Temps d'acquisition	30 ms (radio) 1 s (scanner)	25 ms (Echo) 50 ms (Doppler)	1 min (image 3D)	45 min (TEP) 15 min (TEMP)
Profondeur de pénétration	Excellente	Dépend de la fréquence (1 – 15MHz) 3 – 25 cm	Excellente	Excellente
Danger	Radiation ionisante	Non	Non	Radiation ionisante
Coût d'un appareil (ME=million d'euros)	Moins de 1ME (Scanner)	40 kE à 150 kE euros	1,5 ME	Cyclotron : 2 ME caméra γ : 0.5 ME TEP : 1.5 ME

Tableau 1.1 Récapitulatif de quelques méthodes d'imagerie.

*fMRI (en anglais) est une technique IRM (Imagerie par résonance magnétique) qui offre des informations fonctionnelles, elle permet par exemple d'observer la consommation d'oxygène à l'intérieur du cerveau.

*TEP (ou PET): Tomographie par émission de positon est une technique d'imagerie nucléaire, reposant sur la détection de positons produits par une substance radioactive administrée au patient par voie intraveineuse. La TEP fournit une image précise de l'activité cellulaire à l'intérieur des tissus observés.

*TEMP : Tomographie par émission monophotonique est une technique d'imagerie nucléaire utilisant une caméra gamma qui enregistre le rayonnement γ émis par les radio-isotopes, pour obtenir des informations fonctionnelles.

L'imagerie ultrasonore présente plusieurs avantages mais également des limitations par rapport aux autres techniques d'imagerie. Parmi ces avantages, nous pouvons citer que :

- La méthode est non invasive et indolore pour les patients (exemple : les femmes enceintes),
- Elle est peu coûteuse et facile d'utilisation,
- Elle n'entraîne pas de radiations ionisantes,
- Elle permet une rapidité d'acquisition des images,
- Les appareils sont facilement mobiles,
- Elle offre la possibilité de déterminer les propriétés élastiques et viscoélastiques des milieux.

En contrepartie, il existe certaines limitations liées à l'utilisation de cette méthode d'imagerie, comme par exemple le fait que :

- La présence de l'air ou de gaz limite son utilisation (exemple : elle ne peut pas être utilisée pour avoir des images des intestins ou des poumons),
- La difficulté de pénétration dans certains milieux comme les OS (image des contours),
- La nécessité en CND d'utiliser des couplants pour inspecter les structures qui rend les applications hautes températures difficiles, voire impossible à réaliser (évaporation du couplant).

II) Principe de l'imagerie ultrasonore et enjeux

II-1) Schéma fonctionnel des systèmes d'imagerie ultrasonore

Le schéma de fonctionnement des systèmes d'imagerie ultrasonore (échographes) reste le même malgré la diversification des constructeurs, les performances et la complexité des appareils réalisés. En effet, chaque appareil est constitué globalement de sondes (un ou plusieurs transducteurs), d'une chaîne d'émission, d'une chaîne de réception, d'un bloc de traitement des signaux et d'un bloc d'affichage (figure 1.2). Les images sont généralement obtenues en mode B (figure 1.3b) où l'image est construite par juxtaposition d'un grand nombre de lignes traduisant chacune une échographie unidimensionnelle appelée mode A (figure 1.3a). Le transducteur ultrasonore envoie à la cible une impulsion acoustique et enregistre les échos réfléchis sur les interfaces rencontrées. Le temps de vol de chaque écho est directement lié à la profondeur de l'interface rencontrée. Les différentes lignes

sont obtenues par déplacement mécanique du transducteur ou par balayage électronique comme dans le cas des réseaux de transducteurs phasés (« Phased array » en anglais).

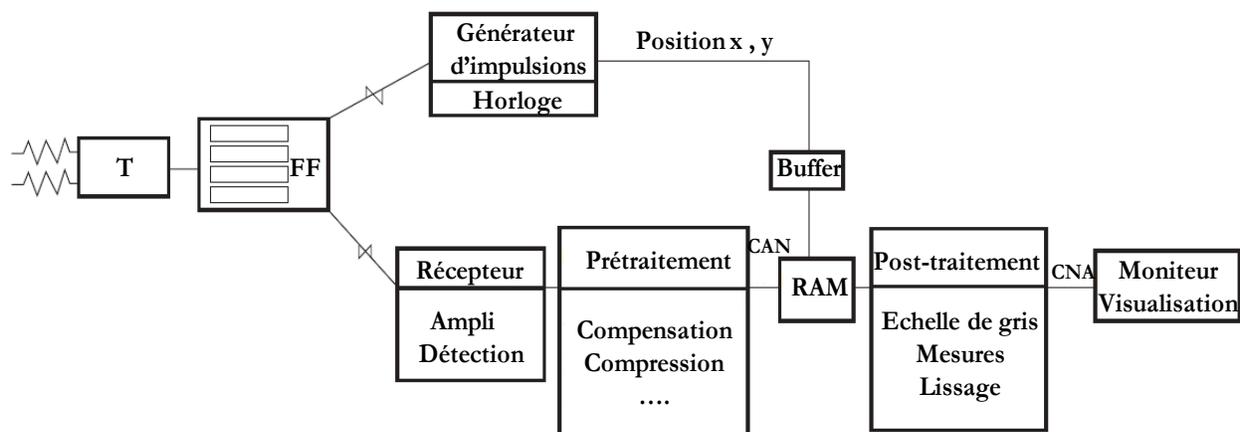


Figure 1.2 Synoptique d'un échographe. T : transducteur, FF : formateur de faisceau, CAN : convertisseur analogique numérique et CNA convertisseur numérique analogique [I-13].

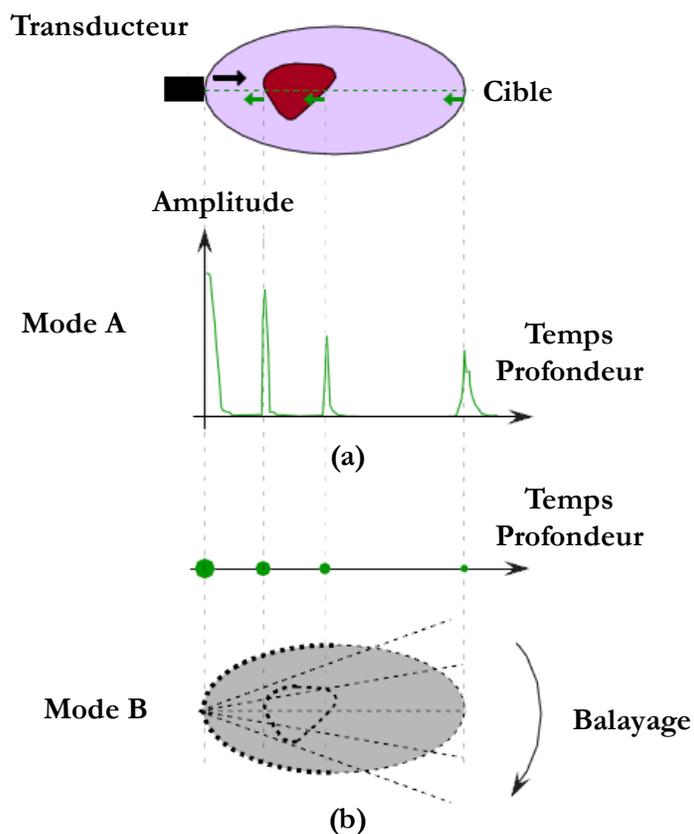


Figure 1.3 Principe des modes A et B en échographie [I-10].

II-2) Les transducteurs ultrasonores

II-2 .1) Les ultrasons et la piézoélectricité

Les ondes ultrasonores (ultrasons) sont des ondes acoustiques ayant une fréquence supérieure à la gamme audible (20Hz-20kHz). Ce sont des ondes de matière, résultant du déplacement de particules d'un milieu fluide ou solide. En fonction de la nature des conditions aux limites des milieux de propagation, nous pouvons distinguer différents types d'ondes : nous parlons d'ondes de volumes dans le cas d'un milieu infini, d'onde de surface ou d'ondes de Rayleigh dans le cas des milieux semi-infinis, et d'ondes guidées ou d'ondes de Lamb pour les milieux limités (exemple dans le cas d'une plaque). Nous pouvons également rencontrer d'autres types d'ondes selon les conditions aux interfaces séparant les milieux de propagation, comme les ondes de Love et les ondes de Stoneley. La déformation d'un corps solide et la génération d'ondes acoustiques peut être effectuée de différentes manières, soit à l'aide de sources lumineuses de type lasers impulsions [I-14], ou sous l'effet d'un champ électrique ou magnétique extérieur. Dans ces derniers cas la déformation produite est proportionnelle au carré du champ appliqué, il s'agit d'un couplage électrostrictif ou magnétostrictif. Ces effets sont peu marqués pour de très faibles champs appliqués, du fait de leur caractère quadratique. Il est donc plus intéressant d'utiliser des matériaux dont la déformation est proportionnelle au champ appliqué afin de générer des ondes acoustiques : les matériaux piézoélectriques et piézomagnétiques représentent donc des bons candidats.

La piézoélectricité correspond à l'apparition de charges électriques dans un matériau, lors de l'application d'une contrainte mécanique : c'est l'effet direct (figure 1.4). Ces charges proviennent d'un couplage entre les propriétés électriques et élastiques du matériau. Elle fut observée qualitativement pour la première fois par l'Abbé R. J. Haüy en 1817. Les études théoriques et expérimentales ont été effectuées ensuite par les frères Pierre et Jacques Curie en 1880 [I-15] sur des cristaux de quartz afin d'établir les lois que doit remplir un matériau pour être piézoélectrique. Lippmann en se basant sur les travaux des frères Curie a prédit en 1881, l'existence de l'effet piézoélectrique inverse : une déformation du matériau se produit lorsque des charges sont apportées au cristal. L'effet inverse fut observé pour la première fois par les frères Curie la même année. La première application de la piézoélectricité a eu lieu lors de la Première Guerre Mondiale entre 1916 et 1917 : c'est Paul Langevin, qui sur une idée de Chilowsky a mis au point un générateur d'ondes ultrasonores pour la détection sous-marine, cela correspond à l'invention du Sonar.

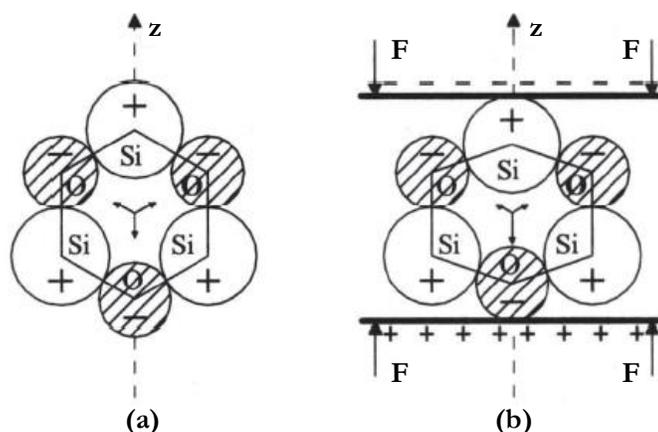


Figure 1.4 Effet piézoélectrique direct (Quartz) : (a) avant application de la force (contrainte) et (b) après application de la force (contrainte) [I-16].

Il a fallu attendre les années 1950 pour voir apparaître les premiers transducteurs piézoélectriques basés sur l'utilisation de céramiques ferroélectriques rendues piézoélectriques par polarisation (figure 1. 5). Ces matériaux ferroélectriques sont en effet des cristaux qui possèdent un moment dipolaire électrique même en absence de champ électrique extérieur. La dissymétrie naturelle des barycentres électriques de la maille cristalline provoque une polarisation locale spontanée P_s . Le matériau s'organise donc en domaines (domaines de Weiss) polarisés d'une manière aléatoire, de telle sorte que la polarisation résultante de la somme vectorielle de toutes les polarisations spontanées soit nulle. En présence d'un champ électrique extérieur, chaque domaine tend à s'aligner dans la direction du champ et déforme la structure cristalline. La résultante de toutes les petites déformations provoque donc une déformation macroscopique du matériau. Depuis cette époque, l'utilisation de céramiques synthétisées à partir de solutions solides de type Titano-Zirconate de plomb (PZT) s'est largement répandue.

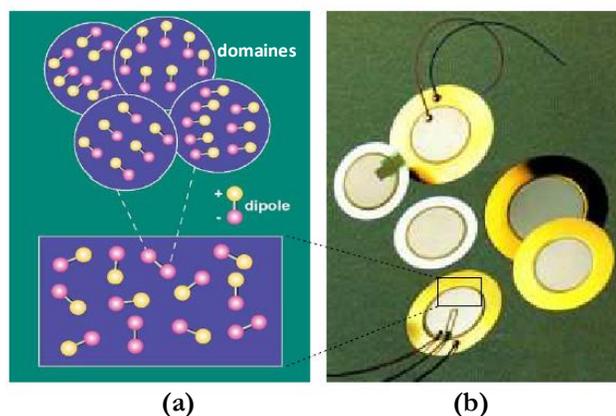


Figure 1.5 Cristal ferroélectrique : (a) orientation des dipôles et apparition des domaines avant polarisation (b) céramiques piézoélectriques polarisées [I-17].

II-2.2) Les céramiques piézoélectriques en Titano-Zirconate de Plomb (PZT)

Comme indiqué précédemment, la plupart des transducteurs ultrasonores sont réalisés à partir de céramiques ferroélectriques de type PZT (Titano-Zirconate de Plomb). Ces céramiques sont de la famille cristalline des pérovskites (ABO_3) où A représente les atomes de Ba, Ca ou Pb et B est l'un des éléments Ti, Zr ou Nb (figure 1.6).

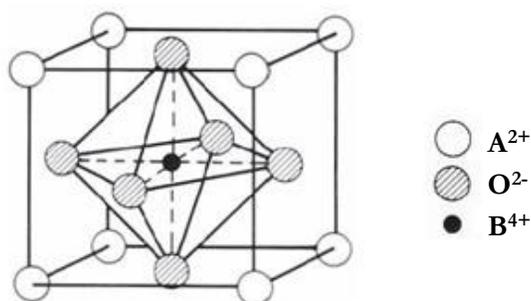


Figure 1.6 Maille élémentaire pérovskite de formule ABO_3 [I-16].

Il existe deux grandes familles de céramiques piézoélectriques: les céramiques dites « dures », utilisées principalement pour des applications de puissance (piézomoteurs, transducteurs pour nettoyage par ultrasons...). L'autre famille est composée de céramiques dites « douces », dédiées pour des applications à bas niveau d'excitation comme les détecteurs (hydrophones, sondes échographiques...). Ces céramiques possèdent plusieurs avantages, nous citons ici les plus importants:

- Elles sont de faibles coûts et se trouvent sur le marché sous différentes formes (disques, cylindres, parallélépipèdes...),
- Leur température de Curie entre 180°C et 400°C permettant leur utilisation à des températures élevées,
- Elles possèdent surtout un coefficient de couplage électromécanique k_t très élevé comparé à celui des cristaux non ferroélectriques comme le ZnO (environ 10 fois supérieur),
- Elles offrent l'avantage d'avoir des pertes assez faibles et un très bon facteur de qualité ($Q > 500$).

Par contre, ces céramiques PZT présentent une impédance acoustique relativement élevée (de l'ordre de 34 MRayl) et nécessitent une adaptation mécanique au milieu de propagation (impédance faible de l'ordre de 1.5 MRayl pour l'eau). Cette phase d'adaptation n'est pas toujours simple, une

autre forme de matériaux piézoélectriques s'est donc développée afin de s'affranchir des limitations dues à cette impédance élevée. Il s'agit des matériaux dits « piézocomposites ». Ces derniers permettent à la fois de rapprocher l'impédance acoustique de celle du milieu de propagation [I-18] (les tissus en imagerie médicale), d'ajuster l'impédance électrique des céramiques à celle de l'électronique d'excitation et de réception, d'améliorer le coefficient de couplage électromécanique, et enfin de pouvoir déformer le transducteur afin de lui donner une géométrie permettant une focalisation mécanique du faisceau acoustique.

La technique de fabrication des transducteurs à partir des céramiques est généralement réalisée par polissage d'une céramique massive jusqu'à l'épaisseur souhaitée ou par dépôt de couches minces par l'une des techniques suivantes : le sol gel, le « MOCVD » (dépôt en phase vapeur d'organo-métalliques) ou la pulvérisation [I-19]. Cependant l'utilisation de ces matériaux pour la réalisation des transducteurs se trouve confrontée à des limitations, notamment fréquentielles. Elles sont dues au fait que pour avoir une meilleure résolution, il faut augmenter la fréquence de résonance des transducteurs, ce qui a pour conséquence de diminuer l'épaisseur de la couche active, qui devient inférieure à 100 μm pour des fréquences supérieures à 20 MHz. Cette épaisseur est incompatible avec la taille des grains constituant les céramiques de l'ordre de 10 μm [I-20]. D'autres procédés de fabrication sont donc sollicités pour réaliser des films épais en PZT comme par exemple la sérigraphie, la microstéréolithographie (épaisseur de l'ordre de 80-130 μm) et le dépôt par projection d'un aérosol (épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de microns) [I-21,I-22].

D'autres limitations des céramiques PZT comme la fragilité et la porosité observées au-delà de 30 MHz impliquent l'utilisation soit d'autres matériaux à grains fins (2 μm à 3 μm) et à haute densité, soit de cristaux comme par exemple le Niobate de Lithium (LiNbO_3) ou encore pour les fréquences très élevées de plastiques piézoélectriques (PVDF : polyfluorure de vinyle ou copolymères) [I-20].

II-2 .3) A l'intérieur d'un transducteur ultrasonore

Le transducteur ultrasonore mono-élément fut pendant longtemps l'élément de base des systèmes d'imagerie (figure 1.2). Il est constitué d'un empilement de couches dont chacune possède un rôle bien spécifique (figure 1.7).

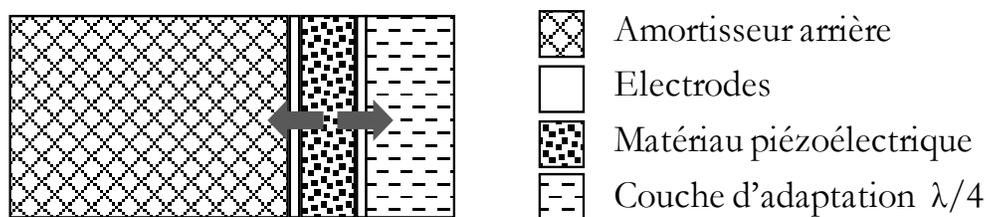


Figure 1.7 Structure d'un transducteur piézoélectrique.

La partie active du transducteur est la couche piézoélectrique dont les faces sont couvertes d'électrodes. Celles-ci permettent d'exciter le transducteur pour générer des ondes ultrasonores vers l'avant et l'arrière et/ou réceptionner les informations électriques collectées des échos réfléchis, après conversion des vibrations mécaniques en signaux électriques. De plus, l'épaisseur (T) de la couche active fixe la fréquence de résonance du mode épaisseur. Une première résonance correspondant à un maximum de vibration en épaisseur est obtenue pour ($T = \lambda_p/2$, λ_p étant la longueur d'onde) [I-23]. Le système est chargé en face avant d'une ou plusieurs lames adaptatrices dites « quart d'onde », d'impédance acoustique $Z_L = (Z_p * Z_1)^{1/2}$ dans le cas d'une seule couche d'adaptation en régime harmonique (où Z_p est l'impédance de la couche piézoélectrique et Z_1 celle du milieu de propagation). Ces couches aident d'une part, à optimiser la transmission de l'énergie mécanique et donc à améliorer la bande passante du transducteur et, d'autre part, à protéger l'élément actif du milieu de propagation [I-23]. En face arrière, le transducteur est chargé par un amortisseur (« Backing » en anglais). Il absorbe les ondes émises par la face arrière de l'élément actif, ce qui permet d'améliorer la résolution axiale (voir paragraphe II-5.1) et d'élargir la bande passante du transducteur. En plus des adaptations mécaniques avant et arrière et comme pour tout système physique commandé en tension, le transducteur est également caractérisé par une impédance électrique. Pour transmettre le maximum d'énergie du générateur au transducteur, ce dernier doit être adapté électriquement à la fréquence de travail choisie pour l'inspection.

Dans le cas des transducteurs mono-élément, le champ d'analyse reste toutefois faible devant le besoin de certaines applications en CND (le nucléaire, l'aéronautique..) ou en imagerie médicale (inspection de l'abdomen), nécessitant d'explorer des espaces et des structures assez vastes. Un balayage mécanique est utilisé dans ce cas pour étendre le champ d'inspection. Cette manœuvre est effectuée soit manuellement par l'opérateur ou automatiquement à l'aide d'un système oscillant ou rotatif (figure 1.8).

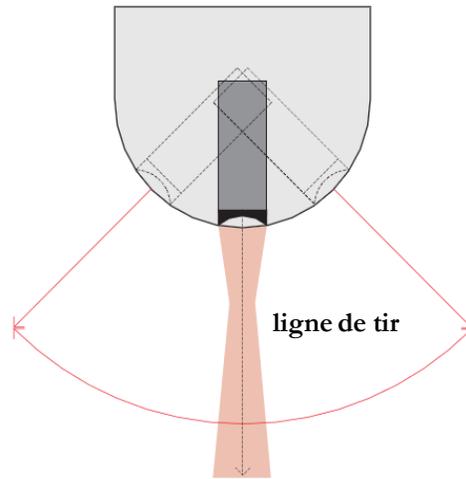


Figure 1.8 Sonde mécanique : balayage par oscillation [I-13].

Les transducteurs mono-élément possèdent également une distance de focalisation fixe et propre à chaque transducteur. Afin de pouvoir focaliser à différents niveaux de profondeur et remplacer le balayage mécanique par un balayage électronique, une nouvelle génération de transducteurs a été développée. Il s'agit des réseaux de transducteurs, appelés réseaux phasés (« phased array » en anglais). Ces réseaux sont constitués de plusieurs transducteurs élémentaires (mono-éléments : figure 1.7) pouvant être pilotés indépendamment. Ils sont organisés sous différents arrangements possibles, notamment en réseaux linéaires, annulaires, circulaires ou encore matriciels (figure 1.9) [I-24].

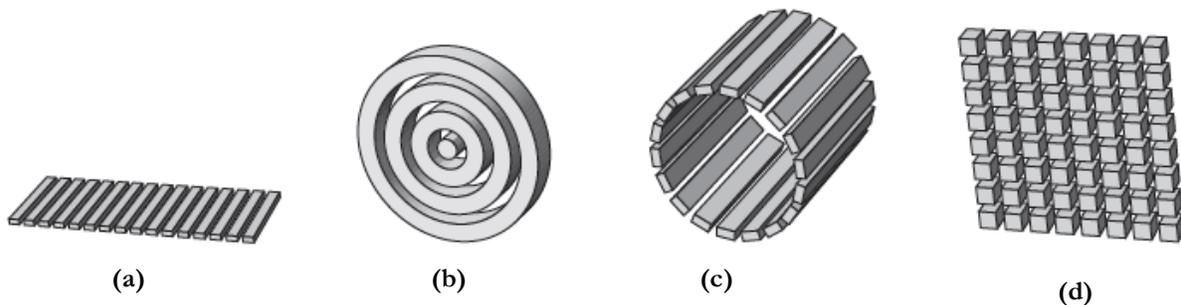


Figure 1.9 Réseaux de transducteurs : (a) linéaire, (b) annulaire, (c) circulaire, (d) matriciel [I-16].

II-3) Commande et émission des ultrasons

En fonctionnement émetteur, le générateur est à l'origine des impulsions électriques qui commandent la génération des ultrasons par le transducteur. L'information parvient à celui-ci par l'intermédiaire du formateur de faisceau (Beam Former). Dans le cas des réseaux de transducteurs, le formateur est responsable de la sélection du nombre d'éléments mis en jeu et règle électroniquement

les retards appliqués à chacun d'entre eux afin de réaliser les fonctions de balayage, de focalisation et de déflexion du faisceau acoustique. Cette fonction remplace donc le balayage mécanique et la focalisation géométrique qui nécessitent habituellement une lentille acoustique ou une déformation de la géométrie du transducteur. Le formateur assure également l'apodisation qui supprime les échos liés aux lobes latéraux [I-13].

II-3 .1) Le balayage

Le balayage électronique est une alternative au balayage mécanique évoqué précédemment. Il consiste à déplacer le faisceau acoustique le long du transducteur en activant séquentiellement plusieurs ouvertures. Chaque ouverture est constituée d'un nombre bien déterminé d'éléments excités à la fois. Le nombre d'éléments actifs (ouverture) est fonction de la profondeur d'étude souhaitée : ainsi, plus la profondeur de focalisation est importante, plus le nombre d'éléments excités est élevé. Ces ouvertures servent chacune à construire une ligne de l'image. Ce processus est poursuivi jusqu'à l'obtention de l'image complète qui peut contenir jusqu'à 256 lignes (figure 1.10). De cette manière, il est clair que l'amélioration de la qualité d'une image revient à augmenter le nombre de lignes. Ceci s'obtient en modifiant le nombre d'éléments par groupe lors de l'acquisition de l'image : dans le cas de la figure 1.10, on peut par exemple programmer une alimentation d'abord par groupe de trois, puis par groupe de quatre transducteurs, créant ainsi une image sur 250 lignes au lieu de 125 lignes (obtenues dans le cas de quatre éléments alimentés) [I-13]. Le réseau utilisé est un réseau linéaire plan, permettant d'obtenir un balayage linéaire et une image rectangulaire à l'écran.

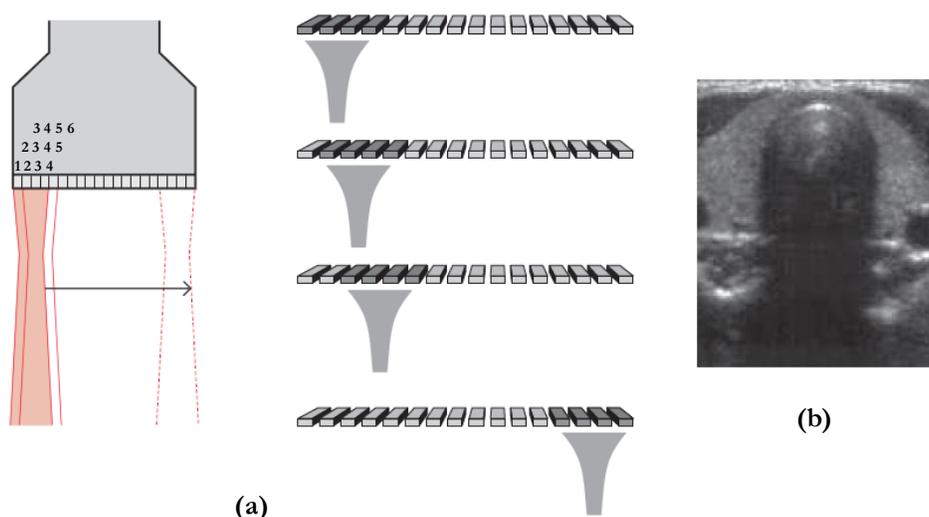


Figure 1.10 Balayage électronique : (a) principe du fonctionnement pour un réseau linéaire plan (b) image rectangulaire (coupe transversale de la thyroïde) [I-13].

Un deuxième type de balayage existe, c'est le balayage sectoriel dont le principe de fonctionnement est le même que celui évoqué précédemment, seulement le réseau utilisé cette fois-ci est courbé (convexe), comme le montre la figure 1.11. Ce balayage peut aussi être obtenu par un réseau linéaire plan, en combinant à la fois les principes de la focalisation et de la déflexion électronique.

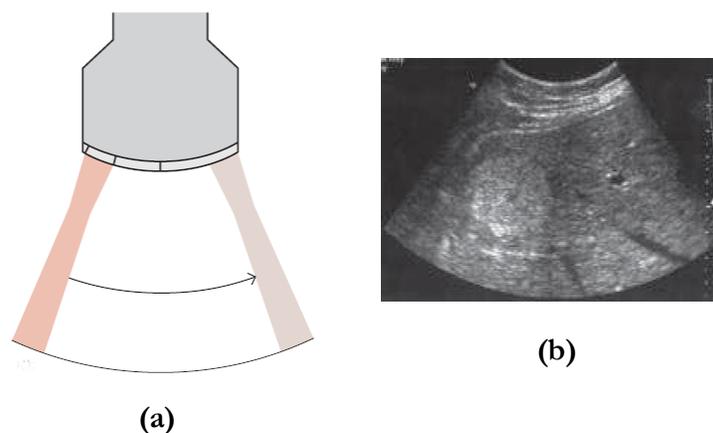


Figure 1.11 Balayage électronique sectoriel : (a) réseau courbé, (b) image sectorielle (angiome hépatique) [I-13].

II-3 .2) La focalisation

La focalisation électronique est basée sur le phénomène d'interférences constructives des ondelettes émises par chacun des éléments de l'ouverture excitée. Lorsque ces ondelettes élémentaires arrivent toutes en phase en un point, leurs amplitudes s'ajoutent et produisent une onde résultante focalisée. La focalisation électronique représentée sur la figure 1.12 est basée sur l'utilisation de retards électroniques appliqués en émission à chacune des voies du réseau. Les retards sont choisis de sorte à compenser les décalages temporels subis par les ondelettes selon leurs différents parcours. Ils ont un comportement semblable à celui d'une lentille acoustique convergente. La variation de loi de retard utilisée, permet de focaliser le faisceau acoustique à différentes profondeurs sans avoir à changer de sonde, contrairement au cas des transducteurs mono-élément où l'on aurait besoin de plusieurs transducteurs pour réaliser cette opération.

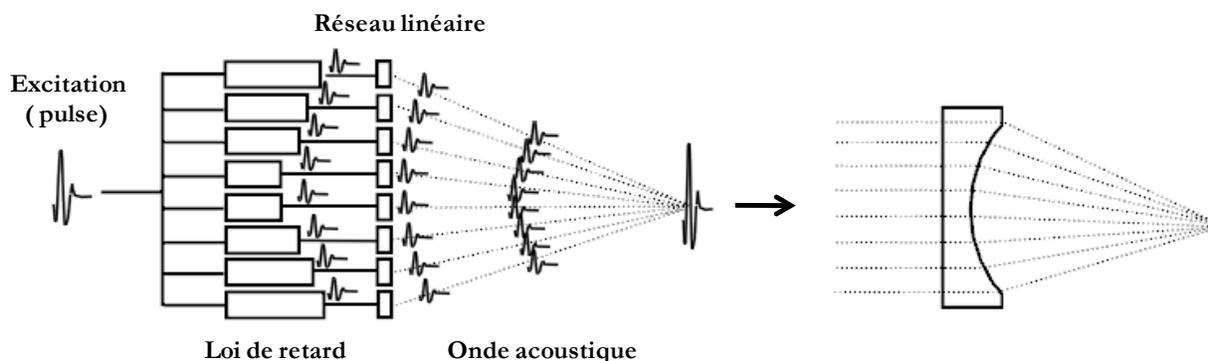


Figure 1.12 Représentation schématique de la focalisation électronique [I-25].

II-3 .3) La déflexion

La déflexion électronique schématisée sur la figure 1.13, repose comme dans le cas de la focalisation sur l'application de lois de retard calculées pour donner au faisceau émis un angle d'incidence donné, ce qui nécessite habituellement une lentille acoustique. Ceci permet de faire converger le faisceau acoustique vers l'endroit à explorer. Il suffit alors de varier les retards à chaque nouvelle séquence d'émission-réception afin de changer l'angle de déflexion du faisceau. En CND, la déflexion électronique évite l'utilisation de sabots, dont le rôle est de défléchir le faisceau suivant un angle bien défini, ceci aide à contrôler des pièces à très faible encombrement [I-24,I-26]. Cette technique est également très utilisée en imagerie médicale, notamment pour visualiser le cœur à travers la cage thoracique ou l'exploration du foie par voie intercostale chez les patients difficiles [I-13]. Toutes les fonctions de focalisation, de déflexion et de balayage électronique peuvent être utilisées simultanément pour réaliser des fonctions plus complexes. La figure 1.14 représente le cas d'une combinaison de déflexion et de focalisation.

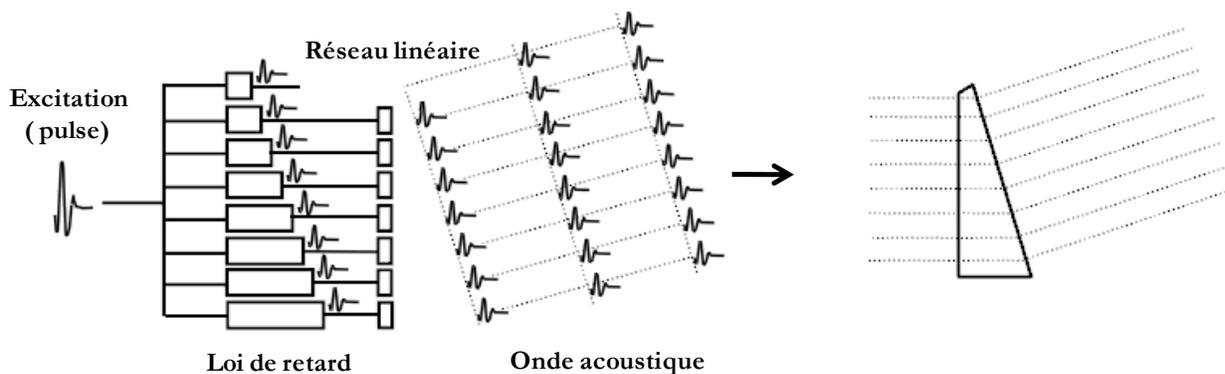


Figure 1.13 Représentation schématique de la déflexion électronique [I-25].

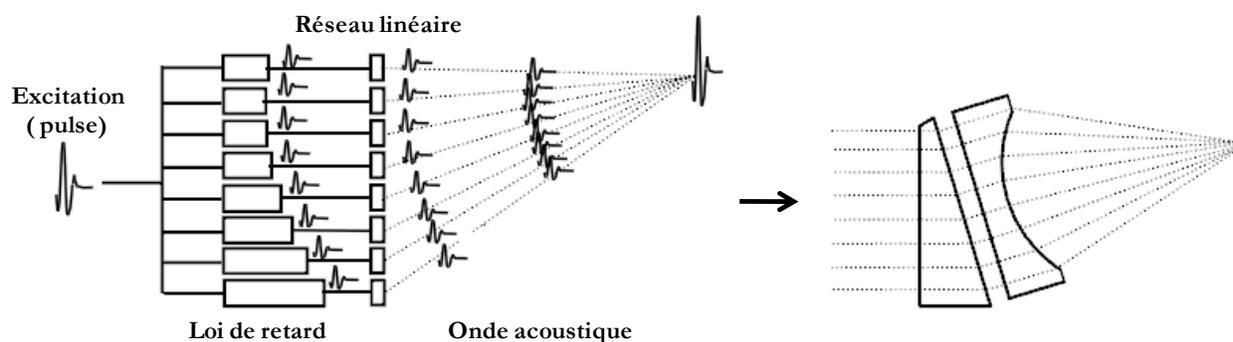


Figure 1.14 Représentation schématique de la combinaison déflexion/focalisation électronique [I-25].

II-4) De la réception à la formation d'image

Les échos générés par la cible inspectée arrivent au niveau du transducteur où ils sont convertis en signaux électriques. Ces signaux analogiques sont ensuite acheminés vers le récepteur par le biais du formateur de faisceau (FF). En raison d'une faible amplitude, ces signaux sont amplifiés puis soumis à plusieurs traitements avant la mise en mémoire (prétraitements). Tout d'abord une compensation de l'atténuation liée à la profondeur est effectuée afin de corriger la perte d'amplitude liée à la distance parcourue par les échos. La sensibilité actuelle des transducteurs permet la détection d'échos de très faible intensité, assurant une dynamique supérieure à 100 dB. Cette dynamique se trouve largement supérieure à celle en brillance à l'écran (20 dB), c'est pourquoi une compression du signal est effectuée en utilisant une échelle logarithmique qui « tasse » les échos les plus forts et permet de traduire sur l'échelle de gris les échos les plus faibles. Les signaux analogiques sont ensuite convertis en signaux numériques afin de préparer la mise en mémoire. Cette étape est obligatoire pour traduire en langage binaire l'amplitude des signaux. La mémoire est organisée sous la forme d'une matrice pour laquelle chaque pixel possède une adresse représentée par ses coordonnées x et y. Le délai de réception de l'écho fournit la coordonnée y traduisant la profondeur et la situation de la ligne de tir indique la coordonnée x. La valeur numérique des échos est notée dans la case mémoire correspondante. La traduction en binaire de l'amplitude des échos nécessite un nombre de cases pour chaque pixel qui correspond au nombre de niveaux de gris que l'on souhaite obtenir. Une fois la mise en mémoire effectuée, plusieurs opérations de post-traitement sont possibles telles que les opérations de lissage (spatial ou temporel), la réalisation de zoom de lecture, la redistribution des valeurs d'échelles... Enfin, la lecture de la mémoire permet d'aboutir à la visualisation des images à l'écran à partir des valeurs des amplitudes des échos stockées correspondant chacune à un point de brillance différente.

II-5) Les enjeux actuels

L'utilisation des transducteurs et plus particulièrement celle des réseaux de transducteurs pour l'imagerie ultrasonore se trouve confrontée à de nombreux enjeux. Rappelons d'abord, le besoin croissant de détecter des cibles de plus en plus petites (petits animaux, ophtalmologie...), qui nécessite donc des sondes possédant de bonnes résolutions spatiales (axiale et latérale). Une résolution en terme de contraste est également recherchée afin de distinguer des structures d'impédances très voisines. Ce type de résolution dépend de plusieurs facteurs et en particulier de la sensibilité du transducteur traduisant sa capacité à convertir en signal analysable les échos de faible intensité [I-13]. Parallèlement, la réduction du bruit électronique et l'amélioration du filtrage permettent de mieux exploiter ces échos. Il s'ajoute à ceci un dernier type de résolution, c'est la résolution temporelle qui assure la rapidité dans l'acquisition et la construction des images. Enfin, un autre problème de plus en plus étudié est le couplage (électrique, mécanique ou acoustique) fortement présent dans les réseaux de transducteurs, qui dégrade leurs performances électroacoustiques et donc leur résolution. C'est pourquoi des solutions pour le réduire voire le supprimer sont vivement recherchées. Cette thèse est justement consacrée à ce dernier point.

II-5 .1) La résolution axiale

La résolution axiale représente la capacité d'un transducteur / réseau de transducteurs à distinguer deux cibles différentes se trouvant sur l'axe de propagation du faisceau (figure 1.15). Cette résolution dépend d'une part, de la fréquence d'utilisation du transducteur, ce qui implique une dépendance avec la longueur d'onde dans le milieu de propagation λ (figure 1.15b) et d'autre part, de la durée de la réponse impulsionnelle, c'est-à-dire du nombre N d'oscillations au bout desquelles l'élément piézoélectrique a fini de vibrer (figure 1.15a), ce qui est fonction de la qualité d'amortisseur du transducteur.

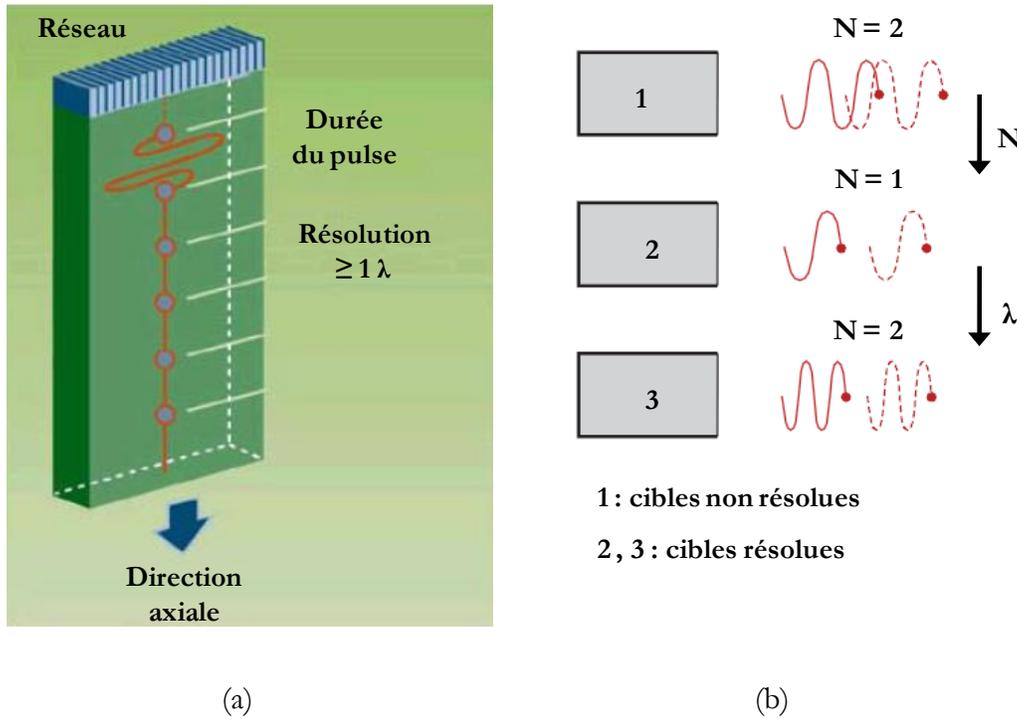


Figure 1.15 Résolution axiale : (a) représentation schématique, (b) cas de cibles résolues et non résolues [I-13].

II-5 .2) La résolution latérale

Nous pouvons distinguer dans le cas de la résolution latérale, la résolution en épaisseur et la résolution transversale (figure 1.16a). La capacité à distinguer deux cibles situées selon l'axe épaisseur dépend de la largeur du faisceau acoustique émis. La focalisation de ce dernier aide à réduire sa largeur et par conséquent à améliorer la résolution selon l'axe épaisseur (figure 1.16b). Dans le plan transversal, la résolution dépend du diamètre du faisceau ainsi que du nombre et de l'écartement des lignes de tir. Si deux cibles sont situées au sein d'une même ligne de tir, elles sont confondues. Plus les lignes de tir sont fines et nombreuses, plus l'écart entre deux points distincts sur un même axe transversal perpendiculaire aux lignes de tir, peut être réduit. La focalisation du faisceau permet également d'améliorer la résolution transversale. Les réseaux de transducteurs 1D ne peuvent assurer une résolution en épaisseur que si leur géométrie le permet, en d'autres termes dans le cas où les éléments piézoélectriques sont taillés pour avoir une surface radiante concave ou par l'ajout d'une lentille acoustique focalisante, tandis que les réseaux matriciels 2D sont capables d'assurer les deux résolutions à la fois.

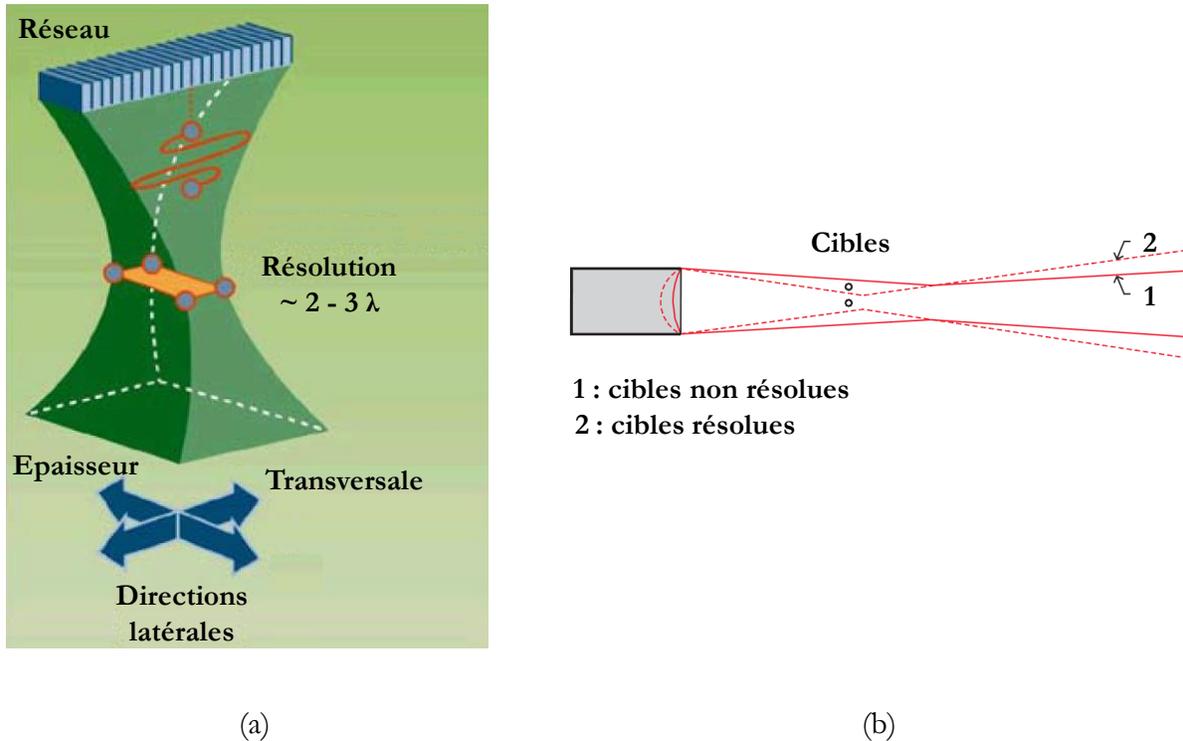


Figure 1.16 Résolution latérale : (a) représentation schématique, (b) cas de cibles résolues et non résolues [I-13].

La tendance de la recherche actuelle est également orientée vers l'imagerie volumique 3D et 3D temps réel (4D) au lieu de l'imagerie bidimensionnelle (2D) constituée à partir d'un plan de coupe. Cette transition a pour but d'obtenir des représentations plus précises de la cible inspectée et d'améliorer la qualité des diagnostics surtout dans le domaine médical.

II-5 .3) Le couplage dans les réseaux de transducteurs (diaphonie)

Nous avons vu précédemment (section II-3), que les réseaux de transducteurs ultrasonores sont composés d'un grand nombre d'éléments, excités simultanément en petits groupes, afin de réaliser les fonctions de balayage, de focalisation et de déflexion électronique du faisceau acoustique. Lorsqu'un élément du réseau est excité, celui-ci ne vibre pas indépendamment des autres, il génère aussi des vibrations parasites qui perturbent le comportement physique de ces voisins, qui à leur tour viennent le perturber. Ce phénomène dégrade au final les performances électroacoustiques du réseau. Il est connu sous le nom du couplage inter-éléments.

La figure 1.17 représente quelques conséquences directes de ce phénomène : dans un premier temps, il accroît le nombre d'éléments vibrants par rapport au nombre d'éléments excités et conduit donc à l'élargissement du faisceau acoustique émis (figure 1.17a) et par conséquent dégrade la

résolution latérale. Dans un second temps, des modes indésirables peuvent rayonner dans le milieu de propagation (figure 1.17b). Enfin, des réflexions multiples des ondes aux différentes interfaces du réseau (figure 1.17c), conduisent à l'allongement de la durée de l'impulsion transmise et à une dégradation de la bande passante.

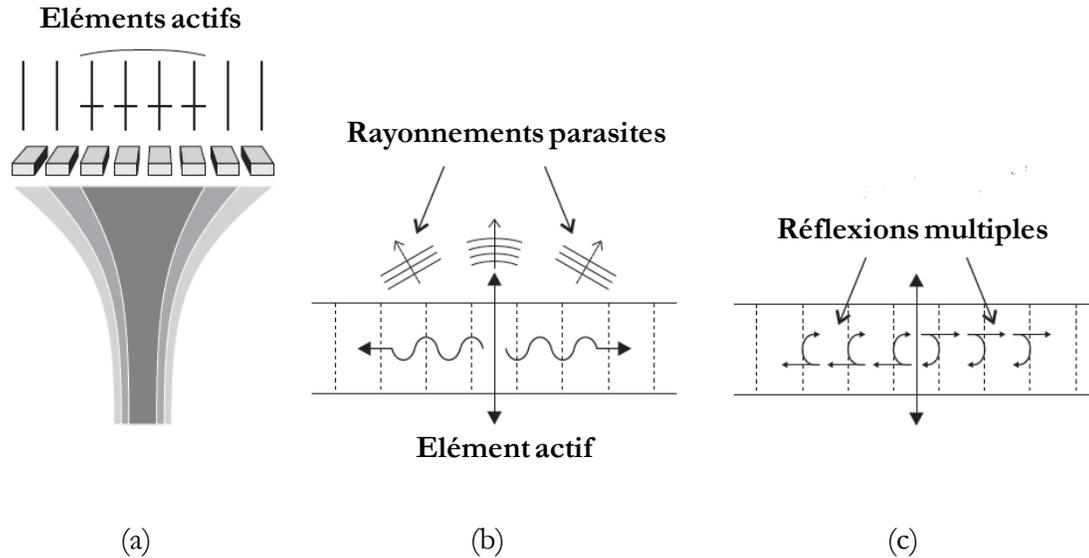


Figure 1.17 Quelques conséquences du couplage: (a) élargissement de l'ouverture effective, (b) propagation de modes parasites pouvant rayonner et (c) réflexions multiples de l'onde dans le réseau [I-16].

Il existe plusieurs origines à ce couplage selon la configuration du réseau étudiée. Nous pouvons classer celles-ci selon trois familles. La première famille correspond au couplage électrique [I-27]. Dans ce cas, le signal d'excitation électrique apparaît sur les éléments voisins non excités, soit via les éléments eux-mêmes (couplage électrostatique) ou via la proximité des câbles reliant les éléments à l'instrumentation (inductances mutuelles, capacités parasites). La deuxième famille est liée au couplage mécanique [I-28,I-29] dû à la présence d'un matériau de remplissage entre les différents éléments, ce qui a pour conséquence de propager la déformation de l'élément excité à ces voisins et vice versa. Enfin la dernière famille est appelée couplage acoustique [I-27,I-30] : étant donné que tous les éléments rayonnent dans le même milieu (fluide), on observe un couplage par son intermédiaire. Dans certains cas, le couplage peut également provenir de la propagation d'ondes élastiques (Ondes de Lamb) dans la structure, notamment au niveau du film qui protège tous les éléments du milieu de propagation [I-31].

Tout l'enjeu consiste donc à minimiser ce couplage inter-éléments, surtout que les sondes actuelles comportent un grand nombre de transducteurs élémentaires (128 à 256 pour les sondes 1D, jusqu'à 64×64 pour les sondes 2D) et sont de plus en plus petites.

III) Solutions proposées pour l'imagerie ultrasonore

Dans la littérature, nous pouvons distinguer deux axes de recherche développés afin d'améliorer les performances des réseaux transducteurs ultrasonores. Le premier axe concerne le réseau de transducteurs en lui-même, c'est-à-dire sa conception et sa fabrication tandis que le second axe est plutôt dédié à l'amélioration de la commande et des différents traitements qui précèdent la formation des images.

III-1) Présentation des axes de recherche

Il est connu que la résolution spatiale (par exemple en μm) est inversement proportionnelle à la fréquence de travail du réseau de transducteurs (figure 1.18). En d'autres termes pour obtenir une meilleure résolution (quelques μm), il faut augmenter cette fréquence. Augmenter la fréquence revient donc à miniaturiser le réseau de transducteurs et à proposer des technologies de fabrication adéquates pour palier aux limitations de la technologie conventionnelle utilisant des céramiques PZT.

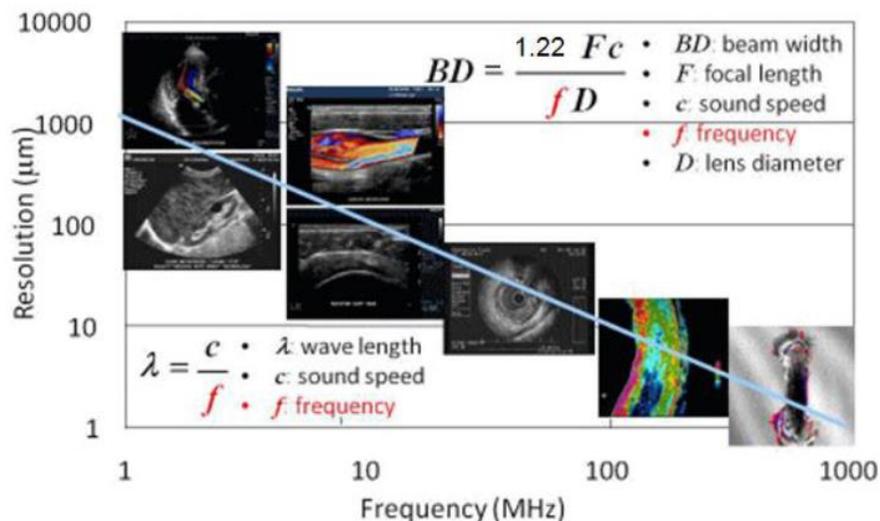


Figure 1.18 Représentation de la relation entre la fréquence et la résolution spatiale [I-32].

La technique de fabrication la plus utilisée pour réaliser des réseaux de transducteurs à base de céramiques piézoélectriques (PZT) est la méthode de « découpe et imprégnation » (dice-and fill : en

anglais). Pour rappel, cette méthode consiste en l'utilisation d'une plaque de céramique piézoélectrique préalablement polarisée et découpée par la suite à l'aide d'une scie diamantée pour obtenir les différents éléments du réseau. L'espacement entre les différents éléments est ensuite imprégné par un polymère non conducteur pour coller les éléments les uns aux autres et solidifier la structure. Enfin la structure est polie pour atteindre l'épaisseur correspondante à la fréquence de travail souhaitée. Cette technique de fabrication reste généralement utilisée en basses fréquences ($f \leq 20$ MHz) [I-20].

L'utilisation des céramiques PZT pour des applications hautes fréquences nécessite des épaisseurs très faibles (inférieures à $50 \mu\text{m}$) ce qui est difficile à usiner et à découper avec les méthodes classiques utilisant des scies diamantées, à cause de la fragilité de la structure et de sa faible résistance mécanique [I-18]. Néanmoins certains auteurs ont proposé des méthodes de réalisation de réseaux de transducteurs à des fréquences supérieures à 20 MHz. Ceci est rendu possible, grâce à l'utilisation de céramiques ayant une haute densité avec des grains fins (par exemple Navy VI) pour réaliser des réseaux piézocomposites de connectivité 1-3 à la fréquence 30 MHz [I-33] ou 2-2 à la fréquence 35MHz [I-34] (figure 1.19). Toutefois, l'utilisation de cette méthode pour réaliser des réseaux de transducteurs piézocomposites est difficile à partir de 50 MHz. Cette limitation est due à l'épaisseur de la scie diamantée utilisée pour découper les éléments, qui est au minimum de l'ordre de $15 \mu\text{m}$, alors que les plots de céramique doivent être de l'ordre de $30 \mu\text{m}$ en épaisseur et de $10 \mu\text{m}$ en largeur, pour un espacement (« kerf » en anglais) de $5 \mu\text{m}$ [I-35].

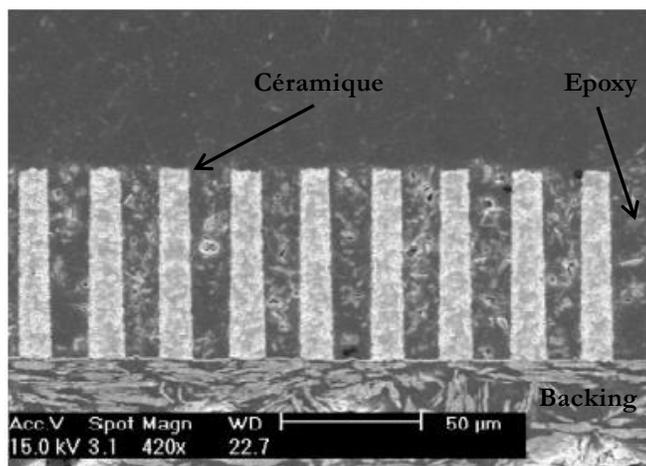


Figure 1.19 Réseau de transducteurs piézocomposite 2-2 [I-34].

D'autres technologies de fabrication sont sollicitées pour des applications plus haute fréquence. Il s'agit des technologies issues des microsystèmes (MEMS), de type couches minces obtenues par dépôt de film mince de PZT sur un substrat en silicium ou de type MUT

(Micromachined Ultrasonic Transducers) permettant d'introduire sur la même puce, d'autres fonctions électroniques [I-36]. Les transducteurs MUT sont classés selon leur principe de conversion électromécanique en trois types: les cMUT (capacitive MUT) utilisant la force électrostatique, les pMUT (piezoelectric MUT) basés sur l'utilisation de matériaux piézoélectriques fonctionnant en mode de flexion et les mMUT (Magnetostrictive MUT) qui reposent sur la magnétostriction.

L'amélioration de la qualité des images réalisées par les réseaux de transducteurs ultrasonores passe également par le choix de conditions favorables de réception et de traitement des données. Dans la littérature, certains auteurs proposent des techniques basées sur le principe de retournement temporel, afin d'améliorer la focalisation des ultrasons utilisées pour des applications notamment en CND [I-37,I-38]. D'autres adoptent plutôt des méthodes d'imagerie non linéaire pour réduire le niveau de bruit et améliorer le contraste et la résolution spatiale pour des applications dans le domaine médical [I-39,I-40]. Enfin, des techniques d'apodisation sont également utilisées dans la littérature pour réduire le niveau des lobes secondaires obtenus dans les diagrammes de directivités des transducteurs ou des réseaux de transducteurs [I-41]. Plusieurs types de fonctions d'apodisation sont donc proposées, comme par exemple la fonction cosinus introduite par t'Hoen [I-42], la fonction de Gauss, de Bessel, l'apodisation en triangle [I-43],... Dans tous les cas, la diminution du niveau des lobes secondaires s'accompagne d'une augmentation de la largeur du lobe principal. Il est également essentiel de ne pas négliger le problème du couplage inter-éléments fortement présent dans les réseaux de transducteurs et de trouver des solutions pour le réduire.

III-2) Réduire le couplage dans les réseaux de transducteurs

Différentes méthodes existent dans la littérature afin de réduire le niveau du couplage présent dans les réseaux de transducteurs. Ces méthodes peuvent être classées en deux grandes familles. La première famille tend à travailler sur l'amélioration de la conception et la technologie de fabrication des réseaux de transducteurs. En ce qui concerne la conception, celle-ci se base sur des modèles numériques. Le principe consiste à déterminer la configuration optimale du réseau en étudiant principalement l'influence des propriétés du matériau de remplissage, la géométrie et les dimensions des rainures (kerf) entre les éléments du réseau [I-44,I-45,I-46,I-47,I-48]. Cependant, les formes des réseaux obtenus ne sont pas toujours faciles à fabriquer et peuvent s'avérer très coûteuses.

Concernant la fabrication, certains auteurs ont recours plutôt à des réseaux de transducteurs micro-usinés (MUT), notamment de type cMUT. Comme solution au couplage, ils proposent des prototypes avec des formes particulières qui permettent soit d'améliorer la zone de séparation entre

les éléments du réseau (graver cette zone) [I-49], soit d'utiliser des réseaux à double périodicité (périodicité des membranes constituant un élément et celle des éléments du réseau cMUT) [I-50], ou alors d'ajouter une couche intermédiaire de polymère représentant des pertes importantes entre les éléments du réseau et le milieu de propagation [I-51].

Un deuxième type de solutions est également proposé. Il s'agit, de corriger le couplage inter-éléments existant dans les réseaux fabriqués (conventionnels à base de PZT, CMUT...), par le biais de tensions convenablement calculées et appliquées sur chaque élément du réseau. Zhou *et al.* ont proposé une méthode afin de déterminer ces tensions de correction à l'aide de la matrice des fonctions de transfert reliant les tensions appliquées à chaque élément V_i aux pressions acoustiques rayonnées P_i [I-52,I-53]. Cette méthode a été testée en régime transitoire dans le cas des réseaux de transducteurs réalisés à partir de céramiques conventionnelles PZT et également sur des cMUT. Bien qu'exploitable, cette méthode dépend de façon importante de la précision des mesures des fonctions de transferts obtenues en utilisant un hydrophone. Il n'est donc pas facile d'obtenir une bonne précision surtout si l'on monte en fréquence. L'application directe des tensions calculées par la méthode des éléments finis aux réseaux fabriqués n'est pas non plus immédiate puisque les paramètres matériau et la géométrie des structures ne sont pas tout à fait les mêmes que ceux du réseau réel.

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire fait partie de la deuxième famille de solutions. Aussi, deux nouvelles méthodes pour corriger le couplage inter-éléments seront présentées au chapitre 4.

IV) Besoins d'outils de conception et d'analyse des performances

Devant le besoin croissant de réaliser des sondes d'imagerie de plus en plus performantes, plusieurs types de réseaux de transducteurs ont vu le jour (1D, 1.5D et 2D) avec des géométries de plus en plus complexes. Il est donc essentiel d'avoir en sa possession des outils analytiques et numériques performants afin de pouvoir assurer une bonne conception de ces réseaux de transducteurs avant de passer à l'étape fabrication.

Les outils analytiques sont basés sur les équations physiques traduisant le comportement réel des réseaux, c'est à dire sur des équations pour des milieux 3D difficiles à résoudre dans la plupart des cas. C'est pourquoi plusieurs approximations sont généralement apportées afin de simplifier ces problèmes et avoir une idée rapide des résultats. Elles sont parfois très sévères, notamment en

choisissant l'adoption d'un fonctionnement en mode piston et d'un comportement 1D du transducteur. D'autres outils de modélisation viennent compléter ces modèles simplifiés. Ils utilisent également des approximations (considération d'un fonctionnement 1D ou 2D, validité au voisinage d'une fréquence de résonance ...), seulement cette fois-ci la représentation se fait sous forme de circuits électriques équivalents. Ceux-ci traduisent le comportement électromécanique des transducteurs piézoélectriques et prennent en compte les différentes couches de matériaux. Nous pouvons citer par exemple les plus connus et les plus souvent utilisés. Il s'agit des modèles de KLM (Krimholtz, Leedom et Matthaei) et de Mason [I-14,I-54]. Ces modèles électriques permettent d'accéder à des informations de type électrique, tels que l'impédance électrique, la puissance électrique, etc Leur limitation vient du fait qu'ils correspondent généralement à des modèles 1D et ne permettent pas de prendre en compte à priori les autres modes de vibration parfois très présents dans ce type de réseaux et pouvant même dégrader ses performances comme par exemple les modes latéraux contribuant au couplage.

Le développement rapide des calculateurs et leur capacité de calcul de plus en plus importante, ouvre la porte grande ouverte à l'utilisation de codes numériques pour modéliser le comportement des réseaux de transducteurs en 3D. Ces codes reposent généralement soit sur des méthodes Eléments Finis (EF), soit sur un couplage entre des méthodes éléments finis et des équations intégrales ou également sur des modélisations basées sur les éléments de frontière (BEM). Plusieurs codes de calcul numérique dédiés à la modélisation des structures piézoélectriques, piézomagnétiques, acoustiques ... ont été développés et commercialisés. Citons en particulier le code ATILA [I-55] utilisé tout au long de cette thèse, mais également d'autres codes multiphysiques tels que PZFlex, ANSYS, Comsol Multiphysics, etc ...

En outre, les outils de mesure sont également très demandés afin de vérifier les caractéristiques et les performances des réseaux de transducteurs conçus et fabriqués. Ils sont également nécessaires afin de valider les méthodes et les concepts physiques proposés. La gamme des moyens disponibles est variée et s'appuie particulièrement sur des mesures électriques à l'aide d'analyseur de réseau, d'oscilloscopes ..., ou encore sur des mesures de déplacement (vitesse) à l'aide de lasers et enfin sur des mesures de rayonnement (directivité, pression acoustique rayonnée dans le milieu de propagation) à l'aide d'hydrophones, de réflecteurs...

V) Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé le principe de l'imagerie ultrasonore et exposé les enjeux et les solutions envisagées pour améliorer cette technique d'imagerie. Ces solutions se divisent en deux catégories : la première concerne le réseau de transducteurs, c'est-à-dire sa conception et sa fabrication, tandis que la seconde intervient plus au niveau de la commande, de la réception et du traitement des données. Lors de cette thèse, notre attention se concentre sur le couplage inter-éléments dans un réseau de transducteurs. Nous allons dans un premier temps traiter le cas d'un transducteur élémentaire (chapitre 2) puis dans un second temps l'ensemble du réseau de transducteurs (chapitre 3) et enfin travailler à la réduction du phénomène de couplage existant dans ce type de sondes (chapitre 4). Ce dernier point fait justement partie des enjeux évoqués dans la section II-5.3. L'ensemble de cette étude s'appuiera sur des outils de modélisation numériques et analytiques ainsi que sur des dispositifs expérimentaux de mesure de déplacement par Vibromètre Laser et de rayonnement dans l'eau à l'aide d'un hydrophone.

- [I-1] J. Woo, A short history of the development of ultrasound in Obstetrics and Gynecology, Obstetrics ultrasound, available at: <http://www.ob-ultrasound.net>, (2006).
- [I-2] B. B. Goldberg, Obstetric US Imaging : The Past 40 Years, Radiology, site: <http://radiology.rsna.org/content/215/3/622.full.pdf+html>.
- [I-3] B. Savord and R. Solomon, « Fully sampled matrix transducer for real time 3D ultrasonic imaging », IEEE Ultrasonics Symposium, 1, p.945 – 953, (2003).
- [I-4] A. Austeng and S. Holm, « Sparse 2-D arrays for 3-D phased array imaging –experimental validation », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 49, p.1087 – 1093, (2002).
- [I-5] E. D. Light, R. E. Davidsen, J. O. Fiering, T. A. Hruschka and S. W. Smith, « Progress in two-dimensional arrays for real-time volumetric imaging », Ultrasonic Imaging, 20, p.1 – 15, (1998).
- [I-6] O. Oralkan, A. S. Ergun, C.H. Cheng, J. A. Johnson, M. Karaman, T.H. Lee and B. T. Khuri-Yakub, « Volumetric Ultrasound Imaging Using 2-D CMUT Arrays », IEEE

- Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 50, p.1581 – 1594, (2003).
- [I-7] P. D. Wilcox, C. Holmes and B. W. Drinkwater, « Advanced reflector characterization with ultrasonic phased arrays in nde applications », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 54 (8), p.1541 – 1550, (2007).
- [I-8] J. P. McGarrity, G. Hayward and D. J. Powell, « A facet ensemble approach for evaluation of array performance in ultrasonic NDE », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 41 (1), p.19 – 25, (1994).
- [I-9] T. L. Szabo, Diagnostic Ultrasound Imaging : Inside Out, Elsevier Academic Press, London, (2004).
- [I-10] J. Selb, « Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants », Thèse de Doctorat, Université de Paris XI, Novembre, (2002).
- [I-11] S. Pirot, « Apport de l'imagerie en découverte et développement (1^{ère} partie) », Neuropsychiatrie : Tendances et Débats, 33, p.37 – 48, (2008).
- [I-12] S. Pirot, « Apport de l'imagerie en découverte et développement (2^{ème} partie) », Neuropsychiatrie : Tendances et Débats, 35, p.49 – 72, (2008).
- [I-13] MP. Revel Physique des ultrasons. Encycl Méd Chir (Elsevier, Paris), Radiodiagnostic-Principes et techniques d'imagerie, 35-000-C-10, p.14, (1999).
- [I-14] D. Royer, E. Dieulesaint, Ondes élastiques dans les solides, Tome 2 : Génération, interaction acousto-optique, applications, Masson, Paris, (1999).
- [I-15] P. Curie et J. Curie, « Développement par pression de l'électricité polaire dans les hémihèdres à faces inclinées », Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 91, p.383, (1883).
- [I-16] M. Wilm, « Etude et réalisation de transducteurs composites pour l'imagerie acoustique et le contrôle non-destructif », Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, (2004).
- [I-17] L. Garbuio, « Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, (2006).
- [I-18] W. A. Smith, « The role of piezocomposites in ultrasonic transducers », IEEE Ultrasonics Symposium, 2, p.755 – 766, (1989).

- [I-19] E. Defay, « Elaboration et caractérisation de couches minces piézoélectriques de $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ sur silicium applications aux microsystèmes », Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon , (1999).
- [I-20] M. Berson, J.-M. Grégoire, J. Rateau, F. Jamet, N. Félix et L. Pourcelot. « Imagerie ultrasonore haute fréquence », JEMU, 18 (5), p.289-298, (1997).
- [I-21] B. Xu, S. Buhler, M. Weisberg, W. S. Wong, J. Fitch, and K. Littau, « Piezoelectric PZT thick films: preparation and devices », US Navy Workshop on Acoustic Transduction Materials and Devices, (2003).
- [I-22] L. Simon, « Elaboration et caractérisation de films épais piézoélectriques sérigraphiés sur alumine, silicium, aciers inoxydables et vitrocéramiques », Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, (2002).
- [I-23] Y. Cohen, Ph. Auclair, A. Nguyen-Dinh, R. Dufait et A. Flesh. « Transducteurs ultrasonores nouvelle génération », JEMU, 18 (5), p.282 – 288, (1997).
- [I-24] J. Poguét, J. Marguet, F. Pichonnat et L. Chupin, « La technologie phased array : concepts, capteurs et applications », NDT.net, 6 (8), (2001).
- [I-25] J. Y. Zhang, « Réseaux de transducteurs haute fréquence (100-300 MHz) à déphasage réalisés à partir des technologies MEMS », Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, (2011).
- [I-26] P. Ciorau, J. Poguét and G. Fleury, « Special linear phased array probes used for ultrasonic examination of complex turbine components », Proc. Of 15th WCNDT, (2000).
- [I-27] D. H. Turnbull and F. S. Foster, « Beam steering with pulsed two-dimensional transducer arrays », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 38 (4), p.320 – 333, (1991).
- [I-28] D. Robertson, G. Hayward, A. Gachagan, J. Hyslop and P. Reynolds, « Comparison of mechanical cross talk in single crystal and ceramic periodic piezoelectric composite arrays », IEEE Ultrasonics Symposium, 2, p.1668 – 6171, (2003).
- [I-29] D. Robertson, G. Hayward, A. Gachagan and P. Reynolds, « Minimization of mechanical cross talk in periodic piezoelectric composite arrays », Insight - Non-Destructive Testing and Condition Monitoring, 46 (11), p.658 – 661, (2004).

- [I-30] R. G. Swarts and J.D. Plummer, « Integrated Silicon-PVF2 Acoustic Transducer Arrays », IEEE Transactions on Electron Devices, 26 (12), p. 1921 – 1931,(1979).
- [I-31] R. L. Jungerman, P. Bennett, A. R. Selfridge, B .T. Khuri-Yakub and G. S. Kino, « Measurement of normal surface displacements for the characterization of rectangular acoustic array elements », J. Acoust. Soc. Am., 76 (2), p. 516 – 524, (1984).
- [I-32] Saijo Laboratory, site: <http://www.ecei.tohoku.ac.jp/imaging/highfrequency-e.html>
- [I-33] S. Michau, P. Mauchamp et R. Dufait, « Piezocomposite 30MHz linear array for medical imaging: design challenges and performances evaluation of a 128 elements array », IEEE Ultrasonics Symposium, 2, p.898 – 901, (2004).
- [I-34] J. M. Cannata, J. A. Williams, Q. F. Zhou, T. A. Ritter and K. K. Shung, « Development of a 35-MHz piezo-composite ultrasound array for medical imaging », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 53, p.224 – 236, (2006).
- [I-35] A. Abrar, D. Zhang, B. Su, T. W. Button, K. J. Kirk, and S. Cochran, « 1-3 Connectivity Piezoelectric Ceramic-Polymer Composite Transducers made with Viscous Polymer », Ultrasonics, 42, p.479 – 484, (2004).
- [I-36] P. C. Eccardt and K. Neiderer, « Micromachined ultrasonic transducers with improved coupling factors from a CMOS compatible process », Ultrasonics, 38, p.774 – 780, (2000).
- [I-37] E. Kerbrat, C. Prada, D. Cassereau and M. Fink, « Ultrasonic Nondestructive Testing of Scattering Media using the Decomposition of the Time Reversal Operator », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 49 (8), p.1103 – 1113, (2002).
- [I-38] E. Kerbrat, C. Prada, D. Cassereau and M. Fink, « Imaging in the presence of Grain Noise using the Decomposition of the Time Reversal Operator », J. Acoust. Soc. Am., 113 (3), p.1230 – 1240, (2003).
- [I-39] T. S. Desser, T. Jedrzejewicz and C. Bradley, « Native tissue harmonic imaging: basic principles and clinical applications », Ultrasound Quaterly, 16, p.40 – 48, (2000).
- [I-40] P. N. Burns, D. H. Simpson, M. Averkiou, « Nonlinear Imaging », Ultrasound Med Biol, 26, p.S19 – S22, (2000).
- [I-41] D. H. Turnbull and F. S. Foster, « Beam Steering with Pulsed Two-Dimensional Transducer

- Arrays », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 38 (4), p.320 – 333, (1991).
- [I-42] P. J. t'Hoen, « Aperture apodization to reduce the off-axis intensity of the pulsed-mode directivity function of linear arrays », *Ultrasonics*, 20 (5), p.231 – 236, (1982).
- [I-43] K. Sbai, « Application de l'approche de la réponse impulsionnelle à la modélisation du rayonnement de transducteurs acoustiques de structure arbitraire », Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, (1996).
- [I-44] J. Assaad, and C. Bruneel, « Radiation from finite phased and focused linear array including interaction », *J. Acoust. Soc. Am.*, 101 (4), p.1859 – 1867, (1997).
- [I-45] Y. Lin and K. Grosh, « Topology optimization of the kerf fillings in linear phased arrays for therapy », *J. Acoust. Soc. Am.*, 112, p.1968 – 1979, (2002).
- [I-46] Y. Roh and Y. Kim, « Analysis and Reduction of the Cross Talk in Micro-Machined Piezoelectric Ultrasonic Transducer », *Key Engineering Materials*, Vols. 270 – 273, p.1071 – 1076, (2004).
- [I-47] W. Lee and Y. Roh, « Optimal design of a piezoelectric 2D array transducer to minimize the cross talk between active element », *IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings*, p.2738 – 2741, (2009).
- [I-48] W. Lee and Y. Roh, « New design of the kerfs of an Ultrasonic Two-Dimensional Array Transducer to Minimize Cross-talk », *Japanese Journal of Applied Physics*, 49 (7), p.07HD06-1-07HD06-4, (2010).
- [I-49] B. Bayram, G. G. Yaralioglu, M. Kupnik and B. T. Khuri-Yakub, « Acoustic Crosstalk Reduction Method for CMUT Arrays », *IEEE Ultrasonics Symposium*, p.590 – 593, (2006).
- [I-50] S. Berg, and A. Ronnekleiv, « Reduction of Crosstalk in CMUT Arrays by Introducing Double Periodicities », *IEEE Ultrasonics Symposium*, p.2155 – 2158, (2007).
- [I-51] S. Berg, and A. Ronnekleiv, « Reducing Fluid Coupled Crosstalk Between Membranes in CMUT Arrays by Introducing a Lossy Top Layer », *IEEE Ultrasonics Symposium*, p.594 – 597, (2006).
- [I-52] S. Zhou, G. L. Wojcik and J. A. Hossack, « An approach for reducing adjacent element

- crosstalk in ultrasound arrays », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 50 (12), p.1752 – 1761, (2003).
- [I-53] S. Zhou, G. L. Wojcik, and J. A. Hossack. « Reducing Inter-Element Acoustic Crosstalk in Capacitive Micromachined Ultrasound Transducers » IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 54 (6), p.1217 – 1228, (2007).
- [I-54] S. Sherrit, S. P. Leary, B. P. Dolgin and Y. Bar-Cohen, « Comparison of the Mason and KLM Equivalent Circuits for Piezoelectric Resonators in the Thickness Mode », IEEE Ultrasonics Symposium, 2, p.921 – 926, (1999).
- [I-55] ATILA, Finite-Element Software Package for the analysis of 2D & 3D structures based on smart materials Version 6.0.2 User's Manual, November (2010).

Chapitre 2 – Modélisation et caractérisation d'un transducteur mono-élément

I) Introduction

Avant de se lancer dans la conception et la caractérisation d'un réseau de transducteurs piézoélectriques, il est indispensable de commencer par étudier un seul élément constituant ce réseau. La compréhension de son comportement électromécanique est primordiale et demande une élaboration de différents modèles analytiques et numériques. Elle nécessite également une caractérisation expérimentale complète par des mesures de déplacement et de rayonnement. Les objectifs de ce chapitre sont de déterminer dans un premier temps la fréquence de travail optimale de l'élément piézoélectrique (c'est-à-dire la fréquence de résonance mécanique) puis dans un second temps de s'assurer de ses performances électriques et mécaniques autour de cette fréquence. De plus, la confrontation des résultats théoriques aux mesures expérimentales est nécessaire afin de vérifier la validité des modèles utilisés dans ce chapitre avant de les étendre au cas du réseau de transducteurs dans les chapitres suivants.

II) Présentation et pré-dimensionnement du réseau

II-1) Description de la structure

Un réseau de transducteurs piézoélectriques est constitué de plusieurs éléments (N éléments) de largeur W , d'épaisseur T et de longueur L espacés d'une distance d , comme illustré sur la figure 2.1. Ces éléments sont polarisés suivant la direction perpendiculaire à la surface du transducteur, c'est-à-dire selon x_3 . Le choix de ces différentes dimensions est intimement lié aux performances électromécaniques du réseau de transducteurs, à sa fréquence de travail ainsi qu'à son mode de fonctionnement. La valeur de l'épaisseur T dépend de la fréquence de travail souhaitée, celle-ci étant approximativement choisie égale à la moitié de la longueur d'onde de l'élément piézoélectrique ($\lambda_p/2$) [II-1]. La valeur de la largeur W doit d'une part permettre de satisfaire le critère de Nyquist consistant à avoir une distance inter-éléments (d) inférieure à la moitié de la longueur d'onde dans le milieu de propagation fluide ($\lambda_f/2$) à la fréquence de travail, afin d'éviter les lobes parasites d'effet réseau [II-2,II-3]. D'autre part, cette dimension doit être choisie suffisamment large pour assurer une surface d'émission élevée. Dans les réseaux de transducteurs utilisés en imagerie médicale et en CND, le rapport W/T doit également être inférieur ou égal à 0.5 afin d'obtenir un fonctionnement en mode épaisseur [II-4,II-5]. Enfin la longueur L est choisie très grande devant les autres dimensions latérales afin d'assurer une surface active plus large et répondre ainsi aux besoins en puissance émise [II-6]. Ce choix permet donc de simplifier les modèles utilisés pour caractériser ce type de transducteurs.

Le réseau de transducteurs représenté ici correspond à celui fabriqué, il ne comporte pas de couches d'adaptation avant (lames quart d'onde), ni d'amortisseur arrière (backing) pour des raisons de simplification de la fabrication. Nous avons choisi pour chaque élément du réseau une épaisseur $T = 3,3\text{mm}$, une largeur $W = 0,7\text{mm}$, une longueur $L = 37\text{mm}$ et la distance inter-éléments (d) est prise égale à $1,2\text{mm}$. Les différents éléments du réseau de transducteurs sont collés les uns aux autres par une résine non conductrice.

Différents types de modèles à une, deux et trois dimensions (1D, 2D et 3D) sont utilisés pour concevoir et caractériser les transducteurs piézoélectriques. Les modèles 1D permettent d'avoir une première approximation du comportement électrique et mécanique du transducteur, notamment sa fréquence de travail (fréquence de résonance), son impédance électrique, sa bande passante, la puissance électrique émise... Ce sont généralement des modèles basés sur des schémas électriques équivalents, traduisant l'analogie entre le comportement électrique et mécanique du transducteur. Les modèles 2D et 3D offrent quant à eux d'avantages d'informations et de précision sur le comportement réel de la structure, ce sont en général des modèles numériques issus de la méthode des éléments finis (EF).

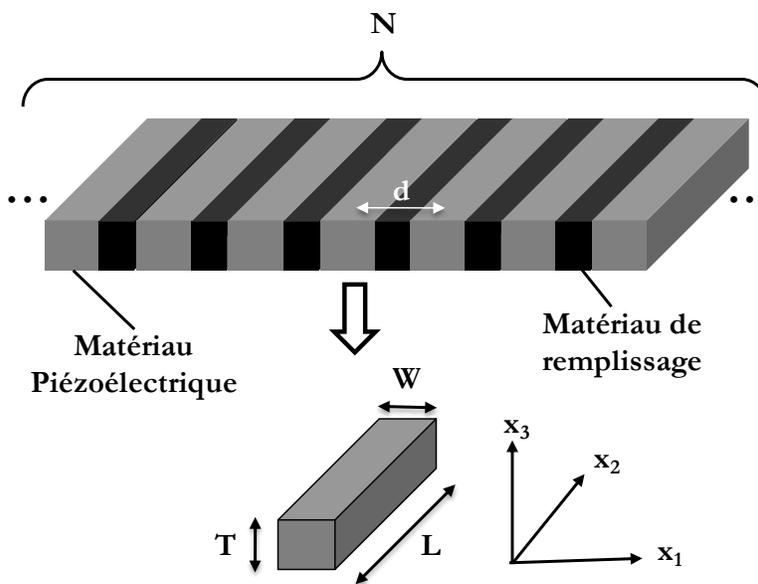
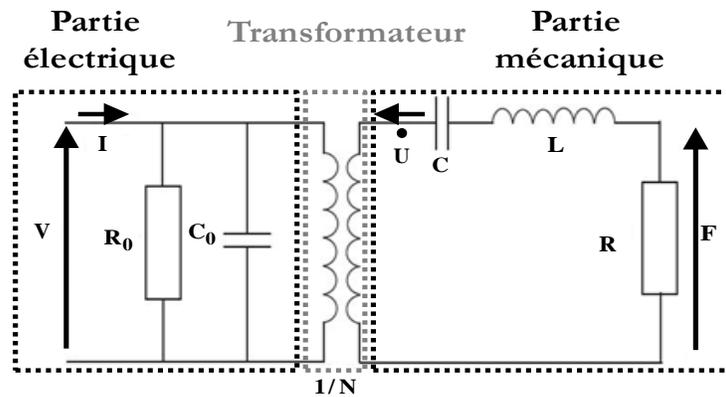


Figure 2.1 Réseau de transducteurs piézoélectriques constitué de N transducteurs élémentaires.

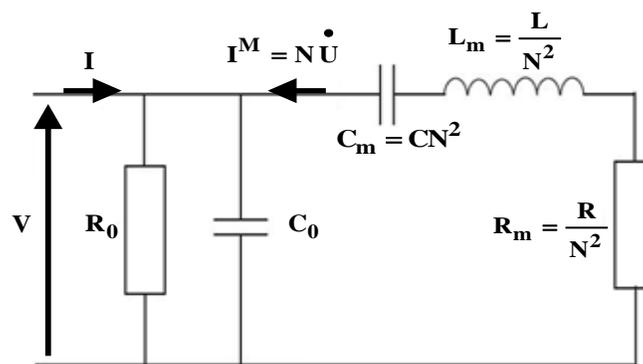
II-2) Schéma électromécanique équivalent

Il existe dans la littérature plusieurs schémas électromécaniques équivalents pour traduire le comportement d'un transducteur piézoélectrique. Ces différents modèles se déduisent des équations

du modèle unidimensionnel et de la matrice des impédances électromécaniques, à laquelle est associé un hexapôle comprenant un accès électrique et deux accès mécaniques (Annexe II-1). Nous citons à titre d'exemple, les modèles les plus utilisés, celui de Mason [II-1,II-7] constitué d'éléments localisés et celui de KLM (Krimholtz, Leedom et Matthaei) [II-1,II-7] composé d'une ligne de transmission pour traduire la propagation, au centre de laquelle est relié un port électrique qui injecte le courant. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi d'utiliser un circuit électrique équivalent, inspiré de celui de Mason afin de modéliser un transducteur mono-élément libre. Le domaine de validité de ce modèle est limité au voisinage de la fréquence de résonance mécanique du mode considéré, c'est à dire le mode épaisseur dans notre cas (figure 2.2) [II-8,II-9, II-10].



(a)



(b)

Figure 2.2 Schéma équivalent du transducteur mono-élément au voisinage de la résonance: (a) circuit électromécanique avec transformateur et (b) circuit électrique ramené au primaire du transformateur.

Le schéma électromécanique de la figure 2.2 (a) est composé d'une part, d'une partie électrique (R_0 , C_0) et, d'autre part, d'une partie mécanique (R , L et C). Les quantités électriques V et I

sont respectivement la tension appliquée aux bornes du transducteur et le courant injecté, tandis que \dot{U} et F représentent la vitesse vibratoire et la force exercée à sa surface. Les éléments R , L et C correspondent à un système masse-ressort, dont R représente l'amortissement, L la masse et C l'inverse de la rigidité du matériau. R_0 et C_0 représentent les pertes diélectriques et la capacité statique du transducteur piézoélectrique. Les deux parties sont reliées par un transformateur de rapport de transformation N qui traduit la transformation piézoélectrique. Ce circuit est équivalent au circuit électrique de la figure 2.2 (b), en effet la partie mécanique située au secondaire est ramenée au niveau du primaire pour aboutir à un circuit tout électrique, composé de la partie électrique précédente (R_0 , C_0) et d'une partie motionnelle C_m , L_m et R_m . La fréquence de résonance électrique de cette branche est appelée fréquence de résonance série, elle correspond au maximum d'amplitude du courant I (minimum du module d'impédance électrique) (figure 2. 3) et est donnée par la relation ci-dessous :

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}}. \quad (\text{II.1})$$

Les valeurs de la capacité C_m et de l'inductance L_m peuvent être déduites respectivement à partir des relations (II.2) et (II.3) [II-9].

$$C_m = \frac{N^2 C_0 C_1}{C_0 - N^2 C_1}. \quad (\text{II.2})$$

$$L_m = \frac{1}{N^2 C_1 \omega_m^2} = \frac{M}{8 N^2}. \quad (\text{II.3})$$

avec :

$$C_0 = \frac{\varepsilon^S S}{T} \quad \text{et} \quad C_1 = \frac{8}{\pi Z \omega_m}. \quad (\text{II.4})$$

M , Z et S correspondent respectivement à la masse, à l'impédance acoustique et à la surface de la céramique piézoélectrique. La relation entre la pulsation de résonance électrique ω_r et la pulsation de résonance mécanique ω_m , correspondant au maximum du module de la vitesse vibratoire (maximum de l'amplitude du déplacement) est donnée par la formule suivante :

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} = \omega_m \sqrt{1 - \frac{N^2 C_1}{C_0}}. \quad (\text{II.5})$$

La pulsation d'antirésonance ω_a correspondante au minimum de l'amplitude du courant électrique (maximum du module d'impédance électrique) est exprimée par la relation (II.6).

$$\omega_a = \frac{C_0 + C_m}{L_m C_m C_0}. \quad (\text{II.6})$$

La pulsation ω_r reste quand même très proche de celle de la résonance mécanique ω_m (figure 2.3). Dans les cas où le facteur de qualité Q du matériau piézoélectrique est supérieur à 50, nous pouvons considérer $\omega_r = \omega_m$ [II-11]. Nous verrons dans les paragraphes (III-3.2.a et IV-4.1) que cette approximation est satisfaite dans le cas du matériau céramique PZ27 ($Q = 80$). En outre, le modèle utilisé pour un simple élément piézoélectrique peut être étendu à un réseau de transducteurs (chapitre 4).

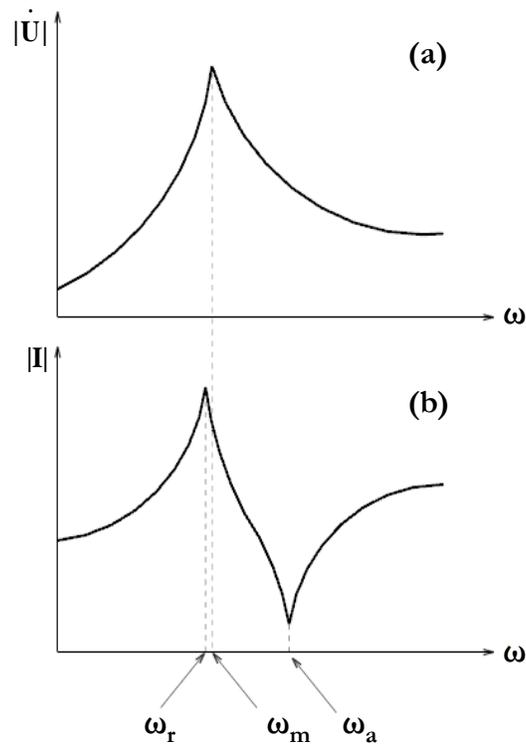


Figure 2.3 Comportement en fréquence d'un transducteur piézoélectrique autour d'une résonance : (a) comportement mécanique (b) comportement électrique [II-9].

II-3) Rayonnement analytique

Le rayonnement analytique du transducteur mono-élément dépend de la nature de la condition de baffle considérée. Dans le cas d'un baffle rigide, l'expression de la pression est fournie par la formule de Rayleigh [II-12,II-13] :

$$p(kr, \theta) = -j \frac{e^{j\pi/4}}{2\pi} \int_{-w/2}^{w/2} \left. \frac{\partial p}{\partial x_3} \right|_{x_3=0} \frac{\exp(-jk|\vec{r} - \vec{x}_1|)}{\sqrt{k|\vec{r} - \vec{x}_1|}} dx_1. \quad (\text{II.7})$$

A partir de la relation (II.7), nous pouvons déduire l'expression de la directivité en champ lointain suivante :

$$F_0(\theta) = \frac{\sin((kW/2)\cos\theta)}{(kW/2)\cos\theta}. \quad (\text{II.8})$$

Dans le cas d'une condition de baffle mou, la pression en champ lointain est calculée à partir de l'intégrale de diffraction de Sommerfeld (II.9) [II-13,II-14]. La directivité normalisée est ensuite déduite grâce à la relation (II.10).

$$p(kr, \theta) = k \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-w/2}^{w/2} p|_{x_3=0} \frac{\exp(-jk|\vec{r} - \vec{x}_1|)}{\sqrt{k|\vec{r} - \vec{x}_1|}} \cos(\vec{x}, (\vec{r} - \vec{x}_1)) dx_1. \quad (\text{II.9})$$

$$F_0(\theta) = \frac{\sin((kW/2)\cos\theta)}{(kW/2)\cos\theta} \sin\theta. \quad (\text{II.10})$$

Les détails concernant les conditions et les étapes du calcul de rayonnement sont fournis dans l'annexe II-3. Nous pouvons constater d'après les relations (II.8) et (II.10), que la différence entre la directivité obtenue dans le cas d'un baffle rigide et celle obtenue dans le cas d'un baffle mou consiste en l'existence d'un facteur multiplicatif dans le second cas. Ce facteur $\sin\theta$ est appelé facteur d'obliquité, il tient compte de la nature molle du baffle (il vaut 1 dans le cas du baffle rigide). Le tracé des courbes de directivité obtenues entre 0° et 90° (comme dans le cas expérimental) est représenté sur la figure 2.4.

Il est clair d'après les résultats obtenus, que la différence entre les deux courbes est importante. La condition de baffle choisie joue donc un rôle important dans les calculs de la directivité. Nous verrons dans le paragraphe IV-4.2 (figure 2.19), qu'une condition de baffle mou correspond mieux à notre transducteur mono-élément.

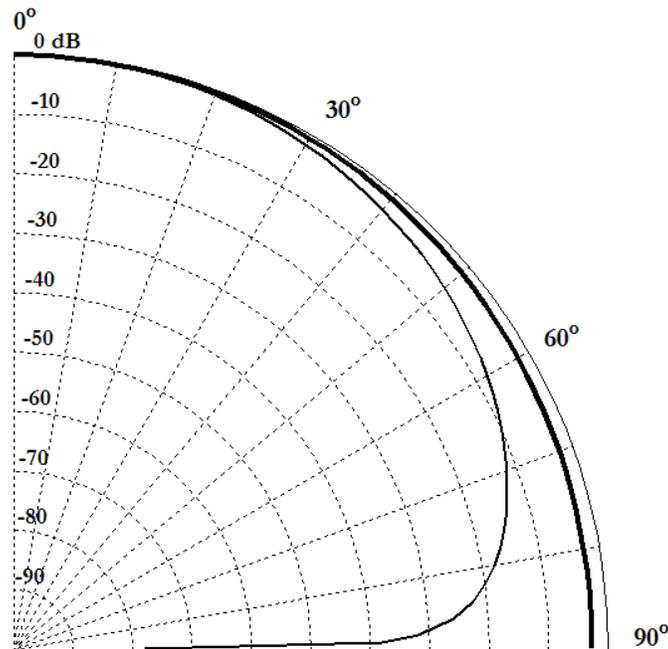


Figure 2.4 Diagramme de directivité du transducteur mono-élément calculé dans les conditions de baffle mou et de baffle rigide à la fréquence mécanique f_m . (la courbe continue en gras: baffle rigide) et (la courbe continue fine : baffle mou).

III) Modélisation numérique EF

La méthode des éléments finis (EF) permet de trouver des solutions approchées pour des problèmes d'ingénierie. Elle consiste à discrétiser la structure étudiée en plusieurs éléments et à exprimer les inconnues de la variable recherchée (exemple, Pression, température, déplacement,...) en fonction des valeurs approximées pour chaque élément.

Les étapes importantes de la résolution d'un problème par la méthode des éléments finis sont les suivantes :

- Discrétisation du milieu continu en plusieurs éléments,
- Sélection des fonctions d'interpolation en fonction du nombre de nœuds par élément,
- Assemblage des éléments pour obtenir un système d'équations,
- Résolution du système.

La méthode des éléments finis peut être utilisée pour des structures hétérogènes, de géométrie quelconque et également pour des structures immergées dans un fluide. C'est une méthode très robuste, mais elle reste néanmoins limitée aux basses fréquences car la densité du maillage doit être suffisante pour décrire les variations spatiales des champs étudiés (critères de maillage).

III-1) Présentation de la méthode des EF utilisée

Au cours de cette étude, deux types de problèmes sont rencontrés. Le premier cas de figure est celui d'un transducteur piézoélectrique isolé (problème électromécanique), tandis que le deuxième cas concerne un transducteur rayonnant dans l'eau (problème couplé fluide-structure). Dans les paragraphes qui suivent, nous rappelons brièvement l'analyse théorique choisie pour résoudre chacun de ces problèmes.

III-1 .1) Analyse théorique du problème électromécanique

a) Equations représentatives du problème

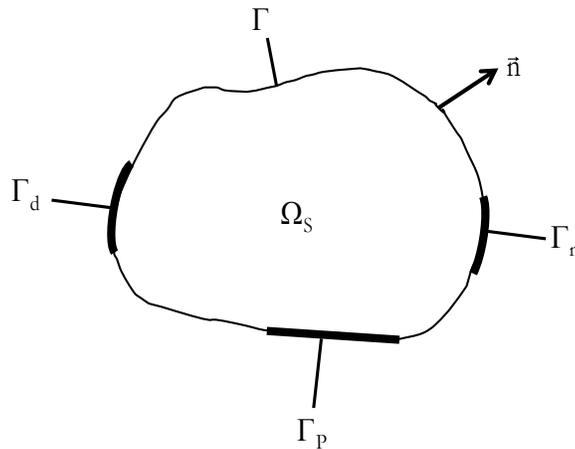


Figure 2.5 Structure piézoélectrique quelconque.

Dans cette section, nous indiquons les équations physiques régissant un matériau piézoélectrique, dans la limite d'un comportement linéaire de celui-ci (petits déplacements) et en négligeant tout phénomène de dissipation (pertes dans le matériau) [II-15]. Sous ces conditions, les équations constitutives de la piézoélectricité d'une structure quelconque Ω_s , limitée par une surface fermée Γ de normale \vec{n} , orientée vers l'extérieur (figure 2.5), sont données par :

$$\begin{cases} T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \\ D_i = e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ij}^S E_j \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

où T_{ij} sont les coefficients du tenseur des contraintes, S_{kl} les coefficients du tenseur des déformations, E_k les composantes du vecteur champ électrique, D_i les composantes du vecteur déplacement électrique, c_{ijkl}^E les coefficients du tenseur élastique à champ électrique constant, e_{kij} les coefficients du tenseur piézoélectrique et ϵ_{ij}^S les coefficients du tenseur diélectrique à déformation constante. Les paramètres i,j,k et l étant variables de 1 à 3.

En se basant sur la théorie des petits déplacements et de l'électrostatique, les équations constitutives (II.11), sont complétées par les relations (II.12) et (II.13):

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{II.12})$$

Cette relation traduit l'équation du mouvement (équation de la dynamique) régissant le solide piézoélectrique Ω_s de masse volumique ρ , permettant de calculer les composantes du champ de déplacement u_i . La conservation des charges électriques est traduite par l'équation de Poisson suivante (densité volumique de charges nulle):

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{II.13})$$

Des conditions limites électriques et mécaniques sont nécessaires pour résoudre ce problème. Nous citons plusieurs types :

- Déplacements imposés sur une surface Γ_d (condition de type Dirichlet) :

$$u_i = u_i^d. \quad (\text{II.14})$$

- Forces ou contraintes imposées sur une surface Γ_n (condition de type Neumann) :

$$T_{ij}n_j = f_i. \quad (\text{II.15})$$

f_i correspond à la force appliquée par unité de longueur.

- Aux frontières du domaine piézoélectrique non couvertes d'électrodes, la densité de charges est nulle :

$$D_i n_i = 0. \quad (\text{II.16})$$

- Potentiels électriques ou charges électriques imposés aux électrodes (condition à la surface Γ_p):

$$\Phi = \Phi_p. \quad (\text{II.17})$$

$$Q_p = - \iint_{\Gamma_p} D_i n_i d\Gamma_p. \quad (\text{II.18})$$

b) Formulation variationnelle et résolution du problème par EF

Dans la section précédente, nous avons déterminé les équations régissant le comportement électromécanique d'une structure piézoélectrique. La résolution analytique de ces équations n'est pas chose aisée lorsque la structure représente une géométrie complexe. Une modélisation numérique est donc nécessaire pour déterminer les champs de déplacement et les potentiels électriques constituant les inconnues du problème. Les modélisations numériques éléments finis sont basées sur la discrétisation de la structure continue en un nombre fini d'éléments et l'utilisation d'une formulation variationnelle. Il s'agit d'une quantité stationnaire L dont la minimisation ($\delta L = 0$), suivant le théorème de Ritz, fournit les équations régissant le problème et les conditions limites utilisées.

Dans notre cas de figure, la variationnelle correspondante s'écrit sous la forme [II-12, II-15, II-16] :

$$\begin{aligned}
L_S = & \frac{1}{2} \left(\iiint_{\Omega_S} \left(S_{ij} c_{ijkl}^E S_{kl} - \rho \omega^2 u_i^2 \right) d\Omega_S \right) - \iint_{\Gamma_n} f_i u_i d\Gamma_n \\
& - \iint_{\Gamma_d} \left(u_i - u_i' \right) n_j \left(c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \right) d\Gamma_d - \iiint_{\Omega_S} \frac{1}{2} \left(2 S_{kl} e_{ikl} E_i + E_i \varepsilon_{ij}^S E_j \right) d\Omega_S \quad (\text{II.19}) \\
& - \sum_P \left(\iint_{\Gamma_P} \left(\Phi - \Phi_P \right) n_i \left(e_{ikl} S_{kl} + \varepsilon_{ij}^S E_j \right) d\Gamma_P - \Phi_P Q_P \right)
\end{aligned}$$

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'avantage de la méthode des éléments finis est de permettre de modéliser des structures complexes Ω_S , en les découpant fictivement en plusieurs éléments (figure 2.6). Elle autorise ainsi le passage d'un problème continu à un problème discret, avec un nombre fini d'éléments. Ces éléments sont interconnectés en un nombre fini de points situés à leurs frontières, appelés nœuds et l'ensemble des éléments constitue le maillage. Dans ce cas, les inconnues du problème deviennent les valeurs nodales des déplacements contenus dans le vecteur \mathbf{U}^e et celles des potentiels électriques Φ^e . Pour cela, à l'intérieur de chaque élément e constitué de n nœuds, le déplacement \mathbf{u}^e et le potentiel ϕ^e sont définis de manière unique à partir des valeurs nodales grâce aux fonctions d'interpolation N_i^e [II-17]:

$$\mathbf{u}^e = \left[\left[N_1^e \right], \left[N_2^e \right], \dots, \left[N_n^e \right] \right] \mathbf{U}^e = \left[N_u^e \right] \mathbf{U}^e. \quad (\text{II.20})$$

$$\phi^e = \left[\left[N_1^e \right], \left[N_2^e \right], \dots, \left[N_n^e \right] \right] \Phi^e = \left[N_\phi^e \right] \Phi^e. \quad (\text{II.21})$$

Ces deux dernières relations permettent donc de déterminer des relations d'interpolation pour le champ de déformation \mathbf{S} et le champ électrique \mathbf{E} (Annexe II-2). Ensuite l'application de la formulation variationnelle fournit le système d'équations de base de la méthode des éléments finis [II-12, II-18]:

$$\begin{bmatrix} \left[K_{uu} \right] - \omega^2 \left[M \right] & \left[K_{u\Phi} \right] \\ \left[K_{u\Phi} \right]^T & \left[K_{\Phi\Phi} \right] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F} \\ -\mathbf{Q}_e \end{bmatrix}. \quad (\text{II.22})$$

où $[K_{uu}]$ est la matrice de rigidité mécanique, $[K_{u\Phi}]$ et $[K_{\Phi\Phi}]$ sont respectivement les matrices de rigidité piézoélectrique et diélectrique et $[M]$ représente la matrice de masse cohérente. Ces différentes matrices sont le résultat de l'assemblage des matrices propres à chaque élément e (Annexe II-2). Enfin la résolution du système d'équations (II.22) donne les valeurs nodales du déplacement \mathbf{U} et des potentiels Φ , en fonction des valeurs nodales des forces appliquées \mathbf{F} et des charges électriques \mathbf{Q}_e .

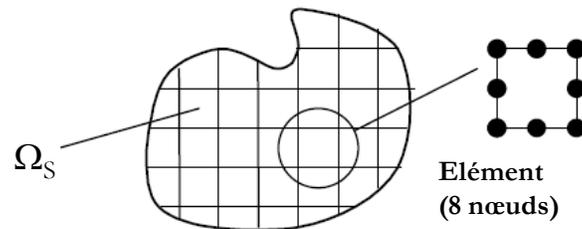


Figure 2.6 Exemple de maillage EF bidimensionnel.

III-1 .2) Analyse théorique du problème couplé fluide-structure

a) Equations régissant le problème

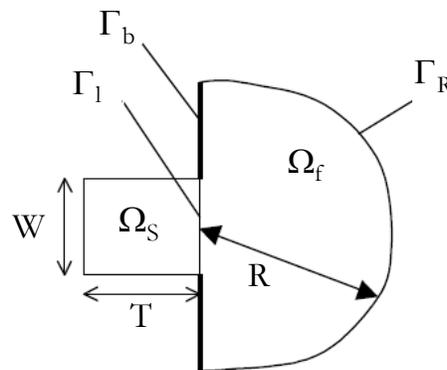


Figure 2.7 Structure piézoélectrique rayonnant dans un milieu fluide semi-infini.

Nous considérons une structure piézoélectrique rayonnant dans un milieu fluide (figure 2.7). Les équations physiques régissant la partie piézoélectrique et traduisant le comportement électromécanique ont été introduites dans la section (III-1 .1 .a). Pour prendre en compte le milieu fluide, une équation complémentaire propre au problème hydroélastique, vient compléter le problème électromécanique. Il s'agit de l'équation de Helmholtz qui doit être vérifiée par le champ de pression p en tout point du domaine fluide Ω_f :

$$\Delta p + k^2 p = 0. \quad (\text{II.23})$$

Des conditions aux limites particulières sont également introduites dans le fluide, à l'interface structure-fluide et sur les baffles:

- En tout point de l'interface Γ_1 , les conditions de couplage dynamique (II.24) et cinématique (II.25) sont imposées :

$$T_{ij}n_i = -pn_i. \quad (\text{II.24})$$

$$n_i \frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho_f \omega^2 n_i u_i. \quad (\text{II.25})$$

- Sur la surface Γ_b , les conditions à appliquer sur le champ de pression sont de deux types.

Une condition de type Dirichlet :

$$p = p'. \quad (\text{II.26})$$

où p' est une quantité connue. La condition de baffle mou est obtenue pour $p' = 0$.

Une autre condition est celle de Neumann :

$$n_i \frac{\partial p}{\partial x_i} = \psi. \quad (\text{II.27})$$

où ψ est une quantité connue. La condition de baffle dur est obtenue pour $\psi = 0$.

- Une condition supplémentaire est vérifiée par le champ de pression à l'infini (surface Γ_R), c'est la condition de rayonnement de Sommerfeld :

$p\sqrt{kR}$ reste finie quand r tend vers l'infini.

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{kR} \left(i + \frac{\partial}{\partial(kR)} \right) p = 0. \quad (\text{II.28})$$

Numériquement, cela revient à limiter le domaine fluide par une circonférence Γ_R de rayon suffisamment grand, sur laquelle sont imposées des conditions de non-réflexion appropriées de façon à jouer le rôle du milieu fluide non modélisé.

b) Formulation variationnelle et résolution du problème par EF

De la même manière que dans le cas du problème électromécanique, nous écrivons la formulation variationnelle correspondant aux équations et aux conditions limites du problème fluide-structure sous la forme suivante [II-12,II-16] :

$$\begin{aligned} L_{\text{fS}} = L_{\text{S}} + \iint_{\Omega_{\text{f}}} \left(\left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right)^2 - k^2 p^2 \right) d\Omega_{\text{f}} - \frac{1}{\rho_{\text{f}} \omega^2} \int_{\Gamma_{\text{b}}} (p - p') n_i \frac{\partial p}{\partial x_i} d\Gamma_{\text{b}} \\ - \frac{1}{\rho_{\text{f}} \omega^2} \int_{\Gamma_{\text{b}}} p \psi d\Gamma_{\text{b}} - \int_{\Gamma_{\text{I}}} p u_i n_i d\Gamma_{\text{I}} \end{aligned} \quad (\text{II.29})$$

où L_{S} est la variationnelle du problème électromécanique (II.19).

L'application de la formulation variationnelle fournit, en utilisant la même démarche que dans le cas d'un problème électromécanique, le système du problème fluide structure suivant [II-12,II-16]:

$$\begin{bmatrix} [K_{\text{uu}}] - \omega^2 [M] & [K_{\text{u}\Phi}] & -[L] \\ [K_{\text{u}\Phi}]^T & [K_{\Phi\Phi}] & [0] \\ -\rho_{\text{f}}^2 c^2 \omega^2 [L]^T & [0] & [H] - \omega^2 [M_1] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \Phi \\ \mathbf{P} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F} \\ -\mathbf{Q}_{\text{e}} \\ \rho_{\text{f}} c^2 \Psi \end{bmatrix}. \quad (\text{II.30})$$

Par similitude aux matrices de rigidité et de masse du solide, $[H]$ et $[M_1]$ sont respectivement appelées matrice de rigidité et de masse fluide. $[L]$ est la matrice de couplage des éléments interface et Ψ est le vecteur des valeurs nodales de l'intégrale de la dérivée normale de la pression sur la surface Γ_{b} .

La résolution de ce système d'équations donne d'une part, les valeurs nodales du champ de déplacement \mathbf{U} et du potentiel électrique Φ dans la structure piézoélectrique et d'autre part, les valeurs nodales de la pression \mathbf{P} dans le domaine fluide. La pression acoustique rayonnée en champ lointain est ensuite déduite à partir de celle obtenue en champ proche, grâce à la méthode d'extrapolation développée par Assaad *et al.* [II-13].

III-2) Application à la modélisation du mono-élément

Nous avons présenté dans la partie précédente (II-1), la structure des éléments constituant les réseaux de transducteurs. Nous avons vu que la longueur L de chaque élément est très grande devant les autres dimensions latérales (W et T). Dans notre étude nous avons choisi de réaliser les réseaux de transducteurs à partir de céramiques piézoélectriques PZ27 (Annexe II-3). Le rapport de la longueur sur l'épaisseur (L/T) est égal à 11.2. Nous pouvons donc considérer l'approximation de déformation plane pour la structure et par conséquent, un modèle EF bidimensionnel (2D) est adopté. Nous verrons dans le paragraphe IV-4.2, l'impact de cette approximation sur les résultats obtenus et son domaine de validité. Dans notre étude, deux situations sont à distinguer selon que le transducteur soit libre ou rayonnant dans un fluide.

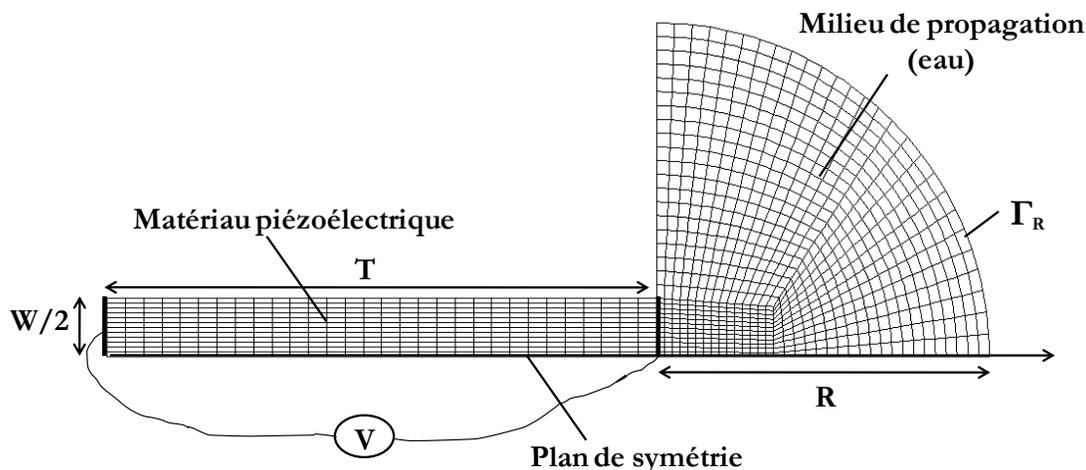


Figure 2.8 Schéma de la structure modélisée.

Dans cette partie, nous représentons la structure modélisée (figure 2.8) à l'aide du code EF ATILA [II-19]. Cette modélisation est constituée d'un élément piézoélectrique excité par une tension sinusoïdale de 1V et rayonnant dans l'eau (ou dans l'air). Le milieu de propagation (eau) est délimité par une surface circulaire non réfléchissante Γ_R . Cette surface est constituée d'éléments dipolaires, absorbant complètement les ondes réfléchies et modélisant ainsi un milieu semi-infini [II-13]. Lors de cette modélisation, des éléments à interpolation quadratique [II-19] sont utilisés pour mailler le

matériau piézoélectrique et le fluide. Le pas de maillage doit donc satisfaire le critère en $\lambda/4$ [II-20]. Ce critère impose un pas inférieur au quart de la plus petite longueur d'onde dans le milieu en question et ainsi le choix du nombre d'éléments utilisés en maillage. Pour des raisons de symétrie, seule la moitié de la structure est prise en compte.

III-3) Présentation des résultats

III-3.1) Comparaison des impédances électriques obtenues : air / eau

La modélisation EF (2D) du transducteur mono-élément en harmonique sur une plage de fréquence variant de 200 kHz à 1800 kHz, à la fois dans l'air et dans l'eau, nous a permis d'obtenir les courbes d'impédances électriques représentées sur la figure 2.9. La plage de fréquence choisie montre dans les deux cas considérés, un premier mode de résonance qui correspond au mode épaisseur de l'élément piézoélectrique, bien distingué de tout autre mode indésirable (mode largeur et longueur) et son harmonique supérieure [II-1]. Dans l'exemple où l'élément est libre (dans l'air), la fréquence de résonance électrique (minimum du module de l'impédance électrique) du mode fondamental est obtenue à $F_r = 413$ kHz et la fréquence d'antirésonance à $F_a = 525$ kHz. En revanche, lorsque l'élément rayonne dans l'eau, ces fréquences sont quelque peu décalées $F_r = 408$ kHz et $F_a = 521$ kHz. Nous pouvons également remarquer une atténuation du module de l'impédance électrique aux fréquences de résonance et d'anti résonance, dû à la présence de l'eau comme milieu de charge [II-21].

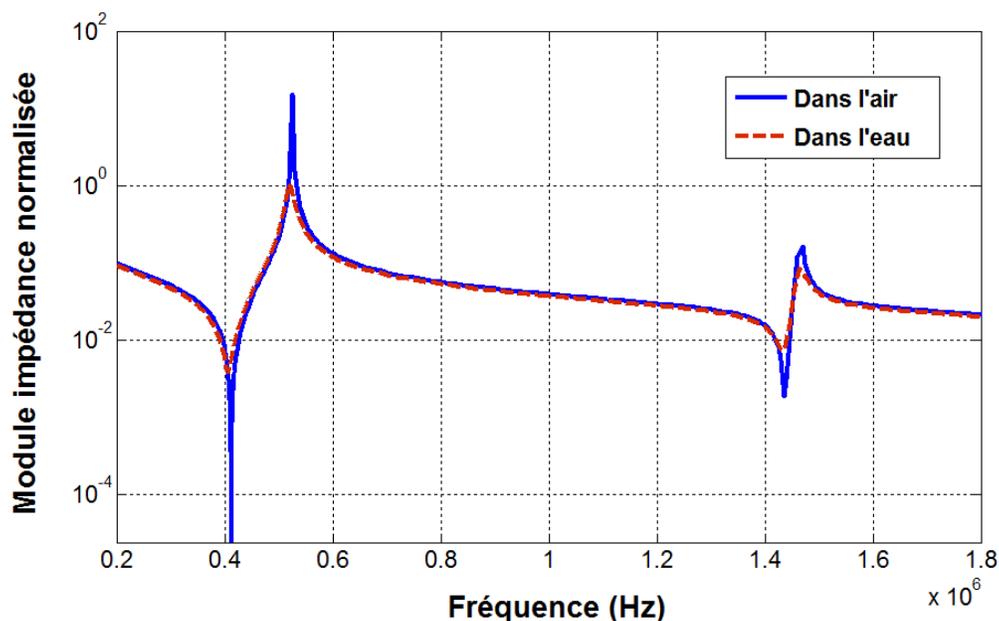


Figure 2.9 Représentation fréquentielle des modules des impédances électriques normalisées obtenues dans l'air et dans l'eau.

III-3 .2) Caractérisation mécanique

a) Rayonnement dans l'eau

La modélisation EF (2D) du transducteur mono-élément dans l'eau, permet également de tracer la courbe concernant la variation fréquentielle de la puissance acoustique rayonnée dans l'eau. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 2.10. Cette figure montre les mêmes modes de vibration obtenus précédemment lors du calcul de l'impédance électrique. Le premier maximum de puissance acoustique rayonnée correspond à la résonance du mode épaisseur fondamental et le second correspond à son harmonique supérieure [II-1]. La résonance mécanique du mode épaisseur F_m (maximum de puissance) est obtenue à la fréquence de 408 kHz, ce qui correspond aussi à la fréquence de résonance électrique F_r (ou série) évoquée précédemment (paragraphe II-2).

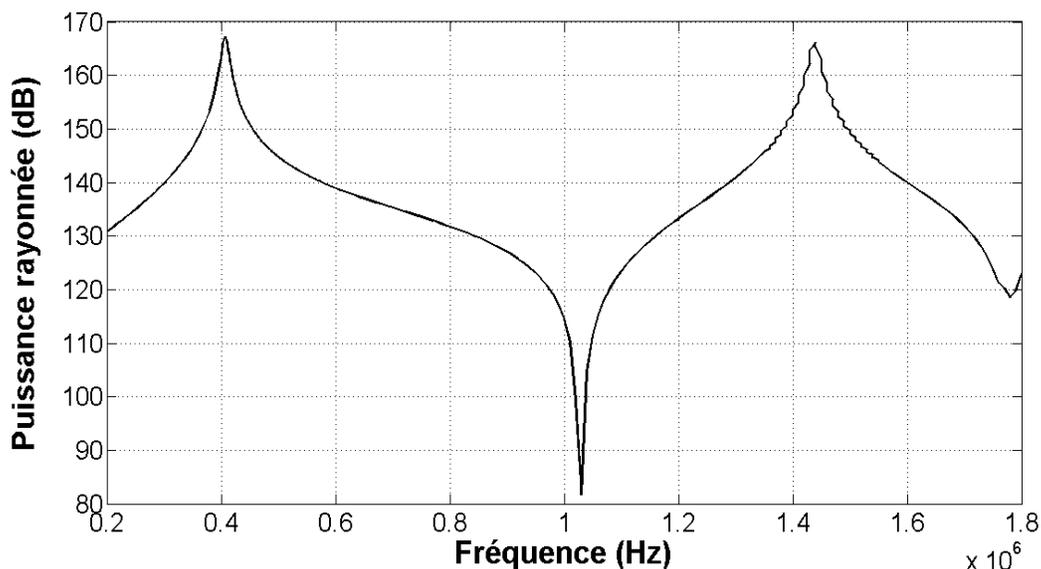


Figure 2.10 Puissance acoustique rayonnée dans l'eau.

La représentation graphique du diagramme de rayonnement de l'élément piézoélectrique à la fréquence de résonance mécanique (figure 2.11) indique un rayonnement omnidirectionnel de celui-ci (Annexe II-3).

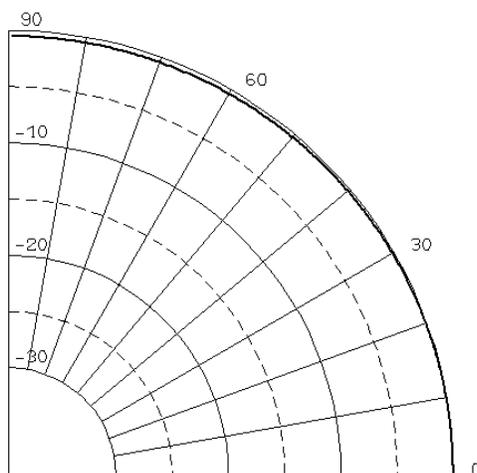
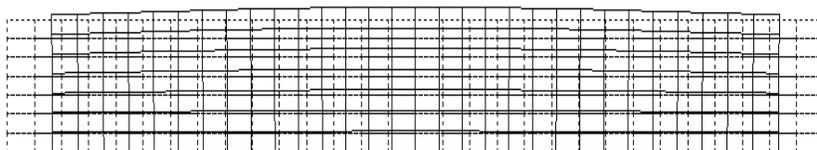


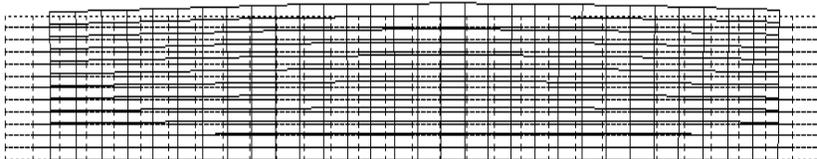
Figure 2.11 Diagramme de directivité à la fréquence de résonance $F_m = 408$ kHz.

b) Comparaison des champs de déplacement obtenus : air/eau

La représentation des champs de déplacement obtenus numériquement à la fréquence de résonance F_m dans l'exemple où l'élément piézoélectrique est libre et aussi quand il rayonne dans l'eau (figure 2.12), montre bien que celui vibre selon un mode épaisseur (piston). Ce résultat est logique, étant donné le choix du rapport W/T (0,21) favorisant principalement un tel mode [II-4,II-5].



(a)



(b)

Figure 2.12 Champs de déplacement calculés : (a) dans l'air à la fréquence $F_m = 413$ kHz, (b) dans l'eau à la fréquence $F_m = 408$ kHz (en pointillé la structure au repos).

III-4) Discussion

Les résultats obtenus à partir des calculs analytiques et numériques nous ont permis de déduire un certain nombre d'informations importantes :

- Les calculs analytiques (paragraphe II-3) ont montré que la condition de baffle choisie joue un rôle important dans le calcul de la directivité.
- La modélisation EF montre une dépendance de la fréquence de résonance (mécanique ou électrique) avec la nature du milieu de propagation (air ou eau), il faut donc choisir la bonne fréquence de travail (fréquence de résonance mécanique) selon le milieu de propagation considéré (paragraphe III-3.1). Elle vient également confirmer que lorsqu'une tension constante est appliquée à l'élément (par un générateur de tension), la fréquence de résonance mécanique est confondue avec la fréquence de résonance électrique (paragraphe II-3.2 .a). Enfin, elle indique clairement qu'à la fréquence de résonance mécanique du transducteur mono-élément (dans l'air ou dans l'eau), celui-ci vibre principalement selon un mode épaisseur (piston) (paragraphe II-3.2 .b).

IV) Validation expérimentale

Dans cette partie, nous présentons le matériel utilisé pour caractériser le transducteur mono-élément et les différents résultats électriques et mécaniques obtenus. Des mesures d'impédance électrique sont ensuite effectuées afin de déterminer la fréquence de résonance électrique du transducteur mono-élément dans l'air. Celles-ci sont complétées dans un premier temps par des mesures de déplacement à la surface du transducteur afin de déterminer sa fréquence de résonance mécanique et le mode de vibration de la structure. Dans un second temps, des mesures de rayonnement du transducteur dans l'eau sont effectuées à la fréquence de résonance mécanique afin de tracer son diagramme de directivité. Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés à ceux obtenus par calcul analytique et numérique.

IV-1) Dispositifs de mesure

IV-1 .1) Système de mesure de déplacement

La figure 2.13 représente le système utilisé pour la mesure du déplacement normal à la surface du transducteur. Un générateur de tension (Agilent 33250A) permet d'exciter le transducteur avec une tension sinusoïdale d'amplitude 10V crête à crête. La mesure du déplacement normal à la surface du

transducteur est obtenue grâce à un vibromètre laser doppler (Polytec : tête OFV-353 avec contrôleur OFV-3001) relié à un oscilloscope (hp 54600B) permettant de visualiser les signaux électriques obtenus.

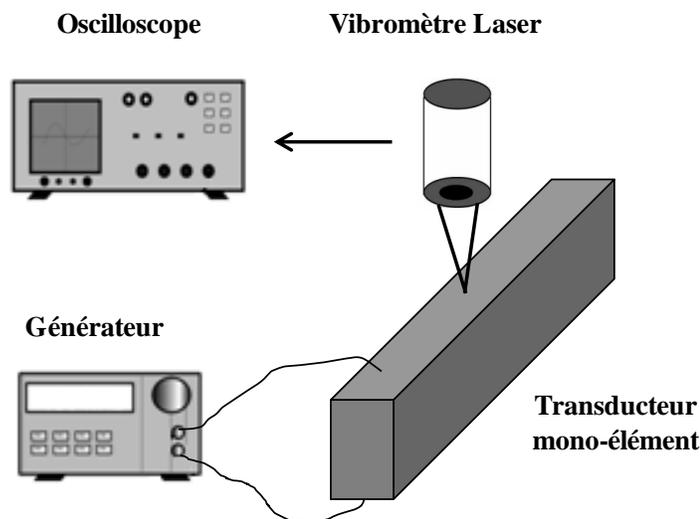


Figure 2.13 Dispositif de mesure de déplacement.

IV-1 .2) Système de mesure de rayonnement

Le dispositif de mesure utilisé (figure 2.14) est constitué d'une cuve d'eau de largeur 80 cm, de longueur 80 cm et de hauteur 60 cm, dans laquelle sont placés le transducteur mono-élément (émetteur) et un hydrophone en fluorure de polyvinylidène (PVDF) (récepteur). L'alignement de l'émetteur et du récepteur dans les directions x , y et z est effectué manuellement, tandis que l'orientation θ et la rotation φ sont réalisées automatiquement à l'aide d'un programme LabVIEW.

Un générateur basse fréquence (Agilent 33250A) est utilisé afin d'exciter le transducteur mono-élément à sa fréquence de résonance, en appliquant un signal sinusoïdal avec un nombre de cycles égale à 40 et une amplitude de 10V crête à crête. La vibration émise par le transducteur est ensuite reçue par l'hydrophone et le signal électrique obtenu est tout d'abord filtré afin d'éliminer le bruit basse et haute fréquence et ensuite amplifié. Cette phase de filtrage et d'amplification est nécessaire, en raison de la faible amplitude des signaux reçus. Elle est effectuée à l'aide d'un module filtre/amplificateur de gain 40dB (Rockland 442 HI/LO Filter). Enfin l'acquisition des signaux est réalisée à l'aide d'un oscilloscope (hp 54600B), puis ces signaux sont transmis à un ordinateur par le biais d'une connexion GPIB pour les traiter et tracer le diagramme de directivité.

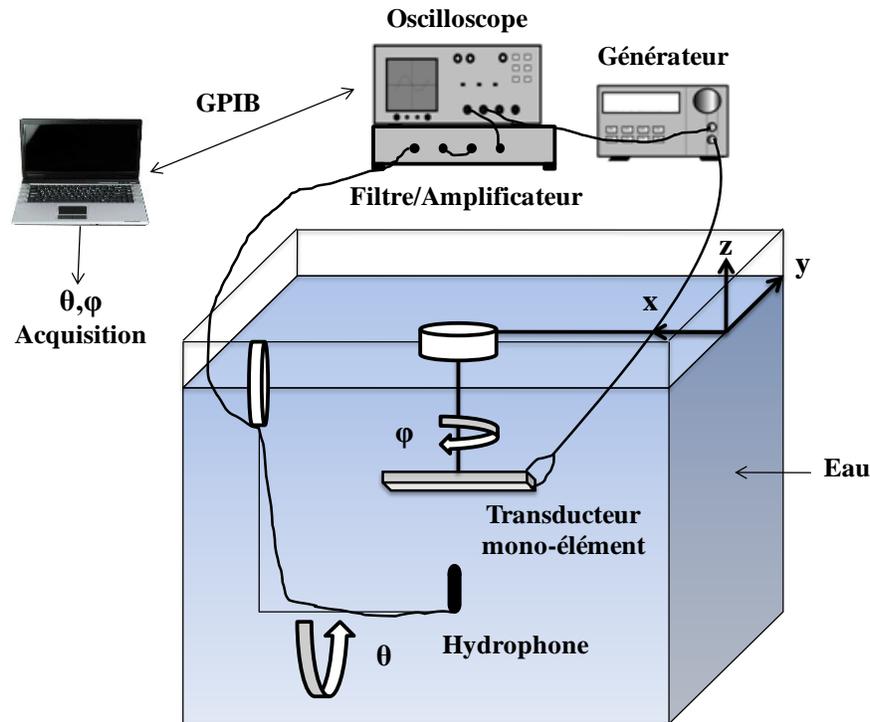


Figure 2.14 Système de mesure de rayonnement du transducteur mono-élément dans l'eau.

IV-2) Détermination de la fréquence de travail expérimentale

IV-2 .1) Déplacement normal au milieu de l'élément

Le dispositif de mesure de déplacement présenté dans la section (IV-1.1) est utilisé afin de mesurer le déplacement normal au milieu du transducteur (figure 2.15) et déduire ensuite la fréquence de résonance mécanique. Cette figure montre le module du déplacement normalisé en fonction de la fréquence du signal d'excitation délivré par le générateur. Le maximum de déplacement est obtenu à environ 454 kHz correspondant à la fréquence de résonance mécanique. Cette fréquence est ensuite choisie pour réaliser une mesure de déplacement tout le long du transducteur et vérifier qu'il s'agit bien d'un mode épaisseur.

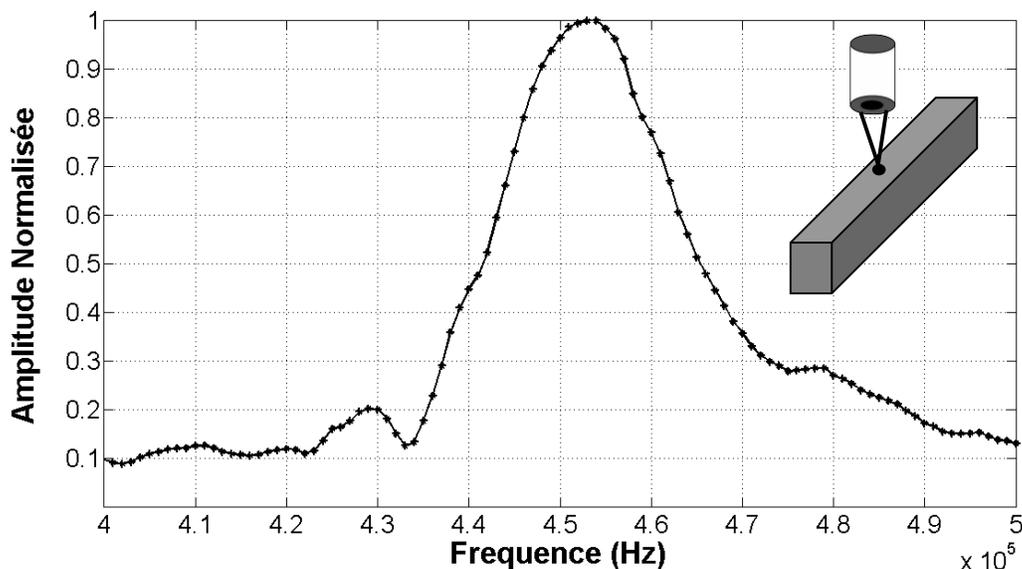


Figure 2.15 Module du déplacement normal mesuré au milieu du transducteur.

IV-2 .2) Déplacement normal suivant la longueur L

La mesure du déplacement normal en différents points selon l'axe x_2 du transducteur nous a permis d'obtenir la courbe représentée sur la figure 2.16. Cette mesure est effectuée relativement loin des bords afin d'éviter leurs effets parasites (la position x_2 varie de 4.5 mm à 32.5 mm). Cette figure indique que le déplacement mesuré à la surface du transducteur n'est pas tout à fait uniforme. Le mode épaisseur obtenu possède une amplitude A_0 , mélangé à un mode harmonique parasite suivant la longueur d'amplitude A_1 et de longueur d'onde λ_h . L'expression approximative du déplacement normal résultant (suivant la direction x_3) peut donc s'écrire sous la forme [II-22] :

$$U_3(x_2) = A_0 + A_1 \cos(2\pi x_2 / \lambda_h). \quad (\text{II.31})$$

La présence de ce mode parasite est due à la longueur finie du transducteur. Afin d'évaluer l'influence de ce mode indésirable et de son impact sur l'approximation du modèle 2D, une mesure de rayonnement du transducteur dans l'eau est effectuée (paragraphe IV-4.2).

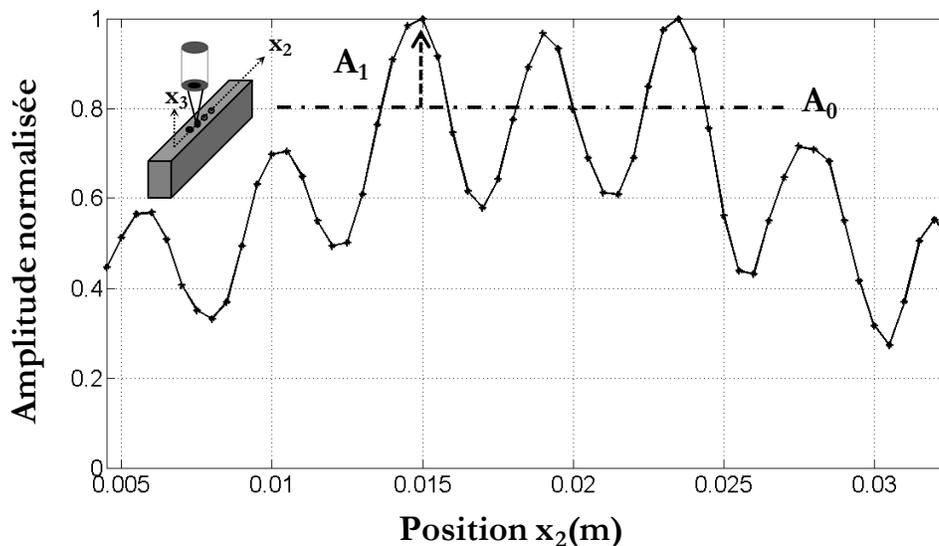


Figure 2.16 Module du déplacement normalisé en fonction de la position x_2 .

IV-3) Précautions de mesure de rayonnement

Lors de la phase de mesure de rayonnement dans l'eau, un certain nombre de précautions sont nécessaires pour réaliser celles-ci dans de bonnes conditions et minimiser les erreurs. Tout d'abord au niveau de l'émission, il faut s'assurer de choisir un nombre de cycles convenable afin d'éviter d'une part, que le signal utile ne soit parasité par les échos réfléchis sur les bords de la cuve, et d'autre part le nombre de signaux doit être relativement important pour obtenir un régime quasi-permanent. Dans notre cas de figure, nous avons choisi un nombre de cycles égal à 40 pour satisfaire ces conditions. La distance D entre l'émetteur et le récepteur doit être également acceptable pour se placer dans les conditions de mesure de directivité en champ lointain. Cette distance doit donc satisfaire la condition suivante [II-13] :

$$D > \frac{W^2}{\lambda_f} . \quad (\text{II.32})$$

λ_f représente la longueur d'onde dans le fluide (eau) à la fréquence de résonance. En conséquence, nous avons choisi une distance entre l'émetteur et le récepteur de 13 cm pour remplir cette condition. Une attention particulière doit être également accordée au transducteur lui-même, il est important de réaliser un blindage autour de celui-ci afin d'éviter que le signal électrique d'excitation ne vienne parasiter celui mesuré par l'hydrophone, par le biais des lignes de champ électrique. En ce qui nous

concerne, une simple couche de feuille en aluminium reliée à la masse (cage de Faraday), nous a permis de palier à ce problème.

La figure 2.17 représente les signaux obtenus entre 0 s et 500 μ s, avant et après blindage de la structure. Un dernier paramètre influant est le couplant qui est introduit entre l'élément et l'eau afin d'assurer un transfert optimal du signal acoustique. Dans notre exemple, nous avons opté pour l'utilisation du pétrole comme couplant acoustique, celui-ci est introduit entre le transducteur et un film en plastique (Mylar) qui le protège du milieu de propagation [II-22,II-23].

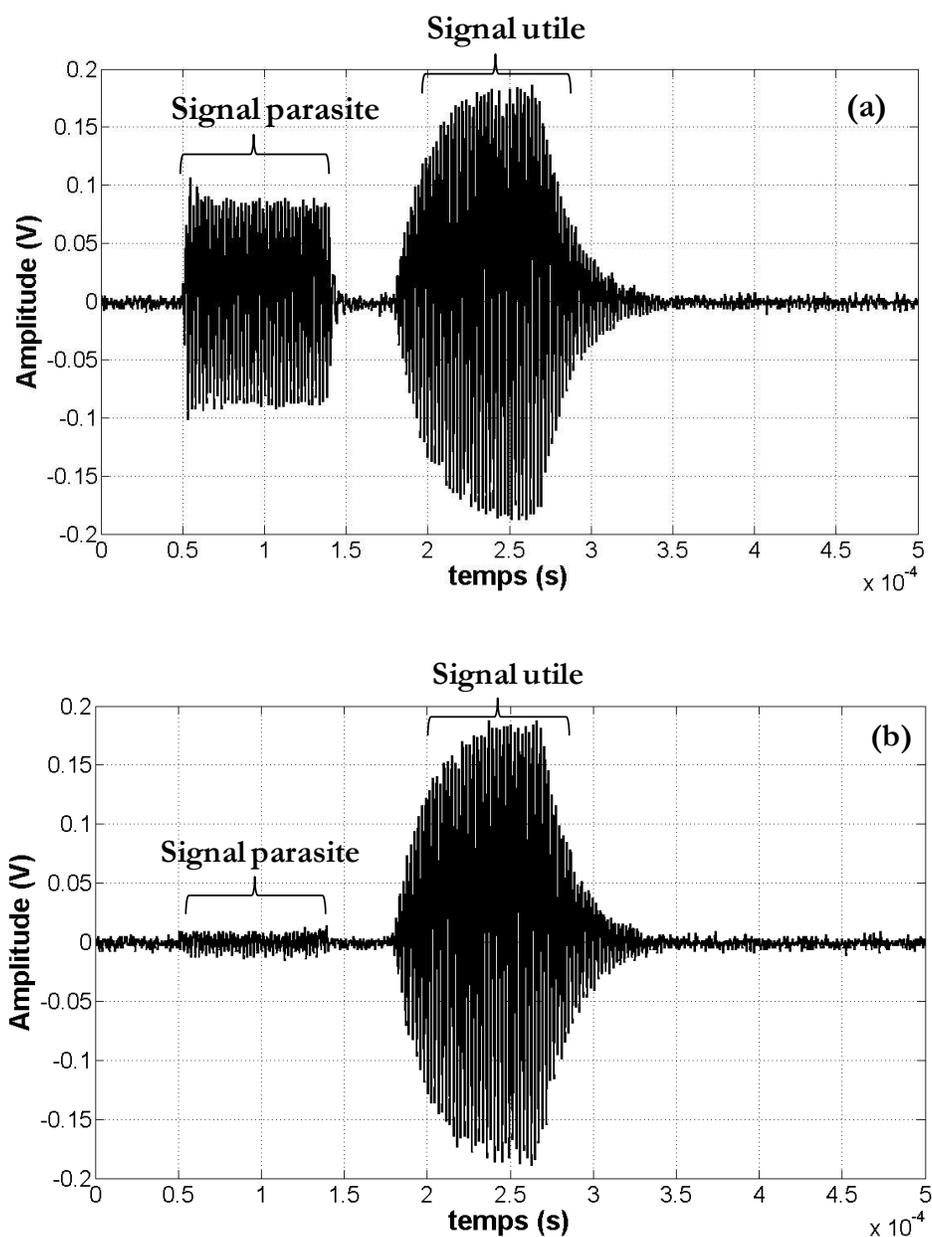


Figure 2.17 Signal reçu par l'hydrophone (a) avant blindage, (b) après blindage.

IV-4) Comparaison des résultats mesurés et calculés

IV-4.1) Impédance électrique par modélisation (2D, 3D) et mesure

Dans cette partie nous comparons les modules des impédances électriques obtenues numériquement par modélisation EF (2D) et (3D) en prenant en compte la longueur réelle du transducteur, avec la mesure expérimentale (figure 2.18). Comme on pouvait s'y attendre, cette figure montre d'une part que le modèles EF (2D) et (3D) permettent d'obtenir des courbes similaires, puisque nous obtenons les mêmes modes de vibration en épaisseur, aux mêmes fréquences de résonance et d'antirésonance, dans les deux cas. Le modèle 3D représente également des modes parasites selon la longueur, qui viennent perturber légèrement le mode épaisseur. D'autre part, ces résultats numériques sont en bon accord avec le résultat expérimental, malgré le léger décalage des fréquences de résonance et d'antirésonance obtenues par rapport à la mesure. La courbe expérimentale indique une fréquence de résonance électrique de 454 kHz, ce qui correspond comme on pouvait s'y attendre à la fréquence de résonance mécanique mesurée au paragraphe IV-2.1. Les décalages observés entre les courbes numériques et expérimentale sont certainement dûs aux paramètres matériau utilisés pour le PZ27 (Annexe II-3).

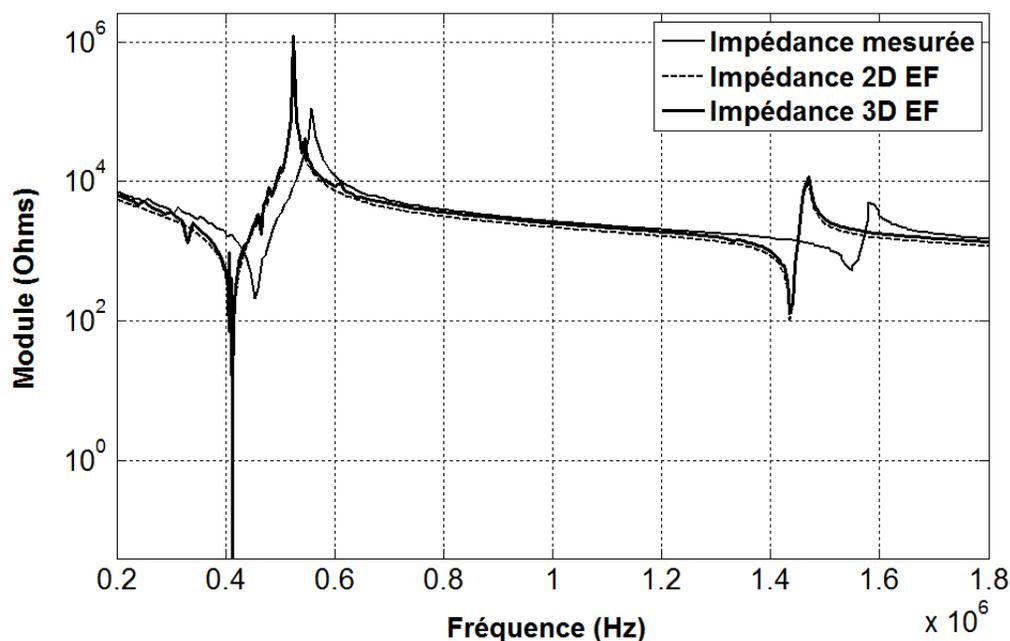


Figure 2.18 Représentation fréquentielle des modules des impédances électriques obtenues par EF (2D), (3D) et mesuré.

IV-4 .2) Rayonnement expérimental et calculé dans l'eau

Le système de mesure exposé sur la figure 2.14, est utilisé afin de déterminer le diagramme de directivité du transducteur mono-élément en champ lointain, pour un angle θ variant de 0° à 60° par pas de 2° . La mesure est réalisée à la fréquence de 448 kHz correspondant au maximum d'amplitude du signal reçu par l'hydrophone. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 2.19 en comparaison avec celui déterminé par calculs analytique et numérique. Le calcul analytique est exposé en détails dans l'annexe II-3. Les courbes numériques correspondent, l'une à la courbe déjà exposée sur la figure 2.11 (baffle rigide), tandis que l'autre est obtenue en multipliant cette dernière par le facteur d'obliquité, afin de prendre en compte la condition de baffle mou. La figure 2.19 montre bien que les directivités obtenues par mesure et par calcul analytique et numérique en baffle mou sont similaires, hormis quelques différences en amplitude certainement dues à la contribution du mode parasite longueur évoqué précédemment et aussi à celle du film en plastique, sur le rayonnement total du transducteur [II-23].

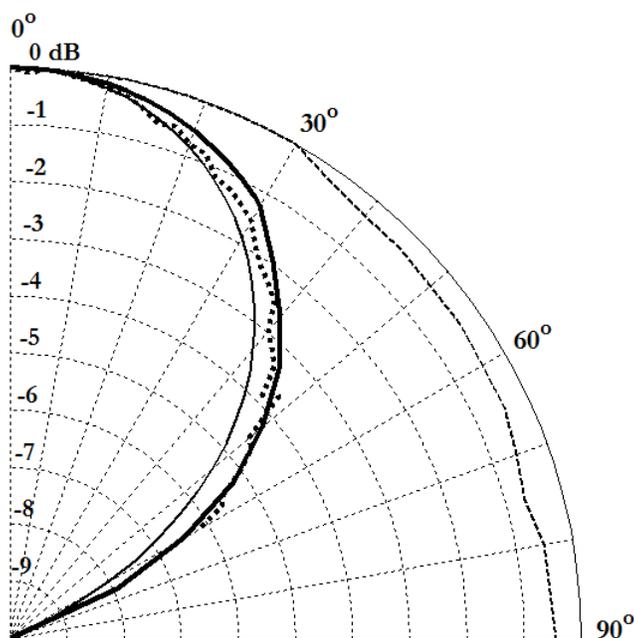


Figure 2.19 Diagramme de directivité du transducteur mono-élément mesuré et calculé dans les conditions de baffle mou et baffle rigide à la fréquence F_m : la courbe continue en gras : EF (2D) baffle mou, la courbe fine et discontinue : EF (2D) baffle rigide, la courbe continue fine : calcul analytique et la courbe en pointillée : mesure expérimentale.

V) Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la modélisation et à la caractérisation d'un transducteur mono-élément, constituant les réseaux de transducteurs ultrasonores. Nous avons vu que la compréhension du comportement électromécanique de cet élément est nécessaire pour mieux concevoir et caractériser un réseau de transducteurs. Au début de notre étude, nous avons montré qu'il existe différentes manières pour modéliser un transducteur piézoélectrique, à savoir des modèles unidimensionnels, des schémas électriques équivalents ou des modèles éléments finis 2D et 3D. En ce qui concerne notre exemple, nous avons utilisé des calculs analytiques et des modèles éléments finis 2D et 3D. Nous avons montré par calcul et par mesure en se basant sur des courbes d'impédance électrique, de déplacement et de rayonnement, la nature et les fréquences caractéristiques des modes de vibration de la structure, c'est à dire les fréquences de résonance électrique et mécanique. Nous avons vu dans quelles conditions ces fréquences peuvent être confondues et nous avons choisi de travailler à la fréquence de résonance mécanique. Nous avons surtout vérifié le domaine de validité du modèle EF (2D). Il est clair d'après les résultats obtenus (figure 2.19), que le mode harmonique longueur a peu d'influence sur le mode épaisseur dans la zone de travail (0 - 60°). Ce constat nous autorise donc à considérer l'approximation d'une déformation plane. Enfin pour la suite de nos études nous considérons une modélisation EF (2D) des réseaux de transducteurs réalisés à partir de ce type de transducteur élémentaire.

- [II-1] D. Royer, E. Dieulesaint, Ondes élastiques dans les solides, Tome 2 : Génération, interaction acousto-optique, applications, Masson, Paris, (1999).
- [II-2] S. C. Wooh and Y. Shi, « A Simulation Study of the Beam Steering Characteristics for Linear Phased Arrays », J. Nondestruct. Eval., 18 (2), p.39 – 57, (1999).
- [II-3] J. Huang, P. W. Que, and J. H. Jin, « A Parametric Study Of Beam Steering for Ultrasonic Linear Phased Array Transducer », Russian. J. Nondestruct. Test., 40 (4), p.254 – 259, (2004).
- [II-4] J. Sato, M. Kawabuchi and A. Fukumoto, « Dependence of electromechanical coupling coefficient on the width-to-thickness ratio plank-shaped piezoelectric transducers used for electronically scanned ultrasound diagnostic systems », J. Acoust. Soc. Am., 66, p.1609 – 1611, (1979).

- [II-5] W. Friedrich, H. Kaarmann and R. Lerch, « Finite element modeling of acoustic radiation from piezoelectric phased antennas », IEEE Ultrasonics Symposium, 2, p.763 – 767, (1990).
- [II-6] M. Kim, J. Kim and W. Cao, « Electromechanical coupling coefficient of an ultrasonic array element », Journal of applied physics, 99, p.074102-1 – 074102-6, (2006).
- [II-7] S. Sherrit, S. P. Leary, B. P. Dolgin and Y. Bar-Cohen, « Comparison of the Mason and KLM Equivalent Circuits for Piezoelectric Resonators in the Thickness Mode », IEEE Ultrasonics Symposium, 2, p.921 – 926, (1999).
- [II-8] H. Frayssignes, « Etude des effets non-linéaires et des pertes dans les moteurs ultrasonores, Introduction au problème de couplage mécanique entre les voies », Thèse de Doctorat à l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Novembre (2001).
- [II-9] L. Garbuio, « Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques : Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne », Thèse de Doctorat à l'Institut Polytechnique de Toulouse, Juin (2006).
- [II-10] O. B. Wilson, Introduction to Theory and Design of Sonar Transducers, Peninsula, Los Altos, (1988).
- [II-11] M. Brissaud, Matériaux piézoélectriques, Caractérisation, Modélisation et vibration, Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, (2007).
- [II-12] J. Assaad, « Modélisation des transducteurs piézoélectriques haute fréquence à l'aide de la méthode des éléments finis », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, France, (1992).
- [II-13] J. Assaad, J- N. Decarpigny, C. Bruneel, R. Bossut, and B. Hamonic, « Application of the finite element method to two-dimensional radiation problems », J. Acoust. Soc. Am., 94, p.562 – 573, (1993).
- [II-14] A. R. Selfridge, G. S. Kino and B. T. Khuri-Yakub, « A theory of the radiation pattern of a narrow-strip acoustic transducer », Appl. Phys. Lett., 37 (1), p.35 – 36, (1980).
- [II-15] A.Safari and E. K. Akdoğan, Piezoelectric and Acoustic Materials for Transducer Applications, Springer, (2008).

- [II-16] B. Cugnet, « Caractérisation et modélisation des antennes acoustiques haute fréquence à l'aide de la méthode des éléments finis », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, France, Novembre (2002).
- [II-17] J. -F. Imbert, *Analyse des Structures par Eléments Finis*, Cépaduès-Editions, 3^e éd, (1995).
- [II-18] J. -N. Decarpigny, « Application de la méthode des éléments finis à l'étude de transducteurs piézoélectriques », Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille, (1984).
- [II-19] ATILA, Finite-Element Software Package for the analysis of 2D & 3D structures based on smart materials Version 6.0.2 User's Manual, November (2010).
- [II-20] B. F. Hamonic, J. C. Debus and J. N. Decarpigny, « The finite element code ATILA », Proceedings Workshop, Toulon (1990).
- [II-21] L. Shuyu, « Load characteristics of high power sandwich piezoelectric ultrasonic transducers », *Ultrasonics*, 43, p.365 – 373, (2005).
- [II-22] J. Assaad, J.-N. Decarpigny, C. Bruneel, and B. Nongaillard, « Electromechanical coupling coefficients and far-field radiation patterns of lithium niobate bars (Y-cut) used in high-frequency acoustical imaging and nondestructive testing », *J. Acoust. Soc. Am.*, 94 (5), p.2969 – 2978, (1993).
- [II-23] R. L. Jungerman, P. Bennett, A. R. Selfridge, B .T. Khuri-Yakub, and G. S. Kino, « Measurement of normal surface displacements for the characterization of rectangular acoustic array elements », *J. Acoust. Soc. Am.*, 76 (2), p.516 – 524, (1984).

**Chapitre 3 – Mise en évidence du couplage
inter-éléments dans les réseaux de
transducteurs ultrasonores**

I) Introduction

Dans les réseaux de transducteurs ultrasonores, il est essentiel de pouvoir exciter et appliquer une loi de retard à chaque élément du réseau indépendamment des autres, afin de réaliser les fonctions de balayage, de focalisation et de déflexion du faisceau acoustique. Seulement en réalité lorsqu'un élément du réseau est excité, celui-ci génère également des vibrations parasites qui modifient le comportement physique de ces voisins, qui à leur tour viennent perturber l'élément en question (figure 3.1). Ce phénomène dégrade au final les performances du réseau et modifie son diagramme de rayonnement [III-1, III-2].

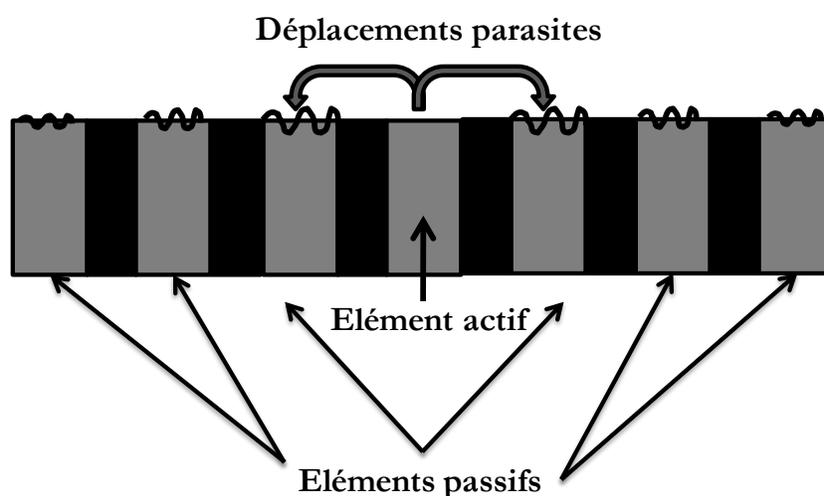


Figure 3.1 Schéma descriptif du couplage inter-élément (mécanique et électrique) dans un réseau de transducteurs composé de sept éléments.

Tout l'enjeu consiste donc à comprendre le phénomène du couplage inter-éléments et surtout à proposer des méthodes pour pouvoir le minimiser. Ce dernier point fait justement l'objet du chapitre 4, qui propose deux méthodes de correction originales afin de remédier à ce problème.

Dans ce chapitre de thèse, l'objectif est de mettre en évidence le phénomène du couplage inter-éléments par le biais de calculs numériques (EF) puis de valider par des mesures expérimentales le comportement d'un élément du réseau.

mécanique ou acoustique entre les éléments est négligée, l'utilisation de la formule de Rayleigh dans ce cas permet d'exprimer le champ de pression rayonné par le nième élément du réseau en un point M sous la forme suivante :

$$p_n = \beta V_n e^{j\Phi_n} \int_{na-b}^{na+b} u_n(x_2) \frac{e^{-jk_f |SM|}}{\sqrt{k_f |SM|}} dx_2 \quad \text{avec} \quad \beta = e^{j\pi/4} \rho_f \omega^2 / (2\pi) \quad (\text{III.1})$$

où M et S sont respectivement les points du cercle de rayon R et de la nième surface rayonnante. En fait, $SM^2 = x_2^2 - 2R x_2 \sin\theta + R^2$ avec $na-b \leq x_2 \leq na+b$. $u_n(x_2)$ représente le champ de déplacement normal de la nième surface rayonnante, normalisé pour une tension de 1V. ρ_f est la masse volumique du fluide et k_f le nombre d'onde dans le fluide. θ_n correspond à l'angle entre la normale au nième élément et $R_n = S_n M$ (S_n étant le milieu du nième transducteur). La phase Φ_n du potentiel électrique appliqué au nième élément est définie par rapport à celle du transducteur situé à l'origine. Ce déphasage est nécessaire pour dévier et focaliser le faisceau dans la direction azimutale (selon l'axe x_2). Une dépendance harmonique dans le temps ($e^{j\omega t}$) est implicitement supposée. Enfin, le point M est supposé se trouver en champ lointain du nième élément. Cette hypothèse permet donc d'écrire le champ de pression p_n de la manière suivante [III-3] :

$$p_n = \beta V_n e^{j\Phi_n} \tilde{H}_0(k_f R_n) f_0(\theta_n) \quad (\text{III.2})$$

avec :

$$\tilde{H}_0(k_f R_n) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_f R_n}} e^{j(k_f R_n - \pi/4)} \quad (\text{III.3})$$

où $f_0(\theta_n)$ représente le diagramme de directivité en champ lointain du nième élément qui peut être développé sous la forme d'une série de Fourier jusqu'à l'ordre l_0-1 selon la relation :

$$f_0(\theta_n) = \sum_{l=0}^{l_0-1} (a_l \cos(l\theta_n) + b_l \sin(l\theta_n)) \quad (\text{III.4})$$

La directivité est calculée par modélisation EF pour une tension de 1V et le résultat obtenu est considéré comme étant le diagramme de directivité élémentaire. La pression résultante du réseau est déduite grâce à la superposition des champs dus à l'ensemble des éléments :

$$p(R, \theta) = \sum_{n=-P}^{n=P} \beta V_n e^{j\Phi_n} \tilde{H}_0(k_f R_n) f_0(\theta_n) \quad (\text{III.5})$$

où $R = R_0$ et $\theta = \theta_0$. Les équations suivantes :

$$R_n = \sqrt{R^2 - 2 n a R \sin \theta + (na)^2} \quad (\text{III.6})$$

$$\theta_n = \arcsin\left(\frac{-na + R \sin \theta}{R_n}\right) \quad (\text{III.7})$$

peuvent être déduites facilement en considérant la figure 3.2. Pour dévier et focaliser le faisceau acoustique au point F situé sur le cercle de rayon R, Φ_n doit être égal à :

$$\Phi_n = -k (S_n F - R) \quad (\text{III.8})$$

avec :

$$S_n F = \sqrt{R^2 - 2 n a R \sin \theta + (na)^2} \quad (\text{III.9})$$

Afin de pouvoir prendre en compte les interactions entre les différents éléments du réseau, le champ de pression rayonné par le nième transducteur est considéré comme étant celui d'un ensemble composé de l'élément excité monté entre 2Q éléments passifs. Dans ce cas de figure, le champ de pression au point M s'écrit :

$$p_n^c = \beta V_n e^{j\Phi_n} \int_{na-Qa-b}^{na+Qa+b} u_n^c(x_2) \frac{e^{-jk_f |SM|}}{\sqrt{k_f |SM|}} dx_2 \quad (\text{III.10})$$

où $u_n^c(x_2)$ correspond au champ de déplacement à la surface rayonnante de l'ensemble des $2Q+1$ éléments. Cette pression peut également s'écrire sous la forme :

$$p_n^c = \beta V_n e^{j\Phi_n} \tilde{H}_0(kR_n) f_0^c(\theta_n) \quad (\text{III.11})$$

où $f_0^c(\theta_n)$ est le diagramme de directivité en champ lointain de l'ensemble de $2Q+1$ éléments. Cette directivité est évaluée en utilisant la modélisation EF et en supposant que le point M se situe en champ lointain de l'ensemble. Enfin, la superposition linéaire des champs dus à tous les éléments fournit la pression résultante produite par le réseau:

$$p^c(R, \theta) = \sum_{n=-P}^{n=P} p_n^c \quad (\text{III.12})$$

II-2) Détermination du nombre d'éléments voisins de celui excité perturbés en raison du couplage inter-éléments

Dans un premier temps, nous avons modélisé par EF en 2D un réseau de transducteurs composé de dix-sept éléments piézoélectriques de type PZ27 rayonnant dans l'eau, l'élément central ($n = 0$) étant excité par une tension sinusoïdale de 1V et les autres éléments étant reliés à la masse. Les mêmes conditions (dimensions, symétrie et maillage) que dans le cas du transducteur mono-élément (chap2, section II.2) ont été prises en compte. Le but de cette modélisation est de déterminer le nombre d'éléments voisins de l'élément excité perturbés en raison du couplage inter-éléments, à partir de l'amplitude du champ de déplacement à la surface de la structure (figure 3.3). La représentation du champ de déplacement à la fréquence de résonance mécanique indique une vibration en épaisseur de l'élément excité et des déplacements parasites sur ses éléments voisins (figure 3.3 a). Il est clair d'après la courbe représentant l'amplitude normalisée du déplacement $u_n(x_2)$ que celui-ci est non négligeable au niveau des trois premiers voisins (« 1 », « 2 » et « 3 ») de l'élément excité (figure 3.3 b). La caractérisation d'un réseau constitué de sept éléments apparaît donc suffisante dans notre cas si l'on désire déterminer la pression rayonnée par un réseau composé d'un plus grand nombre d'éléments.

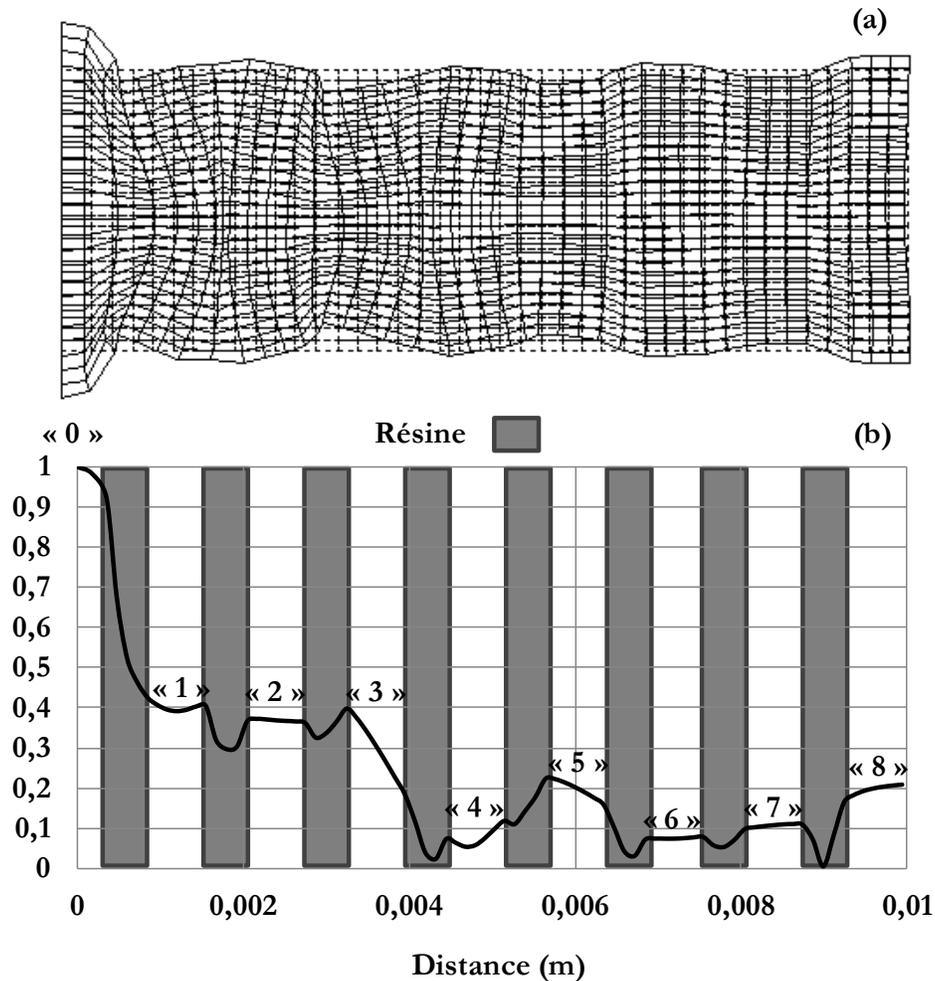


Figure 3.3 Réseau de transducteurs constitué de 17 éléments : (a) champs de déplacements pour la moitié de la structure, (b) amplitude des déplacements normalisés à la surface de chaque élément du réseau.

II-3) Analyse des effets des différents types de couplages

II-3 .1) Couplage acoustique dû au milieu de propagation (eau)

Cette section est consacrée à l'étude de l'influence du couplage acoustique (via le milieu de propagation (eau)) sur les caractéristiques électroacoustiques d'un élément du réseau. Un réseau de transducteurs composé de sept éléments piézoélectriques alignés les uns à côté des autres avec une distance séparant deux éléments consécutifs $a = 1.2 \text{ mm}$ (espacement vide), est donc modélisé en 2D par EF (figure 3.4). Afin d'analyser l'influence du couplage acoustique, les figures 3.5, 3.6 et 3.7 représentent respectivement la puissance acoustique rayonnée dans l'eau, le champ de déplacement et le diagramme de directivité du réseau à la fréquence de résonance mécanique.

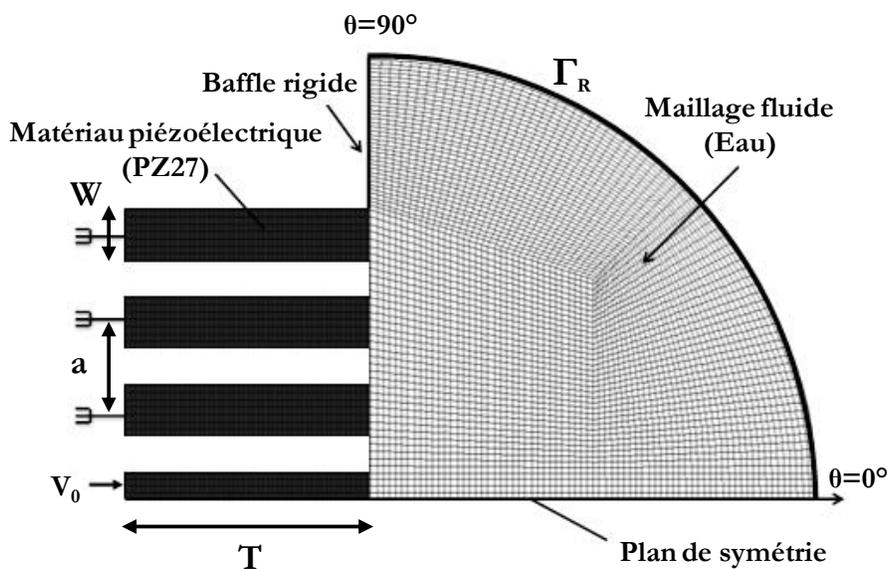


Figure 3.4 Maillage de la structure modélisée (sans matériau de remplissage).

La figure 3.5 compare la puissance acoustique rayonnée dans l'eau par l'élément central du réseau de sept éléments (figure 3.4) avec celle obtenue dans le cas d'un seul élément (chap2, figure 2.10). L'analyse des résultats indique que le couplage acoustique entre les éléments du réseau engendre une légère variation au niveau de la fréquence de résonance mécanique (maximum de puissance acoustique rayonnée) qui passe de 408 kHz à 412 kHz.

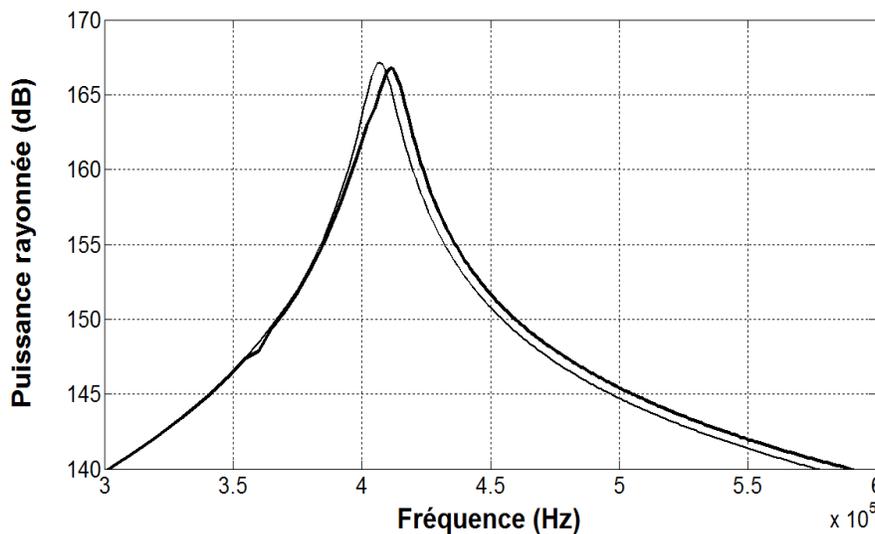


Figure 3.5 Puissance acoustique rayonnée dans l'eau : réseau de transducteurs sans matériau de remplissage (trait épais), mono-élément (trait fin).

La représentation du champ de déplacement obtenu à la fréquence de résonance mécanique $F_m = 412$ kHz montre de plus, une vibration en épaisseur de l'élément excité et des vibrations parasites sur les éléments voisins (principalement sur le premier voisin).

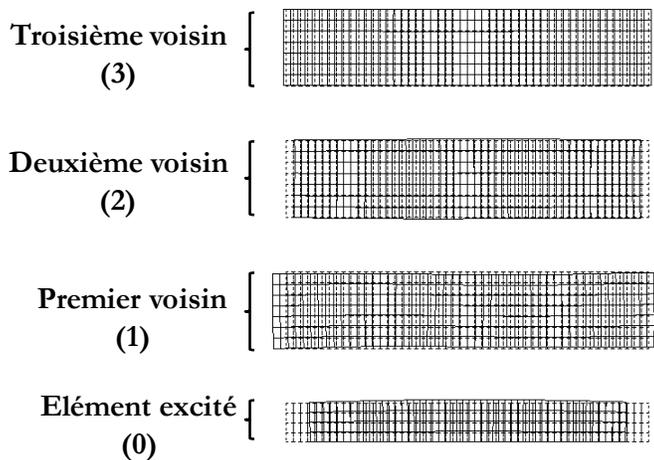


Figure 3.6 Champ de déplacement à la fréquence $F_m = 412$ kHz.

Néanmoins, les diagrammes de directivité en champ lointain du réseau et du mono-élément (figure 3.7) restent proches, malgré la présence de ces déplacements indésirables. Les seules différences remarquées sont obtenues dans la zone ($70^\circ - 90^\circ$) qui est généralement en dehors de la zone de travail. Nous pouvons donc en conclure que le couplage acoustique via le milieu fluide a très peu d'influence sur les caractéristiques du réseau et peut donc être négligé. Nous pouvons donc caractériser le réseau à partir de mesures réalisées dans l'air (chapitre 4).

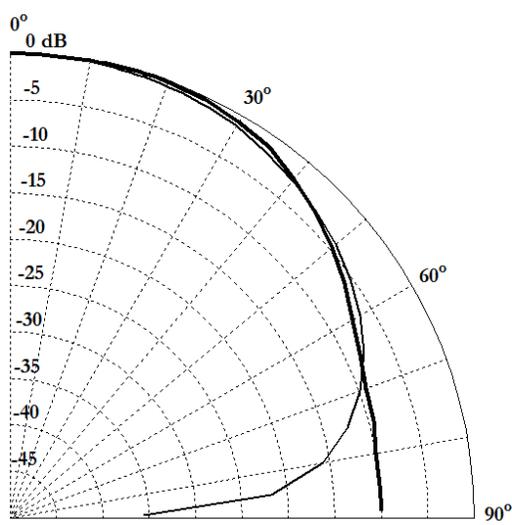


Figure 3.7 Diagramme de directivité à la fréquence de résonance mécanique : réseau de transducteurs sans matériau de remplissage (trait épais), mono-élément (trait fin).

II-3 .2) Couplage mécanique dû au matériau de remplissage

a) Caractérisation du matériau de remplissage

En réalité, la fabrication d'un réseau de transducteurs impose l'utilisation d'un matériau de remplissage comblant l'espace entre les différents éléments. Dans notre cas, il s'agit d'une résine acrylique de type PLEXCIL (ESCIL). Il est donc essentiel de connaître les propriétés élastiques de la résine utilisée. Son module de Young E , son coefficient de Poisson ν et sa densité volumique ρ_r sont donc déterminés respectivement à partir de mesures de masse et de vitesses longitudinale et transversale d'un échantillon de résine cylindrique d'épaisseur e et de diamètre D (figure 3.8).

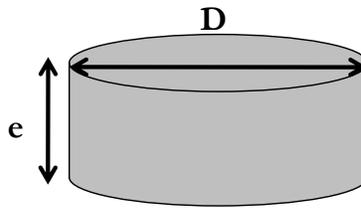


Figure 3.8 Echantillon de résine d'épaisseur e et de diamètre D .

La connaissance des dimensions de l'échantillon permet d'obtenir facilement son volume et d'en déduire ensuite sa masse volumique $\rho_r = 1175 \text{ kg/m}^3$. Afin de mesurer la vitesse de propagation des ondes longitudinales et transversales, deux transducteurs piézoélectriques conçus par la société PANAMETRICS sont utilisés: le premier transducteur pour générer des ondes longitudinales et le second pour les ondes transversales. Une fine couche de couplant (du gel pour les ondes longitudinales et du miel pour les ondes transversales) est introduite entre le transducteur et l'échantillon de résine afin d'assurer un transfert optimal de la puissance acoustique entre les deux milieux (figure 3.9). Une mesure du temps de vol des échos t_v correspondant au temps nécessaire pour un aller-retour des ondes dans l'épaisseur e de l'échantillon (figure 3.9), nous fournit la vitesse recherchée (V_T ou V_L), grâce à la relation (III.1).

$$V_{T,L} = \frac{2e}{t_v}. \quad (\text{III.1})$$

Enfin, les valeurs du coefficient de Poisson et du module de Young se déduisent grâce aux relations (III.2) et (III.3).

$$\nu = \frac{V_L^2 - 2V_T^2}{2V_L^2 - 2V_T^2}. \quad (\text{III.2})$$

$$E = 2Q_r V_T^2 (1 + \nu). \quad (\text{III.3})$$

Nous obtenons donc : $\nu = 0,329$ et $E = 5,64$ GPa.

Lors de la modélisation numérique par EF, nous prenons également en compte les pertes dans la résine. Une partie imaginaire du module de Young E représentant 5% de sa valeur réelle est donc introduite.

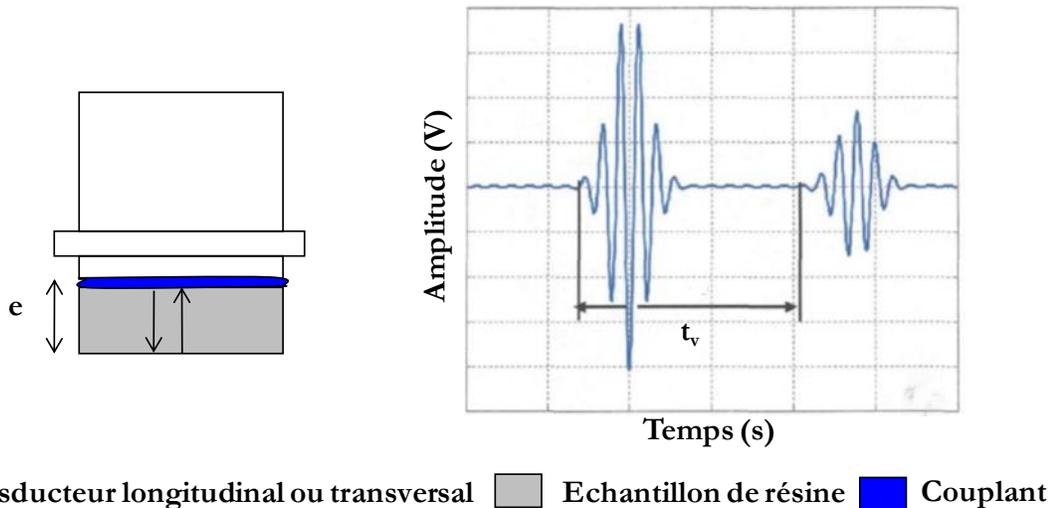


Figure 3.9 Mesure de la vitesse des ondes longitudinales et transversales.

b) Modélisation EF de la structure

Afin de déterminer l'influence de la présence de ce matériau de remplissage sur le réseau de transducteurs, une étude EF est reconduite (figure 3.10). Cette modélisation EF nous aide à tracer dans un premier temps la courbe représentative de la puissance acoustique rayonnée par le réseau en fonction de la fréquence (figure 3.11). En comparant ce résultat avec celui obtenu pour un mono-élément, on observe un écart important puisque la fréquence de résonance mécanique du mode épaisseur augmente jusqu'à la valeur $F_m = 454$ kHz. On peut également noter la présence d'un mode parasite autour de la fréquence égale à 350 kHz : il s'agit ici d'une onde harmonique se propageant parallèlement à la surface du réseau.

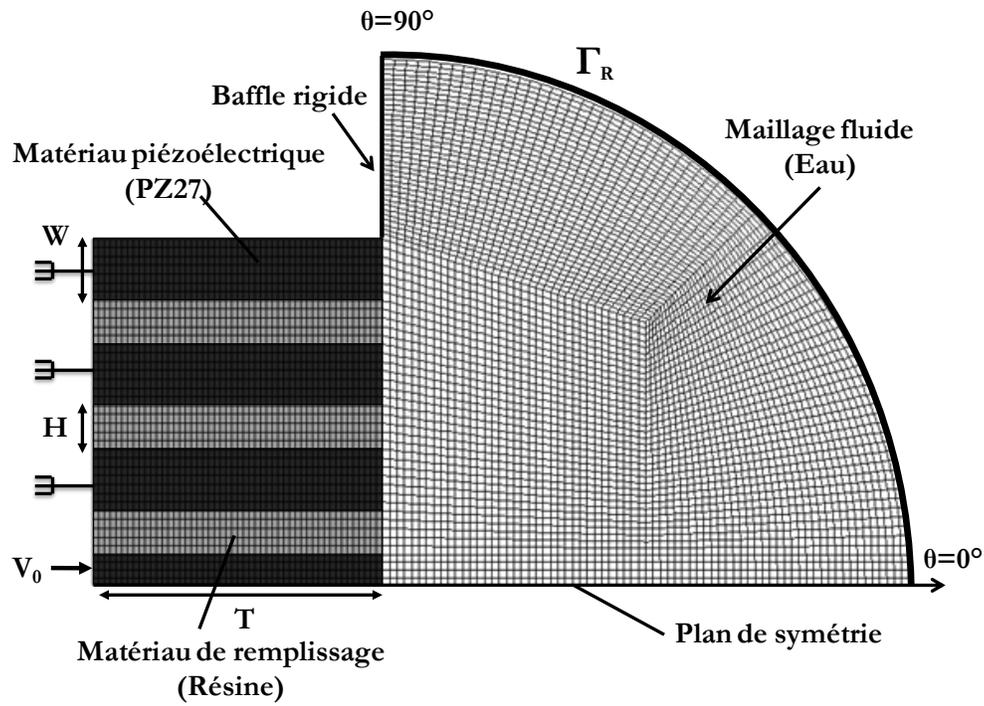


Figure 3.10 Maillage de la structure modélisée (avec matériau de remplissage).

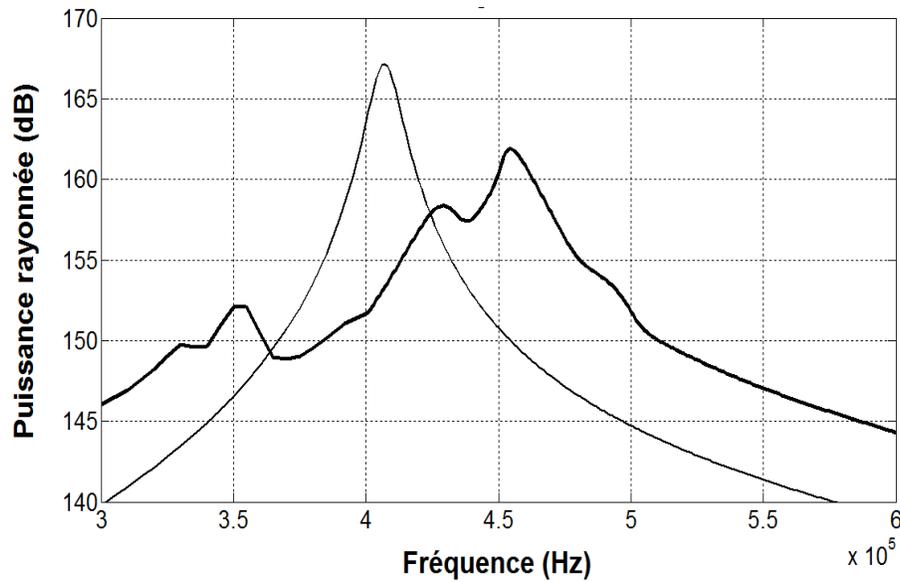


Figure 3.11 Puissance acoustique rayonnée dans l'eau : réseau de transducteurs avec matériau de remplissage (trait épais), mono-élément (trait fin).

La représentation du champ de déplacement à la fréquence $F_m = 454$ kHz montre, comme on pouvait s'y attendre, que l'élément central (excité) vibre principalement suivant son épaisseur et que des déplacements parasites sont engendrés sur les éléments voisins (1, 2 et 3).

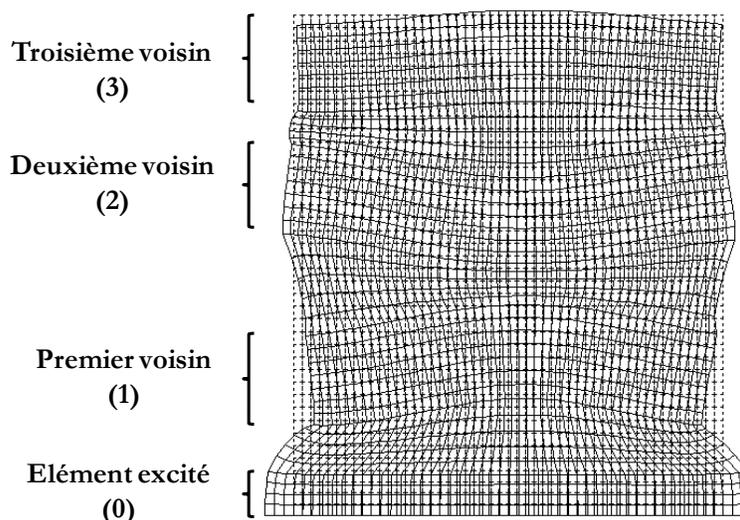


Figure 3.12 Champ de déplacement à la fréquence $F_m = 454$ kHz.

Dans un second temps, on trace le diagramme de directivité (figure 3.13). Après analyse de ce diagramme, on remarque clairement la présence d'un lobe principal dans la direction $\pm 20^\circ$ ainsi que d'autres lobes secondaires à des angles de $\pm 55^\circ$ et de $\pm 90^\circ$. Le maximum de pression acoustique rayonnée se trouve donc en dehors de la direction axiale (0°). Ce résultat est une conséquence directe de la présence du couplage inter-éléments (déplacements parasites) dans la structure. Au vu de ces résultats, il est évident que le couplage mécanique induit par le matériau de remplissage présente un effet néfaste sur les propriétés électroacoustiques du réseau.

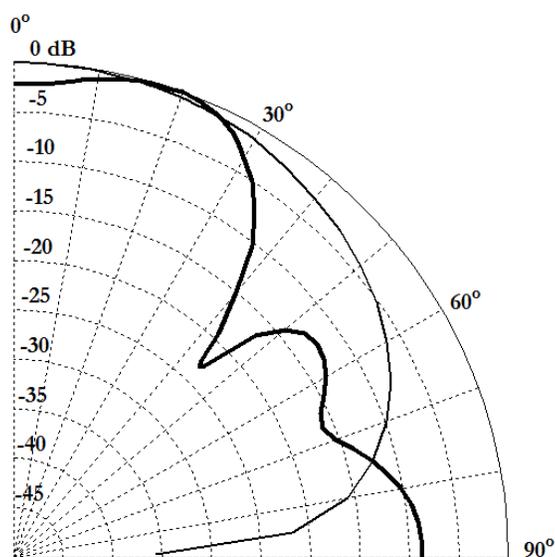
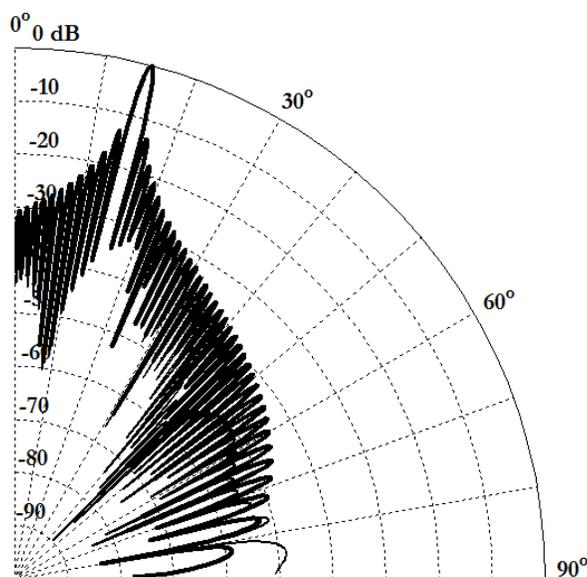


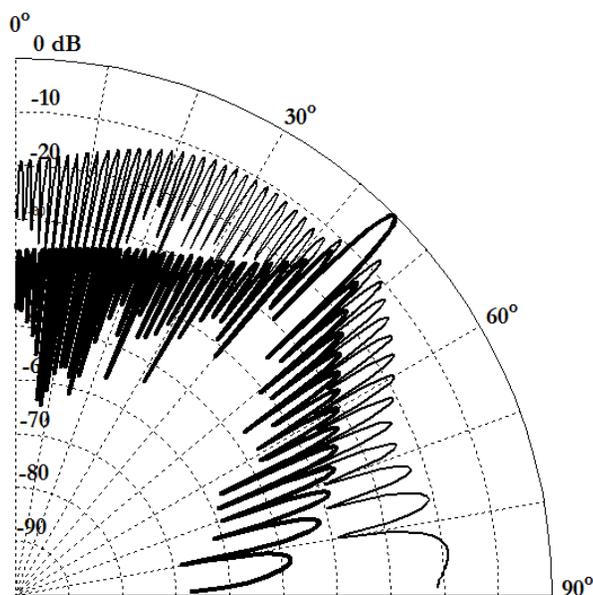
Figure 3.13 Diagramme de directivité à la fréquence de résonance mécanique : réseau de transducteurs avec matériau de remplissage (trait épais), mono-élément (trait fin).

II-4) Application de la méthode de calcul à un réseau de transducteurs de 129 éléments

Dans cette section, la pression résultante d'un réseau de transducteurs composé de 129 éléments est calculée. L'utilisation de la méthode de calcul de la pression exposée dans la section II-1 et la connaissance du diagramme de directivité d'un réseau composé de $2Q+1$ éléments, considéré comme transducteur élémentaire (avec $Q = 3$ dans notre cas (figure 3.10)) permet d'aboutir au résultat tenant compte du couplage. Ce résultat est comparé avec celui obtenu dans le cas où le couplage n'est pas pris en compte (figure 3.14). On observe que lorsque l'angle de déflexion φ_0 est inférieur ou égal à 30° (par exemple $\varphi_0 = 15^\circ$) dans les deux cas les courbes obtenues sont les mêmes et le faisceau acoustique est bien défléchi dans la direction souhaitée (figure 3.14 a). Ceci est normal puisque dans la zone $(0 - 30^\circ)$ les diagrammes de directivités sont proches (figure 3.13). En revanche, lorsque l'angle de déflexion est supérieur à 30° (par exemple $\varphi_0 = 45^\circ$), la déflexion du faisceau est gênée par la présence du couplage et le résultat obtenu (trait fin) présente des lobes secondaires de niveau proche du principal (figure 3.14 b). Ceci s'explique facilement par la présence de lobes secondaires dans le diagramme de directivité élémentaire (figure 3.13) où l'on voit par exemple un minima à 45° . Il est donc clair que le couplage mécanique a un effet négatif sur les performances du réseau (déflexion, focalisation..). Nous pouvons également constater que les courbes obtenues ne comportent pas de lobes d'effet réseau, grâce au respect du critère de Nyquist.



(a) Angle de déflexion $\varphi_0 = 15^\circ$



(b) Angle de déflexion $\varphi_0 = 45^\circ$

Figure 3.14 Pression résultante d'un réseau de transducteurs composé de $N = 129$ éléments avec $R = 10L$ ($L = Na$) : sans couplage (trait épais), avec couplage (trait fin).

III) Validation expérimentale

III-1) Fabrication du réseau de transducteurs

Le réseau de transducteurs fabriqué est composé de sept éléments piézoélectriques en PZ27 (les propriétés matériau sont fournies par le fabricant (chapitre 2, annexe II-3)) et fonctionne autour de 481 kHz. Le nombre d'éléments reste assez restreint comparé aux réseaux de transducteurs industriels mais est suffisant pour étudier le phénomène du couplage, compte tenu des résultats illustrés en section II-2.

Pour la réalisation du réseau de transducteurs, nous avons opté pour la procédure de fabrication présentée sur la figure 3.15. C'est une technologie de découpe et d'imprégnation connue sous son nom anglais « dice and fill » [III-4]. A partir d'une plaque piézoélectrique préalablement polarisée, commandée chez Ferroperm ($T = 3.3$ mm, $W = 7$ cm et $L = 7$ cm) (figure 3.15 a), les différents éléments du réseau ont été découpés à l'aide d'une scie diamantée d'épaisseur 0.5mm, tout en respectant un espacement régulier entre les éléments ($a = 1.2$ mm) inférieur à $\lambda_r/2$ (figure 3.15 b). Les rainures réalisées sont remplies par une résine adéquate, de préférence sous vide afin de minimiser la présence de bulles d'air entre les différents éléments (figure 3.15 c). Ensuite la plaque est découpée une nouvelle fois afin de retirer la partie de céramique non rainurée (figure 3.15 d). Enfin, le réseau de

transducteurs obtenu est monté au milieu d'un support contenant des pistes préalablement métallisés afin de faciliter la soudure des différents fils de connexion et la manipulation du prototype (figure 3.16 a). Les deux faces du réseau de transducteurs sont libres : c'est-à-dire sans aucune lame d'adaptation avant et sans amortisseur arrière. Le support est donc découpé sous forme rectangulaire afin d'éviter de charger la face arrière du réseau (figure 3.16 b).

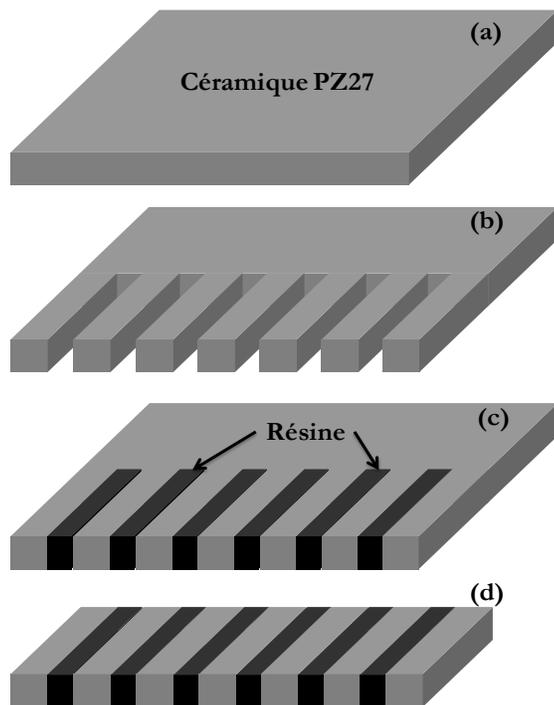
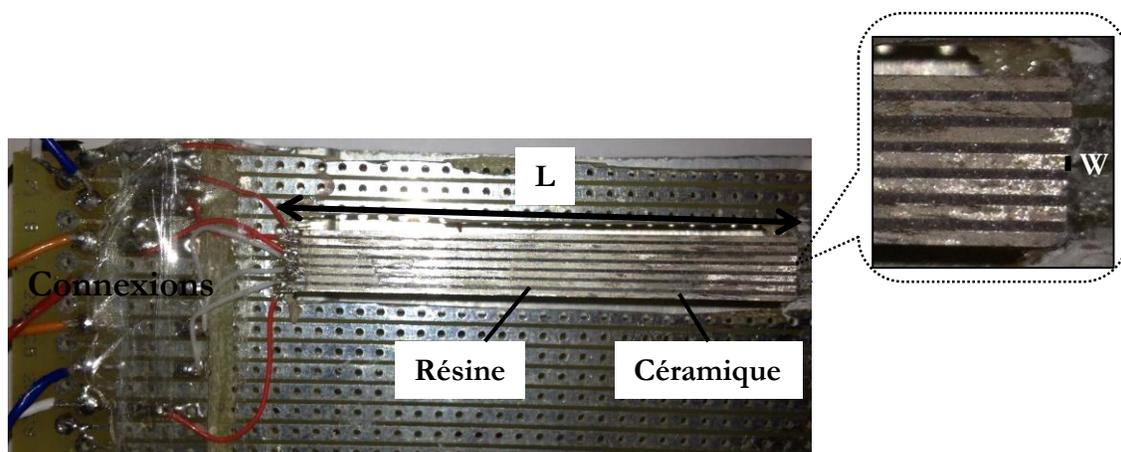
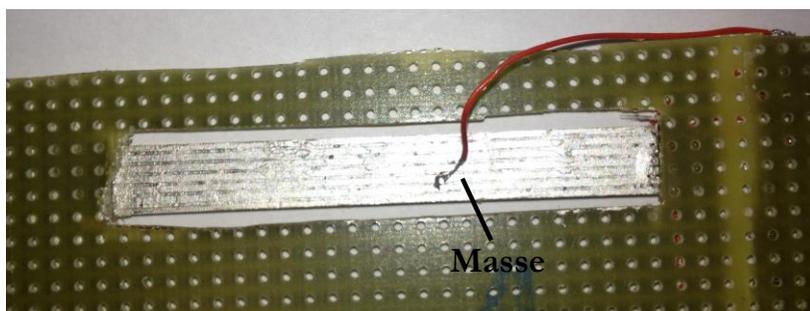


Figure 3.15 Procédure de fabrication du réseau de transducteurs constitué de sept éléments : (a) plaque piézoélectrique polarisée, (b) première découpe de la plaque, (c) remplissage des rainures, (d) deuxième découpe de la plaque et formation du réseau.



(a)



(b)

Figure 3.16 Réseau de transducteurs fabriqué, (a) face avant, (b) face arrière.

III-2) Dispositifs de mesures

III-2 .1) Mesures de déplacement dans l'air

Les mesures de déplacement effectuées dans l'air sont de deux types : des mesures locales réalisées au milieu du réseau à l'aide du dispositif présenté dans le chapitre 2 section IV-1.1 (figure 2.13) et des mesures globales à la surface rayonnante de tout le réseau à l'aide du dispositif de mesure de la figure 3.17. Ce système de mesure est composé d'une part, d'un générateur de tension basse fréquence (GBF) pour exciter l'élément central du réseau et d'autre part, d'un ordinateur permettant la commande automatique d'un Vibromètre Laser de type Polytech psv400, c'est-à-dire le réglage du balayage bidimensionnel du faisceau laser et la profondeur de focalisation. Une fois le balayage de toute la surface du réseau effectué, l'acquisition des résultats est réalisée à l'aide d'un logiciel adéquat (PolyscanViewer).

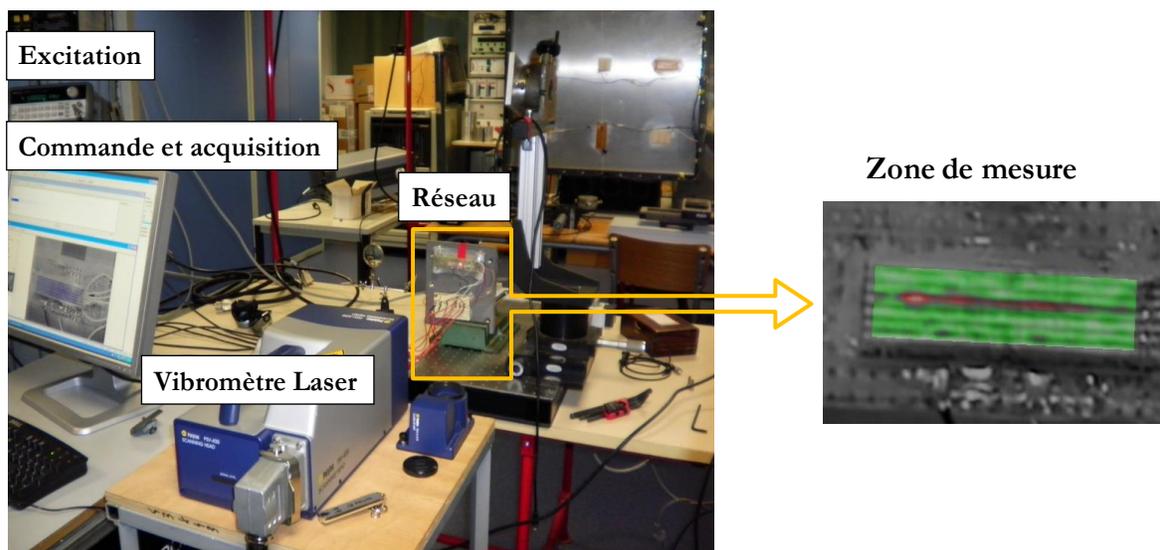


Figure 3.17 Dispositif de mesure de déplacement à la surface de tout le réseau.

III-2 .2) Mesures de rayonnement dans l'eau

Le système de mesure de rayonnement exposé sur la figure 3.18 est utilisé quant à lui afin de réaliser des mesures de rayonnement du réseau de transducteurs dans l'eau. Pour plus de détails concernant le fonctionnement, le lecteur pourra se référer à la section IV-1.2 du chapitre 2.

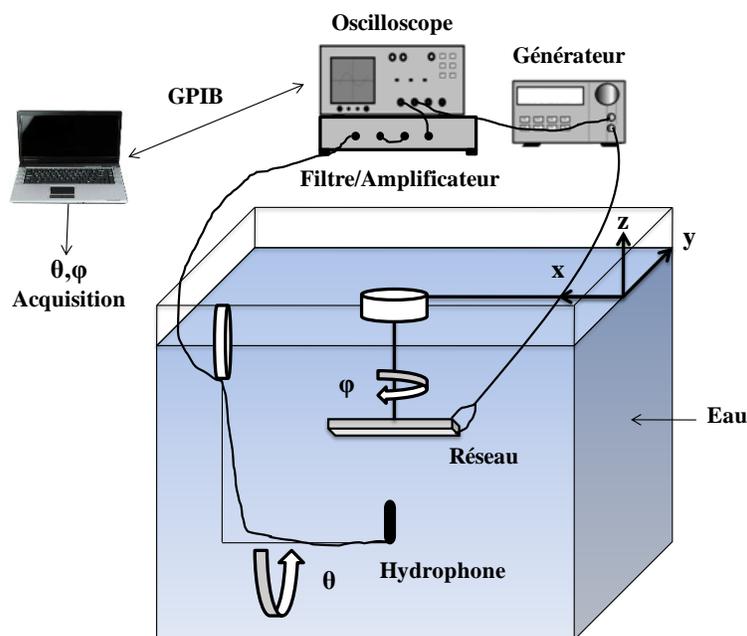


Figure 3.18 Système de mesure de rayonnement du réseau de transducteurs dans l'eau.

III-3) Résultats expérimentaux

III-3 .1) Mesures de déplacement dans l'air

a) Détermination de la fréquence de résonance mécanique

Nous avons en premier lieu cherché à déterminer la fréquence de résonance mécanique correspondant au maximum de l'amplitude de déplacement normal sur l'élément central lorsque ses voisins sont reliés à la masse (figure 3.19). Cette fréquence caractéristique est obtenue aux alentours de 481 kHz.

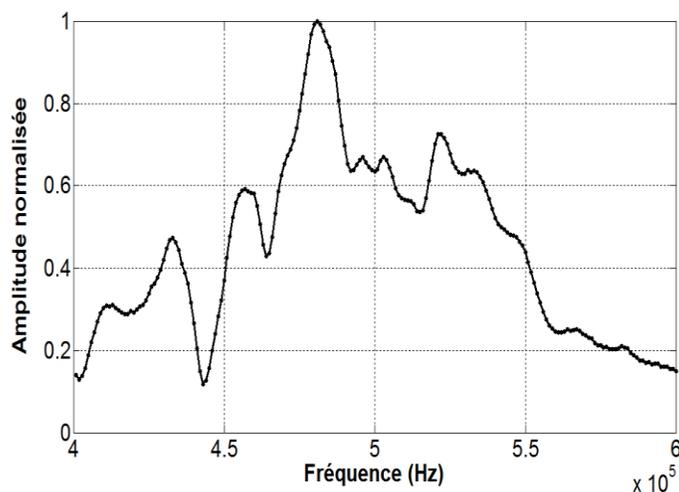


Figure 3.19 Module du déplacement normal mesuré au milieu de l'élément central.

b) Mesures ponctuelles de déplacement au milieu du réseau

A l'aide du dispositif de mesure de déplacement présenté dans le chapitre 2 (figure 2.13), nous avons déterminé dans un premier temps l'amplitude de déplacement normal sur chaque élément du réseau lorsque l'élément central est excité à la fréquence de résonance mécanique (figure 3.20). Le résultat est comparé avec les résultats de simulation (figure 3.21). On observe d'une part, un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques (modèle EF 2D) et d'autre part, un déplacement important sur les premiers voisins (1 et -1), un déplacement non négligeable sur les seconds voisins (2 et -2). Pour les troisièmes voisins (3 et -3), le déplacement mesuré et calculé est presque égal à la moitié de celui mesuré et calculé sur l'élément central (actif 0) reflétant ainsi l'importance des effets de bords dans la structure.

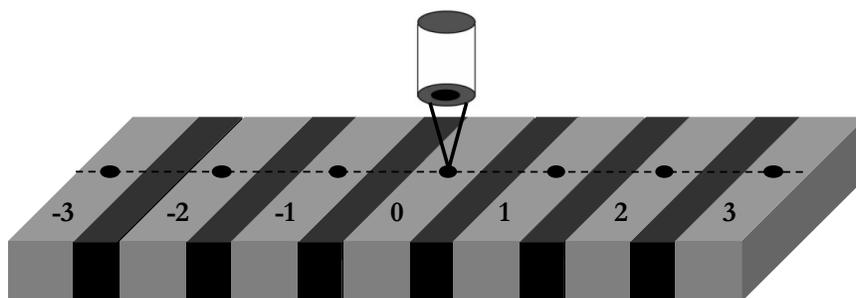


Figure 3.20 Mesures ponctuelles au milieu du réseau.

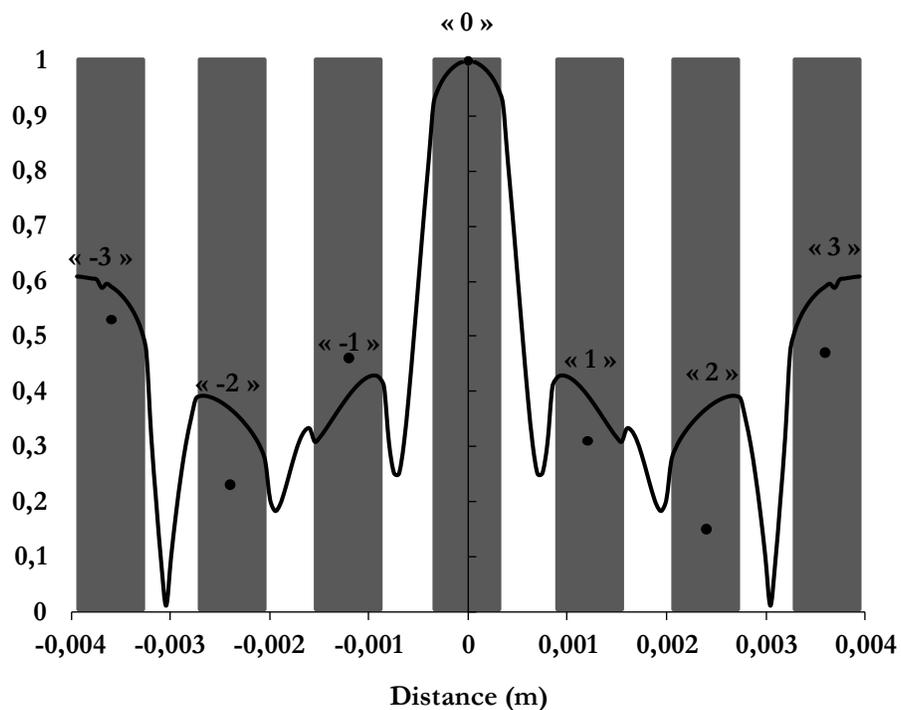
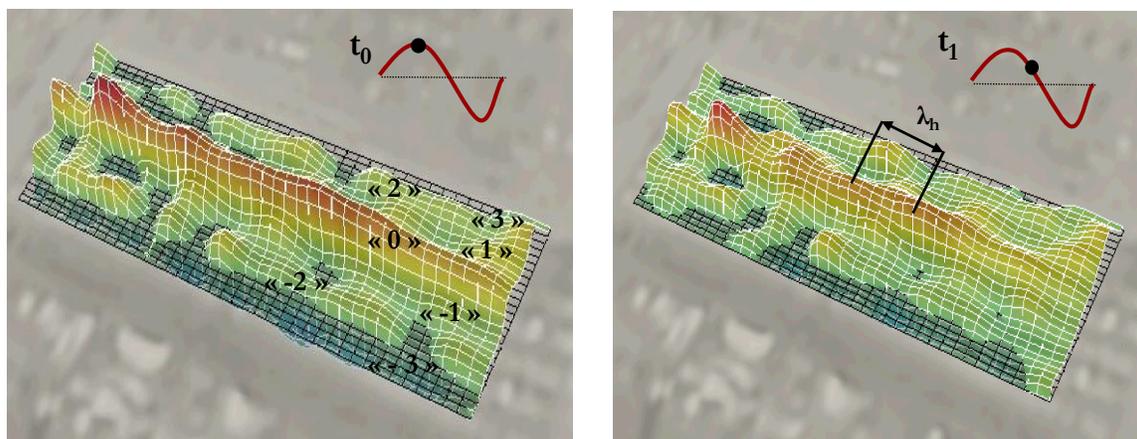


Figure 3.21 Amplitude des déplacements normalisés à la surface de chaque élément du réseau : déplacement calculé par la MEF 2D (courbe continue), mesure expérimentale (points noirs).

c) Mesures à la surface de tout le réseau aux instants t_0 , t_1 , t_2 et t_3



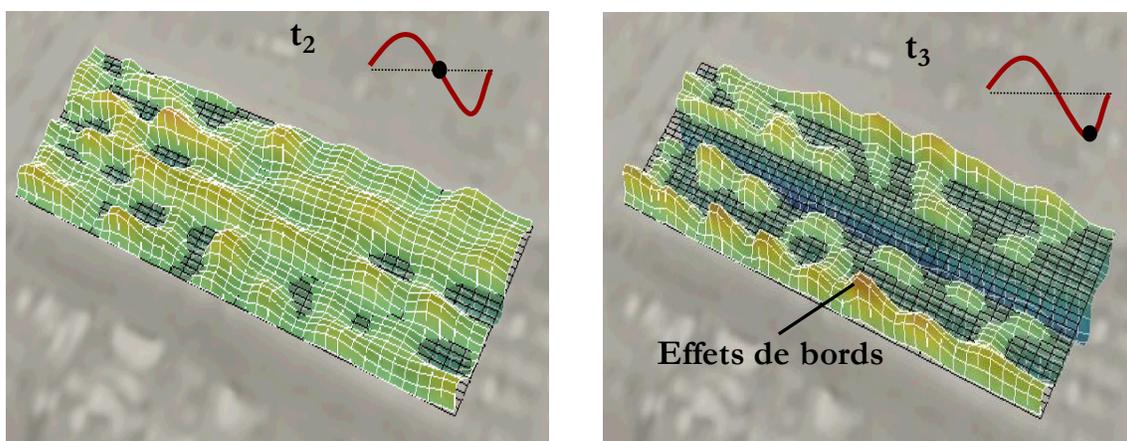


Figure 3.22 Champ de déplacement à la surface du réseau aux instants t_0 , t_1 , t_2 et t_3 .

Les résultats des mesures effectuées à l'aide du dispositif (figure 3.17) sont exposés ici à quatre instants t_0 , t_1 , t_2 et t_3 du signal d'excitation (figure 3.22). Cette figure représentative du profil de déplacement réel de la structure vient confirmer les remarques avancées précédemment lors des mesures locales. Elle indique un déplacement majoritairement en épaisseur de l'élément central excité, des déplacements parasites sur les éléments voisins et elle montre clairement les effets des bords. De plus elle met en évidence, comme on pouvait s'y attendre que le déplacement obtenu à la surface de chaque élément n'est pas tout à fait uniforme selon la longueur. Le mode harmonique longueur évoqué dans le chapitre 2 (III-2.3) et de longueur d'onde λ_h est nettement visible, mais sa contribution sur le rayonnement comme indiqué au chapitre 2 peut être considérée comme négligeable dans la zone de travail utile (0° - 60°). Ce résultat sera confirmé à la section III-3.2.

III-3 .2) Diagramme de rayonnement dans l'eau

A l'aide du dispositif de mesure de rayonnement exposé à la figure 3.18, nous avons mesuré le diagramme de directivité du réseau en champ lointain entre 0° et 60° par pas de 2° . L'élément central est excité par un signal sinusoïdal, constitué de 40 cycles et d'amplitude 10V crête à crête à la fréquence de résonance mécanique 476 kHz et les autres éléments sont reliés à la masse. Le résultat de la mesure est comparé sur la figure 3.23 avec le résultat numérique. On observe un bon accord. Dans les deux cas, le diagramme de directivité présente un lobe principal dans la direction $\pm 20^\circ$ et d'autres lobes secondaires sont obtenus dans la direction $\pm 55^\circ$. Comme on pouvait s'y attendre, le maximum de pression acoustique rayonnée est obtenu en dehors de la direction axiale 0° , contrairement au cas du transducteur mono-élément également représenté sur cette figure, où le diagramme de directivité est quasi-omnidirectionnel. Ce résultat confirme la présence du couplage mécanique dans le réseau.

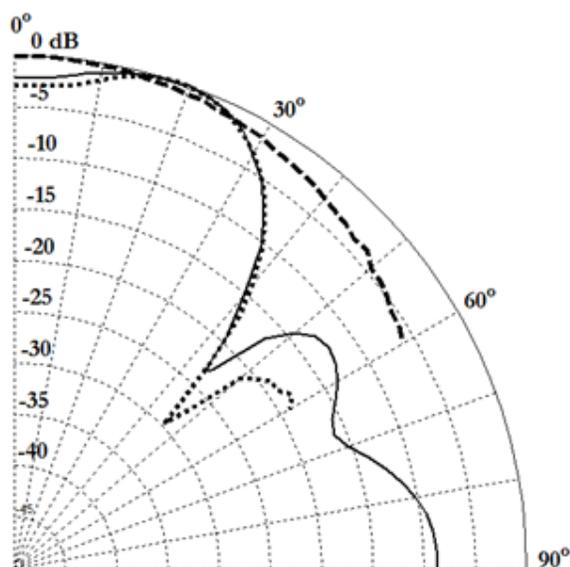


Figure 3.23 Diagrammes de directivité expérimental et numérique du réseau: résultat numérique (trait continu), résultat expérimental (trait en pointillés), résultat expérimental pour un mono-élément (trait discontinu).

IV) Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence la présence du couplage inter-éléments dans les réseaux de transducteurs ultrasonores et nous avons montré comment celui-ci dégrade le diagramme de directivité de chaque élément du réseau en champs lointain. L'étude est réalisée dans un premier temps sur un réseau de transducteurs composé de dix-sept éléments afin de déterminer les éléments voisins de l'élément excité les plus perturbés. Suite aux résultats, il apparaît que l'analyse d'un réseau de transducteurs constitué de sept éléments piézoélectriques est suffisante en première approche pour tenir compte du couplage mécanique entre les éléments. Ce dernier est donc modélisé numériquement par EF puis fabriqué et testé par le biais de mesures de déplacement dans l'air et de rayonnement dans l'eau. Un bon accord est obtenu entre les résultats prévus numériquement et ceux mesurés. On observe en outre un couplage important dans le réseau de transducteurs fabriqué au niveau des éléments voisins. Il est donc nécessaire de pouvoir le réduire voire le supprimer pour améliorer la directivité du réseau et par conséquent ses performances électro-acoustiques. Ceci fait justement l'objet du chapitre 4, où des méthodes de correction de couplage seront proposées.

- [III-1] J. D. LARSON, « Non-ideal radiators in phased array transducers », IEEE Ultrasonics Symposium, p.673 – 684, (1981).
- [III-2] B. Cugnet, A.-C. Hladky, J. Assaad, « Numerical technique to reduce cross-coupling in acoustical arrays », Ultrasonics, 40, p.503 – 506, (2002).
- [III-3] J. Assaad and C. Bruneel, « Radiation from finite phased and focused linear array including interaction », J. Acoust. Soc. Am., 101 (4), p.1859 – 1867, (1996).
- [III-4] H.P. Savakus, K.A. Klicker and R.E. Newnham, « PZT-epoxy piezoelectric transducers: A simplified fabrication procedure », Materials Research Bulletin, 16, p.677 – 680, (1981).

**Chapitre 4 – Correction du couplage inter-
éléments dans les réseaux de transducteurs
ultrasonores**

I) Introduction

Dans le chapitre 3, nous avons mis en évidence et quantifié le phénomène de couplage inter-éléments dans un réseau de transducteurs. En effet, nous avons montré son impact sur le diagramme de rayonnement et nous avons évoqué la nécessité de réduire voire d'éliminer ce phénomène afin d'améliorer les performances du réseau.

Dans ce chapitre, nous corrigerons le couplage inter-éléments existant dans le réseau de transducteurs fabriqué, par le biais de tensions convenablement calculées et appliquées sur chaque élément du réseau. Deux méthodes originales seront donc proposées afin de déterminer ces tensions de correction. La première nécessite la connaissance des déplacements normaux moyens à la surface rayonnante de chaque élément du réseau. Cette méthode ayant déjà été étudiée numériquement dans notre équipe [IV-1], nous rappellerons son principe et nous montrerons qu'il est possible de la mettre en pratique sur des réseaux symétriques et non symétriques. Une deuxième méthode simple d'utilisation sera ensuite proposée puis validée numériquement et expérimentalement. Celle-ci repose sur des mesures purement électriques et fait appel au schéma électromécanique équivalent d'un transducteur piézoélectrique au voisinage de sa fréquence de résonance mécanique.

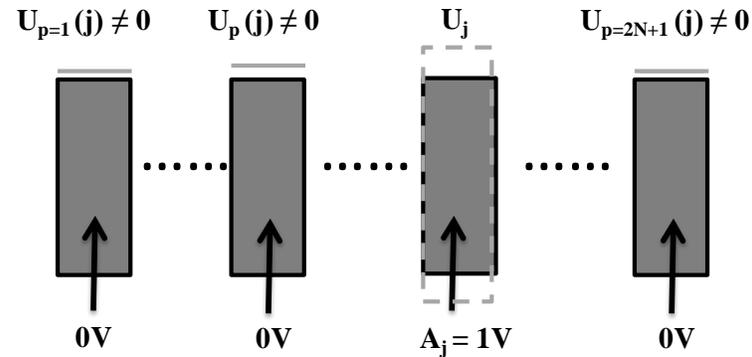
II) Présentation des méthodes de correction

II-1) Méthode de correction basée sur les déplacements normaux à la surface rayonnante

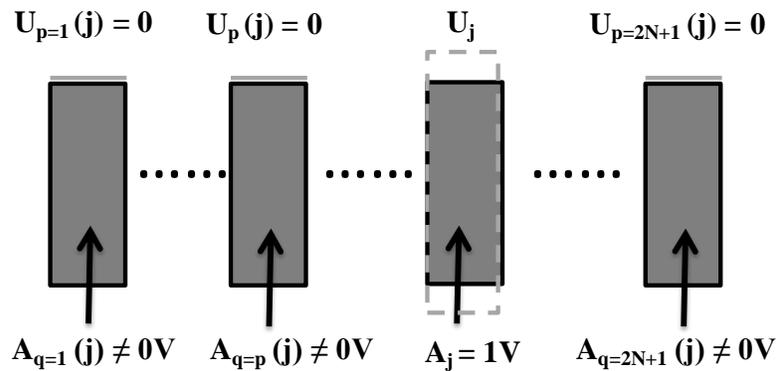
La méthode de correction du couplage étudiée dans cette partie, repose sur la connaissance des déplacements normaux moyens sur chaque élément du réseau (EF ou expérimentaux) ainsi que sur l'utilisation du principe de superposition décrit en détails par Boris Cugnet dans sa thèse [IV-2]. Nous rappelons ici les principales étapes de ce raisonnement :

La première étape consiste à considérer que chaque élément d'un réseau de transducteurs composé de $2N+1$ éléments est indépendant ainsi la pression acoustique résultante rayonnée par le réseau correspond à la somme des contributions de chaque élément. De cette manière, si nous arrivons à corriger le couplage dû à l'excitation de chaque élément du réseau, nous pourrons par la suite superposer toutes les excitations des éléments ainsi que les signaux de correction et aboutir au diagramme de rayonnement recherché.

Afin de réduire le couplage dû à l'excitation d'un élément j par une tension A_j (figure 4.1a), on propose d'appliquer des tensions de correction $A_q(j)$ sur les éléments voisins. Ainsi le déplacement parasite à la surface de chaque élément voisin $U_p(j)$ devient nul (figure 4.1b).



(a) Sans correction



(b) Avec correction

Figure 4.1 : Schéma descriptif du principe de correction: (a) l'élément j est excité par une tension $A_j = 1V$ et les éléments voisins sont passifs puisque $A_q(j) = 0V$ ($q \neq j$), (b) l'élément j est excité par une tension $A_j = 1V$ et les éléments voisins sont corrigés par des tensions $A_q(j) \neq 0V$ ($q \neq j$).

Le calcul des tensions de correction $A_q(j)$ (figure 4.1b) s'effectue en deux étapes : dans un premier temps, on translate la position de l'élément excité q . Dans un deuxième temps, on applique le principe de superposition. En d'autres termes, le déplacement total $U_p(j)$ sur un élément $p \neq j$ correspond donc à la somme des déplacements des différentes configurations (excitation normalisée sur l'élément q) multipliés par les coefficients de correction $A_q(j)$ (figure. 4.2).

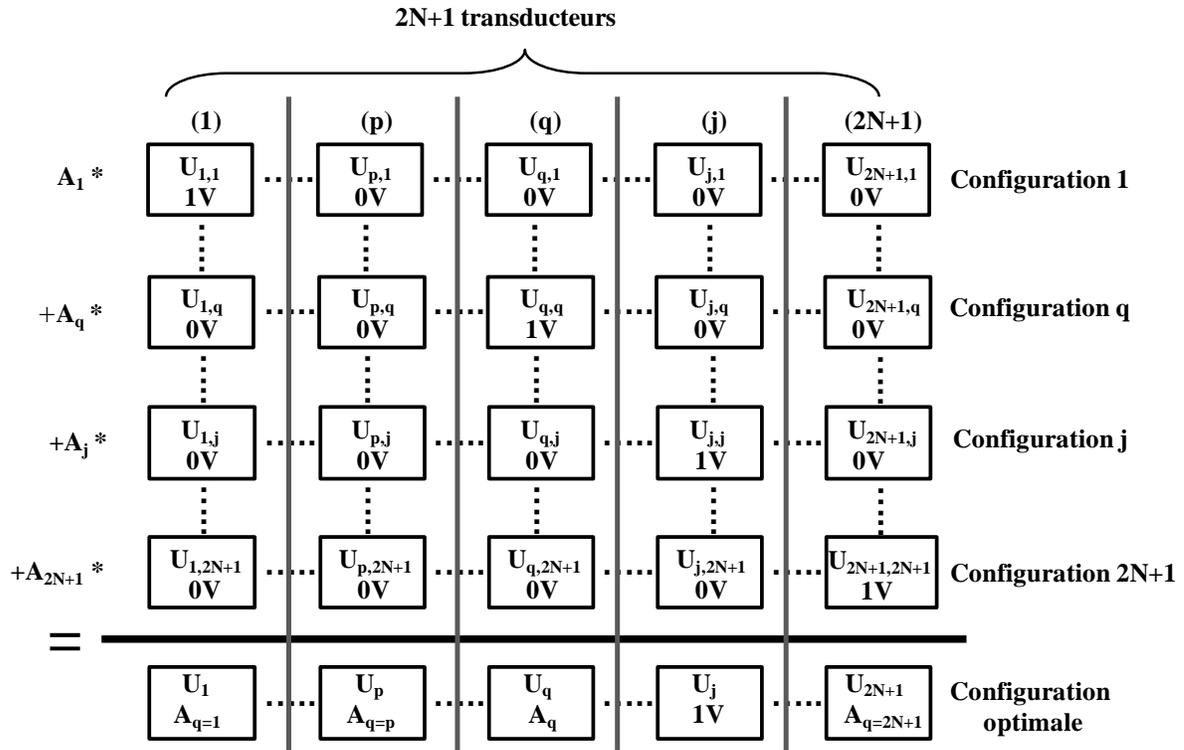


Figure 4.2 : Schéma descriptif du principe de superposition.

$$U_p(j) = \sum_{q=1}^{2N+1} U_{p,q} A_q(j), \quad (\text{IV.1})$$

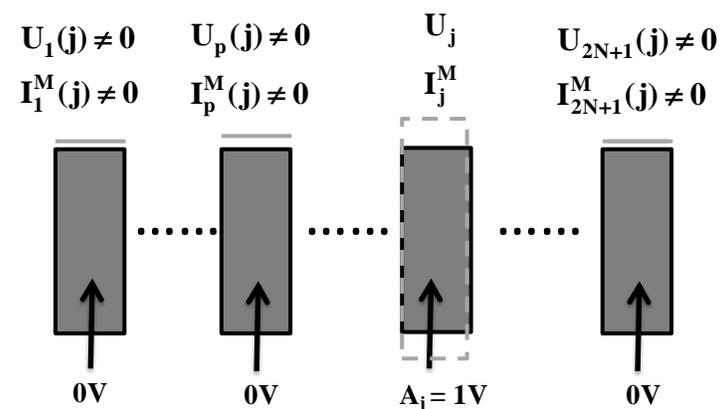
Afin de calculer les différents coefficients $A_q(j)$, on utilise le fait que : $U_p(j) = 0$ dans le cas de la correction (figure 4.1b). La relation (IV.1) aboutit donc à la relation (IV.2):

$$\sum_{q=1}^{2N+1} U_{p,q} A_q(j) = 0, \text{ pour } p \neq j \quad (\text{IV.2})$$

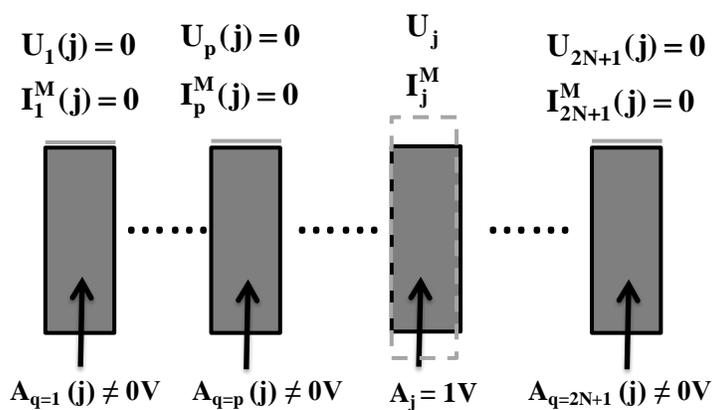
où le paramètre $U_{p,q}$ correspond au déplacement normal moyen obtenu sur l'élément p pour une excitation normalisée sur l'élément q .

II-2) Méthode électrique

Cette méthode utilise à la fois le principe de superposition et le schéma électromécanique équivalent d'un transducteur piézoélectrique, afin d'obtenir les tensions de correction à appliquer sur les éléments voisins de l'élément excité. La démarche à suivre est assez similaire à celle de la méthode basée sur les déplacements normaux, seulement cette fois-ci au lieu d'utiliser les déplacements nous faisons appel aux courants motionnels dans chaque élément du réseau (figure 4.3). Nous pouvons de cette manière nous passer de l'utilisation d'un vibromètre laser.



(a) Sans correction

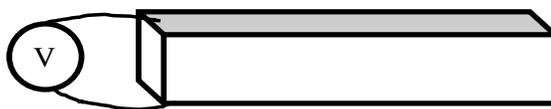


(b) Avec correction

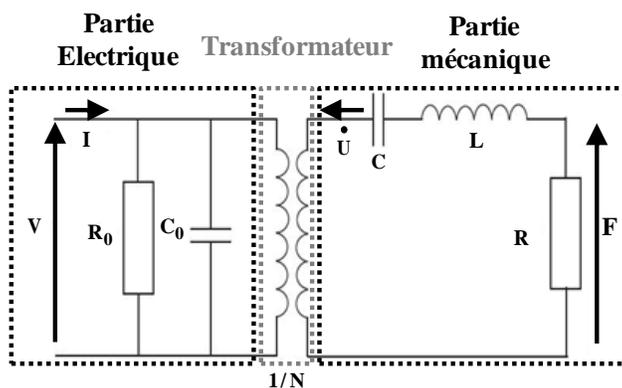
Figure 4.3 : Schéma descriptif du principe de correction: (a) l'élément j est excité par une tension $A_j = 1V$ et les éléments voisins sont passifs puisque $A_q(j) = 0V$ ($q \neq j$), (b) l'élément j est excité par une tension $A_j = 1V$ et les éléments voisins sont corrigés par des tensions $A_q(j) \neq 0V$ ($q \neq j$).

II-2 .1) Schéma électrique équivalent

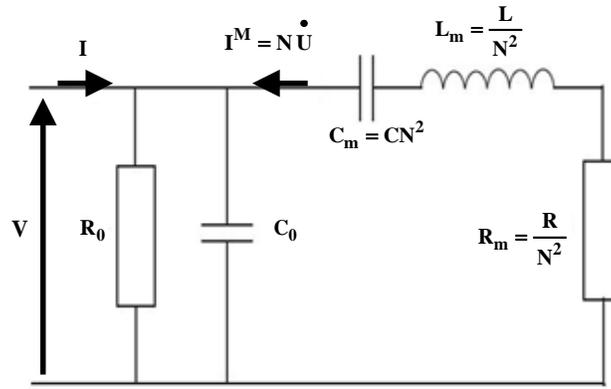
La figure 4.4a représente le cas d'un matériau piézoélectrique polarisé suivant la direction perpendiculaire à son épaisseur et excité par une tension sinusoïdale V à la fréquence de résonance mécanique du mode épaisseur. Son schéma électromécanique équivalent au voisinage de la fréquence de résonance est donné par le circuit de la figure 4.4b [IV-3]. Ce circuit est composé d'une partie électrique (R_0 , C_0) et d'une partie mécanique (R , L et C) correspondant respectivement à l'amortissement, à la masse et à l'inverse de la rigidité du matériau. Les deux parties électrique et mécanique sont reliées par un transformateur idéal de rapport de transformation N , traduisant la propriété piézoélectrique du matériau. En ramenant la partie mécanique du circuit au niveau du primaire du transformateur, il est facile de démontrer que ce circuit est équivalent à celui de la figure 4.4c. C'est justement ce dernier circuit qui sera utilisé tout au long de ce travail.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.4 : Schéma équivalent d'un transducteur piézoélectrique: (a) matériau piézoélectrique polarisé suivant la direction perpendiculaire à son épaisseur, (b) schéma électromécanique (avec transformateur), (c) schéma électrique (sans transformateur).

La relation entre le déplacement normal à la surface de l'élément piézoélectrique et le courant motionnel est exprimée par [IV-4] :

$$N = \frac{I^M}{\dot{U}}, \quad (\text{IV.3})$$

où I^M est le courant motionnel et \dot{U} est la vitesse vibratoire associée au déplacement. Pour une excitation harmonique à la pulsation ω_0 , la relation (IV.3) s'écrit :

$$I^M = -jN\omega_0 U. \quad (\text{IV.4})$$

Dans le cas d'un réseau de transducteurs composé de $2N+1$ éléments collés les uns aux autres par une résine non conductrice, nous utilisons le circuit équivalent de la figure 4.4b pour chaque élément piézoélectrique, tandis que la résine est représentée par une ligne de transmission sans perte [IV-5] (deux inductances identiques et une capacité). La représentation schématique de ce réseau est illustrée sur la figure 4.5.

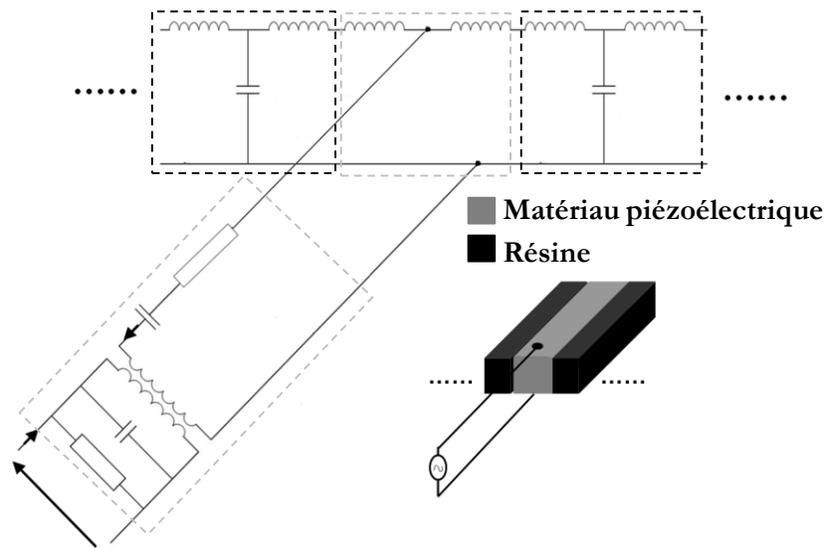


Figure 4.5 : Schéma électromécanique équivalent d'une cellule élémentaire d'un réseau de transducteurs composé de $2N+1$ éléments collés par de la résine

On adopte le même raisonnement que dans le cas de la méthode des déplacements, en utilisant cette fois-ci la relation de linéarité entre le déplacement normal et le courant motionnel (éq. IV.4). L'annulation des déplacements parasites sur les éléments voisins de l'élément excité revient donc à annuler les courants motionnels de chaque élément voisin. Le calcul des tensions de correction $A_q(j)$ à appliquer pour annuler ces courants est réalisé en utilisant le principe de superposition. De cette manière, le courant total $I_p^M(j)$ sur un élément voisin $p \neq j$ correspond à la somme des courants $I_{p,q}^M(j)$ des différentes configurations (excitation normalisée sur l'élément q) multipliés par les coefficients de correction $A_q(j)$.

$$I_p^M(j) = \sum_{q=1}^{2N+1} I_{p,q}^M(j) A_q(j) . \quad (\text{IV.5})$$

Afin de calculer les différents coefficients $A_q(j)$, on utilise le fait que $I_p^M(j) = 0$ dans le cas de la correction (fig.4.3b). La relation (IV.5) permet au final d'obtenir la relation (IV.6):

$$\sum_{q=1}^{2N+1} I_{p,q}^M(j) A_q(j) = 0 \quad \text{pour } p \neq j \quad (\text{IV.6})$$

II-2 .2) Détermination des courants motionnels $I_{p,q}^M$

La détermination des différents courants motionnels $I_{p,q}^M$ sur un élément voisin p lorsqu'un élément q est excité par une tension normalisée (1V) est réalisée en deux étapes :

Tout d'abord, lorsque $p \neq q$ il suffit de connecter chaque élément du réseau à la masse par le biais d'une faible résistance R ($R = 50\Omega$). Cette résistance étant très faible devant l'impédance Z associée à la capacité de l'élément p , elle peut donc être assimilée à un court-circuit. De cette manière, le courant parcourant la résistance R n'est rien d'autre que le courant motionnel $I_{p,q}^M$ (figure 4.6).

La connaissance de la tension $V_{p,q}^M$ aux bornes de la résistance R permet donc d'aboutir à ces courants grâce à la loi d'Ohm :

$$I_{p,q}^M = \frac{V_{p,q}^M}{R} . \quad (\text{IV.7})$$

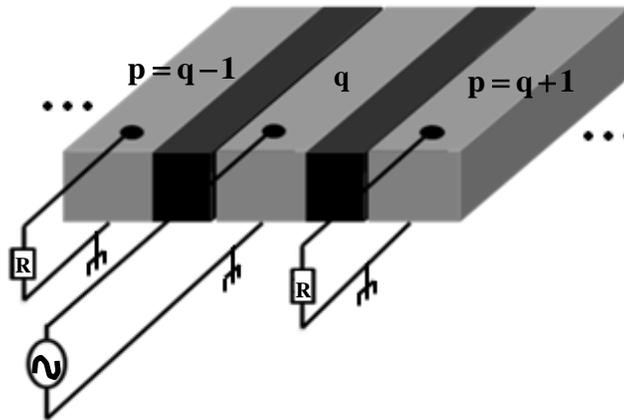


Figure 4.6 : L'élément q est excité et les autres sont reliés à la masse via une faible résistance R .

Dans le cas de figure où $p \neq j$ et $p = q$, les courants motionnels $I_{p,q}^M$ sur les éléments excités sont obtenus grâce au circuit équivalent de la figure 4.7. V et I correspondent respectivement à la tension appliquée et au courant parcourant l'élément excité, d'impédance motionnelle Z_m . Z_L représente l'impédance de la charge (résines et les autres éléments du réseau). La résistance R_0 possède une valeur très grande, elle peut donc être omise puisqu'elle est reliée en parallèle.

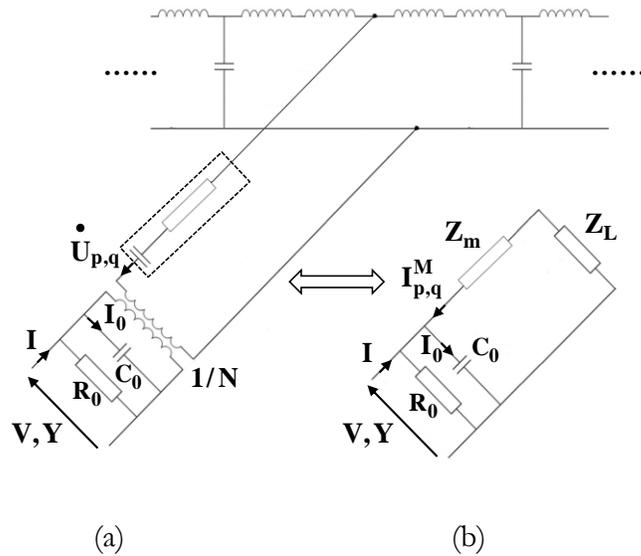


Figure 4.7 : Circuit équivalent du réseau de transducteurs : (a) circuit équivalent global, (b) circuit simplifié.

A partir du circuit représenté sur la figure 4.7, nous avons :

$$I_{p,q}^M = I_0 - I, \quad (\text{IV.8})$$

où I_0 est le courant parcourant la capacité C_0 .

La relation (IV.8) peut s'écrire également sous la forme :

$$I_{p,q}^M = - (Y - Y_0)V = - (G + j(B - B_0))V, \quad (\text{IV.9})$$

où $Y = G + jB$ correspond à l'admittance de l'élément excité et B_0 est la susceptance associée à la capacité C_0 à la fréquence de travail F_0 : $B_0 = (2\pi F_0)C_0$.

En pratique l'admittance Y est mesurée grâce à un analyseur de réseau vectoriel et la capacité C_0 est déduite à partir de la relation :

$$C_0 = \frac{\epsilon_{33}^s S}{l}. \quad (\text{IV.10})$$

où ϵ_{33}^S est la permittivité diélectrique du matériau piézoélectrique, S et T sont respectivement sa surface et son épaisseur.

III) Application des méthodes de correction

Dans cette partie les deux méthodes de correction sont expérimentées. Dans le cas de la méthode des déplacements, nous cherchons dans un premiers temps à valider celle-ci pour un calcul numérique sur une structure 2D (figure 4.8) similaire à celle exposée dans le chapitre 3. Dans un second temps, nous appliquons les tensions de correction obtenues sur une structure 3D (figure 4.9) afin de vérifier la validité des approximations utilisées. Dans ce but, nous comparons les champs de déplacement et les diagrammes de directivité obtenus avant et après application de la méthode. Une fois la validation numérique établie, nous testons la méthode expérimentalement sur deux types de réseaux : un premier réseau symétrique et un second non symétrique. Des mesures de déplacement sont donc effectuées avant et après correction du couplage et les résultats sont comparés.

Une procédure similaire est réalisée dans le cas de la méthode électrique. Une première tâche consiste donc à valider la méthode dans le cas d'une modélisation EF (2D). Ensuite, les résultats de la simulation obtenus sur les champs de déplacement et les diagrammes de directivités sont comparés avec des mesures expérimentales.

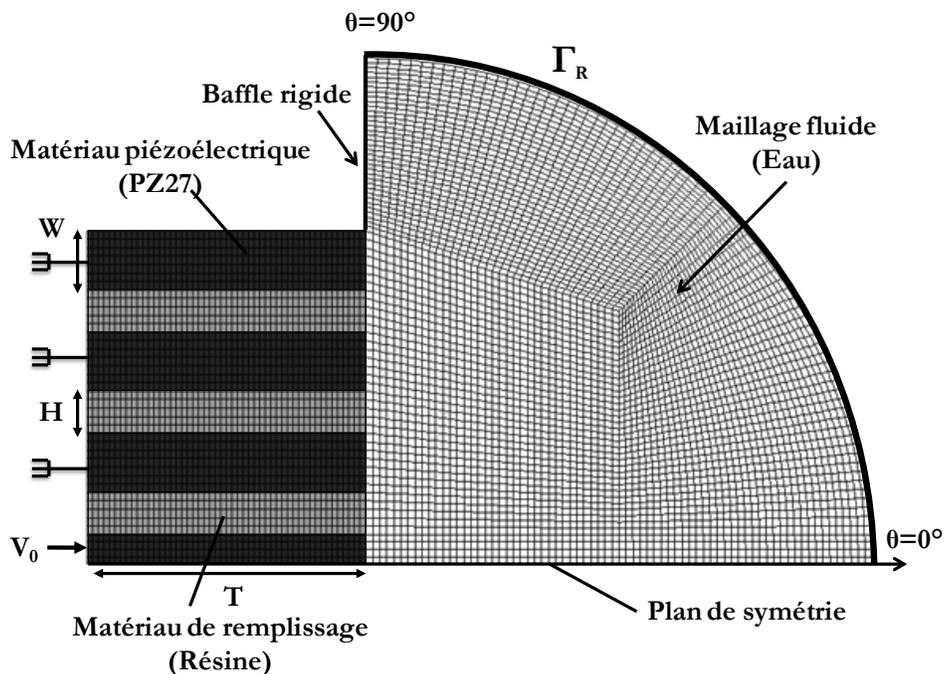


Figure 4.8 Maillage de la structure modélisée 2D.

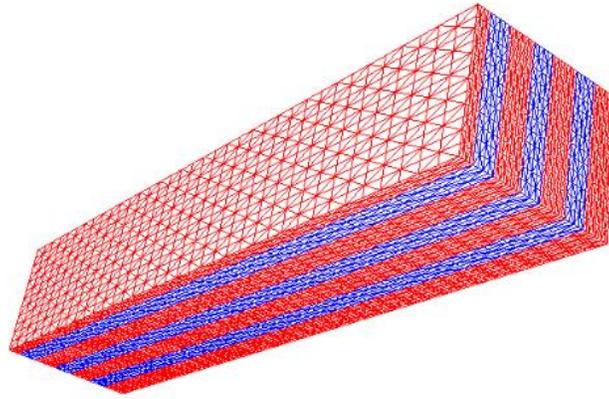


Figure 4.9 Maillage de la structure modélisée en 3D.

III-1) Méthode basée sur les déplacements normaux

III-1 .1) Application numérique de la méthode

La structure composée de sept éléments piézoélectriques rayonnant dans l'eau, représentée sur la figure 4.7, est modélisée ici numériquement à l'aide d'un modèle EF (2D) pour deux cas différents. Dans le premier cas, seul l'élément central est excité et les autres éléments sont reliés à la masse, tandis que dans le deuxième cas, des tensions de correction adéquates sont appliquées aux éléments voisins afin de corriger le couplage inter-éléments. Pour rappel, le calcul des tensions de correction est effectué à l'aide de l'équation IV.2. Les résultats obtenus pour ces deux cas concernant les champs de déplacement et les diagrammes de directivité sont ensuite comparés afin d'examiner l'efficacité de la méthode de correction proposée. Une vérification de cette méthode de correction est également réalisée sur la structure 3D représentée sur la figure 4.9 qui prend en compte la longueur réelle des éléments.

a) Champs de déplacement

Les figures 4.10a et 4.10b représentent les champs de déplacement à la fréquence de résonance mécanique $F_m = 454$ kHz avant et après correction. On peut vérifier ici que lorsque des tensions de correction obtenues par la méthode proposée : $A_2 = (0.2052V / +167^\circ)$, $A_3 = (0.447V / +140^\circ)$ et $A_4 = (0.37V / +48.18^\circ)$ sont appliquées respectivement aux éléments voisins « 1 », « 2 » et « 3 », les déplacements parasites observés précédemment (figure 4.10a) au niveau des surfaces rayonnantes de ces éléments, deviennent négligeables (figure 4.10b) et seul l'élément excité montre une vibration importante suivant son épaisseur. Les interactions sont donc nettement plus faibles que dans le cas où les éléments voisins sont reliés à la masse (figure 4.10a).

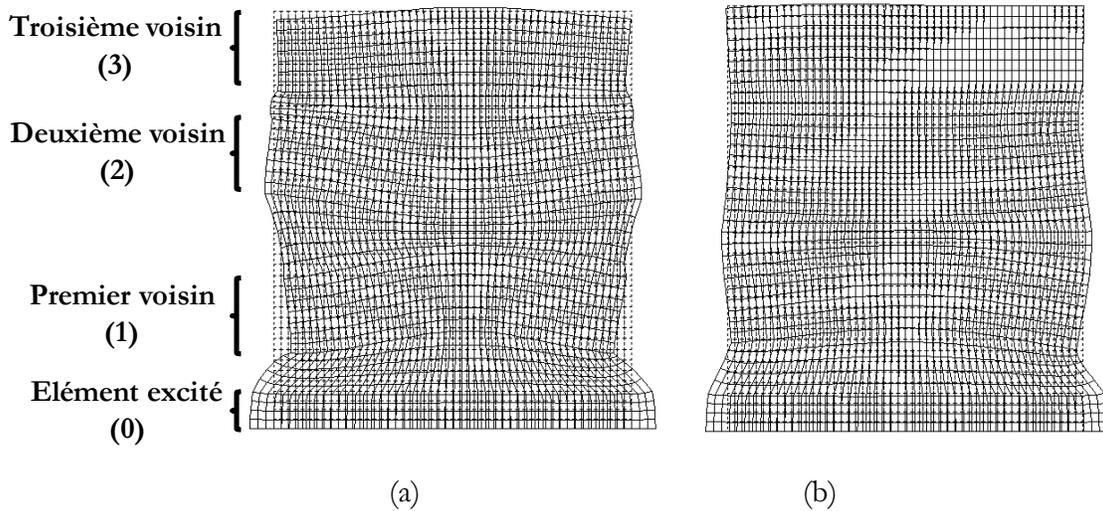


Figure 4.10 : Champs de déplacement obtenus à la fréquence de résonance mécanique $F_m = 454\text{kHz}$: (a) champ de déplacement sans correction, (b) champ de déplacement avec correction.

b) Diagrammes de directivité

De même, la figure 4.11 représente les diagrammes de directivité calculés en champ lointain du réseau dans les deux cas de figure, c'est-à-dire sans et avec correction du couplage. Nous remarquons d'après ces résultats que l'application des tensions de correction obtenues précédemment sur les différents éléments du réseau, permet d'améliorer grandement la directivité du réseau, puisque celle-ci devient quasi-omnidirectionnelle. En effet, le maximum de pression acoustique rayonnée est dans la direction axiale (0°) contrairement au cas sans correction où le lobe principal se trouve plutôt dans la direction $\pm 20^\circ$.

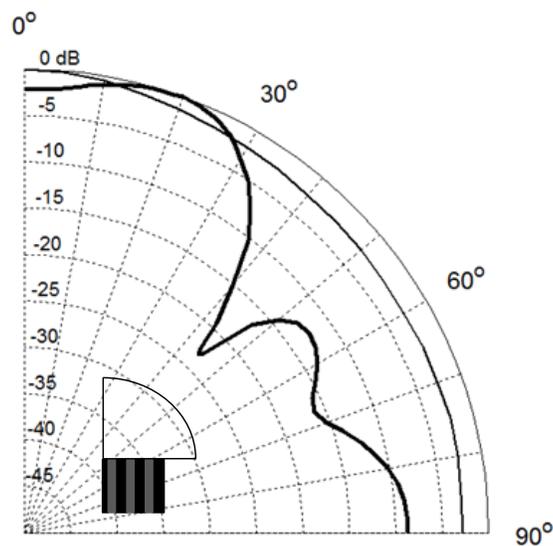
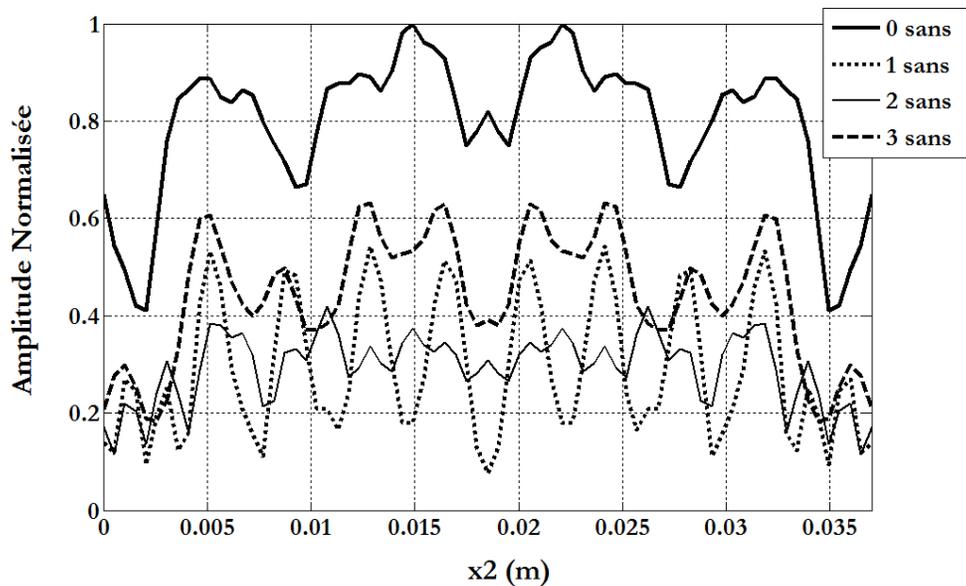


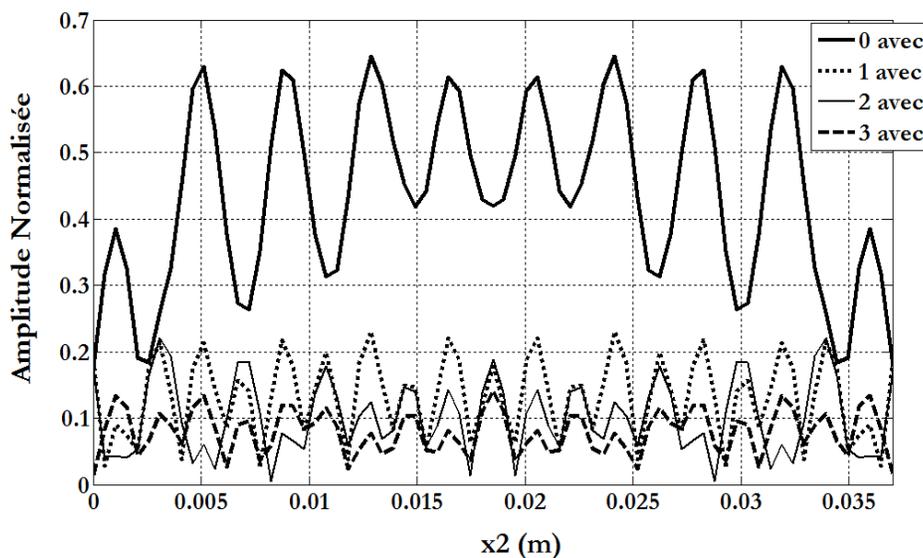
Figure 4.11 Diagrammes de directivité à la fréquence de résonance mécanique : sans correction du couplage (trait épais), avec correction du couplage (trait fin).

c) Vérification de la méthode pour une structure 3D

Les résultats décrits précédemment concernent la correction du couplage pour un réseau de longueur très grande devant la largeur et l'épaisseur, puisque l'on utilise un modèle 2D pour le modéliser. Les tensions de correction utilisées pour le modèle 2D sont ensuite appliquées sur une structure modélisée en 3D (figure 2.1, chapitre 2). Les résultats concernant les amplitudes des déplacements normaux obtenus à la surface de chaque élément du réseau et suivant la direction x_2 (en différents points de positions x_2 suivant la longueur de chaque élément) sont représentés sur la figure 4.12 et ceci dans les deux cas, sans et avec correction. Nous pouvons remarquer d'après ces courbes que l'application des tensions de correction précédentes, c'est-à-dire celles choisies pour le modèle 2D, aux différents éléments du réseau aide à réduire les déplacements parasites sur chaque élément du réseau (figure 4.12b). Nous constatons également que le niveau de l'élément central (l'élément excité) a été réduit, mais que sa contribution reste importante. Il est aussi visible que la correction offre l'avantage d'avoir un déplacement relativement uniforme sur la longueur de chaque élément et contribue encore plus à la réduction des effets des bords observés sur les éléments se trouvant aux extrémités (« 3 »).



(a) Sans correction



(b) Avec correction

Figure 4.12: Amplitude des déplacements obtenus à la surface de chaque élément du réseau: (a) sans correction, (b) avec correction.

III-1 .2) Validation expérimentale de la méthode

Nous avons montré dans la partie précédente par le biais de calculs numériques que la méthode de correction proposée permet de réduire grandement le couplage inter-éléments dans un réseau de transducteurs. Nous cherchons maintenant à valider expérimentalement l'efficacité de cette méthode sur deux types de réseaux de transducteurs. Des mesures de déplacement sont donc réalisées à l'aide du dispositif de mesure présenté dans le chapitre 2 (figure 2.13), à la surface rayonnante de chaque élément des réseaux fabriqués. L'étude est effectuée dans l'air car on peut considérer que le couplage acoustique dû au fluide est négligeable par rapport au couplage mécanique (partie II-3 du chapitre 3). Deux réseaux de transducteurs composés de sept éléments piézoélectriques ont été étudiés. Le premier réseau est celui décrit dans la partie II-1 du chapitre 2. Le second réseau de longueur différente (61 mm) est volontairement non symétrique afin de simuler des défauts de fabrication et donc vérifier la validité de la méthode dans ce cas.

a) Déplacements mesurés au milieu du réseau 1

Les mesures de déplacement sont effectuées au milieu de chaque élément du réseau (figure 3.20 du chapitre 3) à la fréquence de résonance mécanique $F_m = 481$ kHz. Le résultat obtenu avant correction (seul l'élément central est excité par une tension sinusoïdale d'amplitude 1V composé de 200 cycles et les autres sont reliés à la masse) est en bon accord avec celui de la modélisation EF

(figure 3.21 du chapitre 3). Afin de limiter l'étude aux premiers et deuxièmes voisins, les tensions de correction $A_2 = 0.48V / -20^\circ$ et $A_{-2} = 0.6V / -28^\circ$ sont appliquées respectivement aux éléments « 1 » et « -1 » et les tensions $A_3 = 1.05V / +153^\circ$ et $A_{-3} = 0.994V / +189^\circ$ aux éléments « 2 » et « -2 », tandis que les troisièmes voisins sont reliés à la masse via des résistances 50Ω . Les tensions de correction sont délivrées par quatre générateurs de tension basse fréquence. Ces générateurs fournissent des tensions sinusoïdales de fréquence 481 kHz, composées de 200 cycles dont l'amplitude et la phase dépendent de l'élément d'application. Les différents générateurs sont synchronisés entre eux grâce à un sixième générateur. Le résultat obtenu après correction est représenté sur la figure 4.13. Cette figure montre une bonne réduction des amplitudes des déplacements au niveau des éléments corrigés (de l'ordre de 10% au maximum).

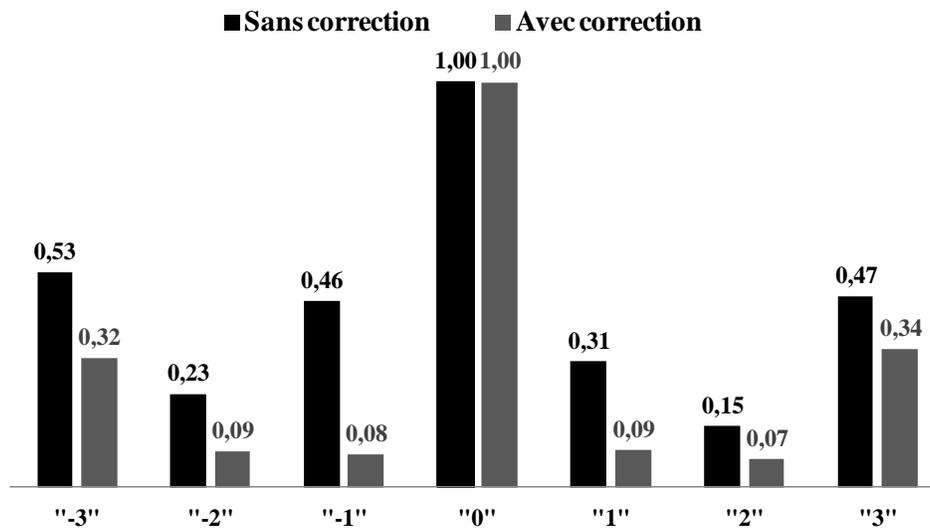


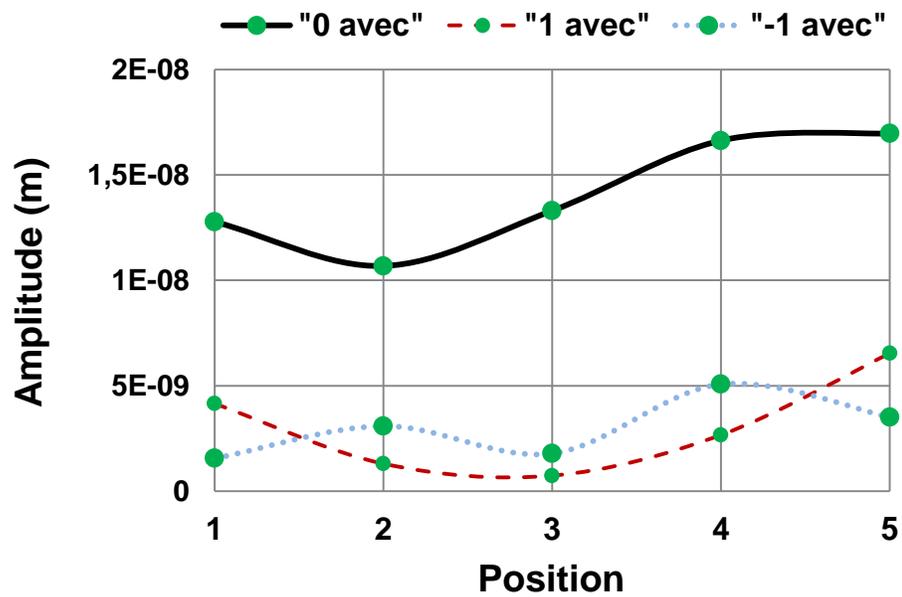
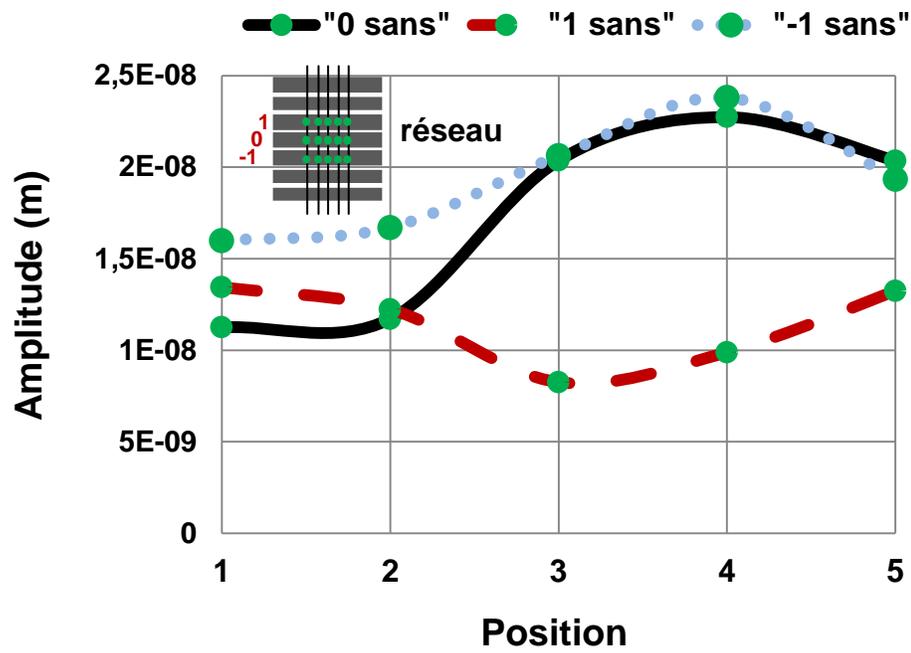
Figure 4.13 : Amplitude des déplacements normalisés à la surface de chaque élément du réseau dans les deux cas sans et avec correction.

b) Déplacements mesurés à la surface du réseau 2

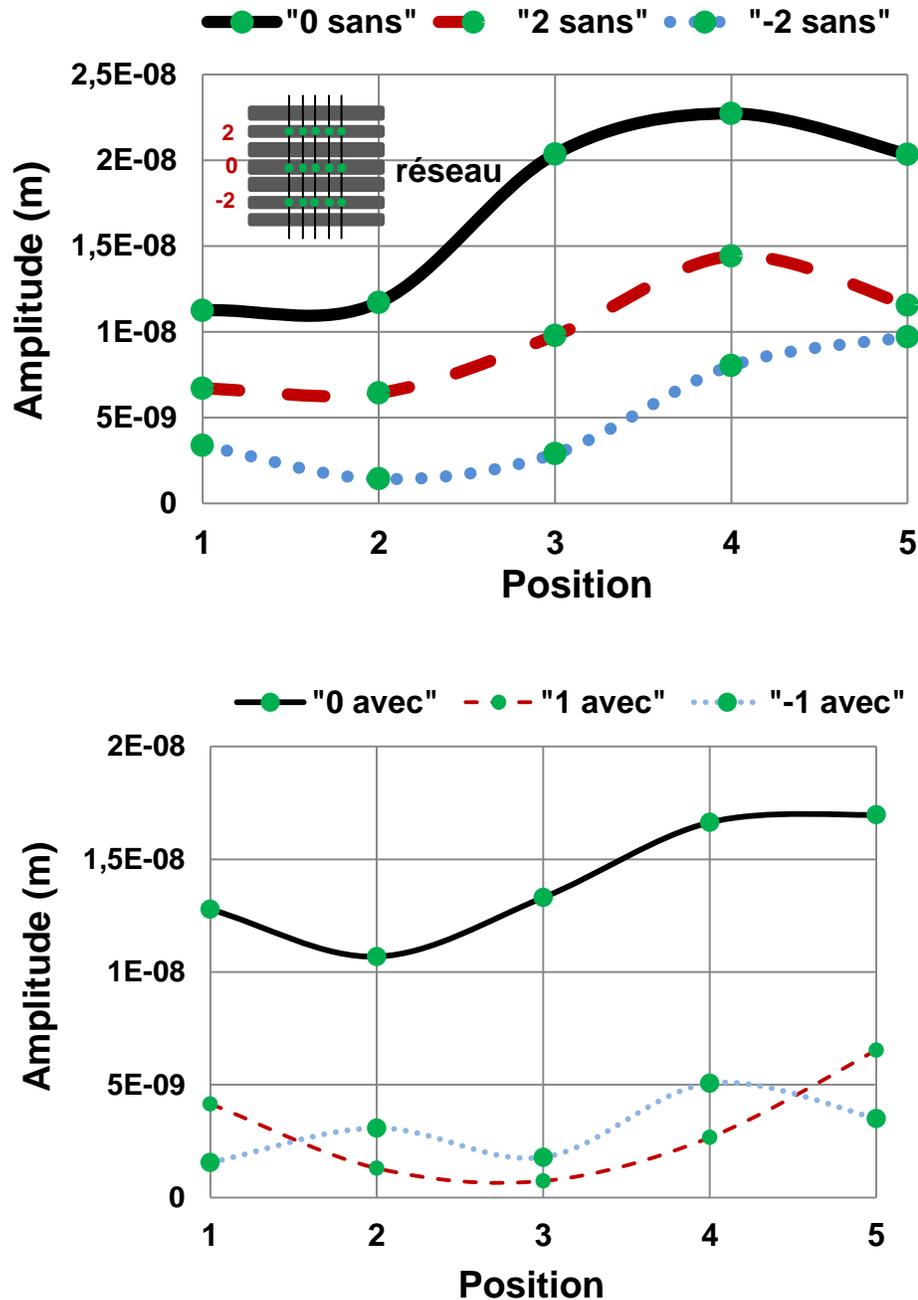
Des mesures de déplacement sont faites cette fois-ci sur le deuxième réseau à sa fréquence de résonance mécanique $F_m = 475$ kHz. Ces mesures sont effectuées à la surface de chaque élément en cinq points espacés de 1mm l'un par rapport à l'autre et dans les mêmes conditions que le réseau précédent. La figure 4.14 compare les modules des déplacements obtenus avant et après correction du couplage.

D'après les courbes de la figure 4.14a, nous pouvons constater que les déplacements mesurés sur les éléments du même rang : « 1 » et « -1 » sont assez différents car le réseau n'est pas symétrique. De plus le déplacement sur l'élément voisin « -1 » est supérieur à celui de l'élément excité « 0 ». La

comparaison des différents résultats avant et après correction sur chaque élément montre que l'on arrive à corriger le couplage même pour ce réseau qui comprend des défauts de fabrication.



(a)



(b)

Figure 4.14 : Amplitude des déplacements normalisés à la surface de chaque élément du réseau dans les deux cas sans et avec correction : (a) éléments « 0 », « 1 » et « -1 », (b) « 0 », « 2 » et « -2 ».

Afin de comprendre pourquoi le déplacement observé sur l'élément « -1 » est supérieur à celui mesuré sur l'élément excité « 0 », nous traçons l'amplitude des déplacements sur chaque élément du réseau en fonction de la fréquence. Le résultat est indiqué sur la figure 4.15. Il est clair d'après ces courbes que les éléments du réseau ne résonnent pas tous à la même fréquence. Nous constatons aussi que le déplacement mesuré sur l'élément « -1 » est supérieur à tous les autres déplacements et

que sa fréquence de résonance mécanique est exactement la même que celle de l'élément « 0 » d'où un niveau de déplacement élevé. Enfin, nous pouvons déduire que la méthode de correction proposée fonctionne même pour des éléments résonants à des fréquences légèrement différentes.

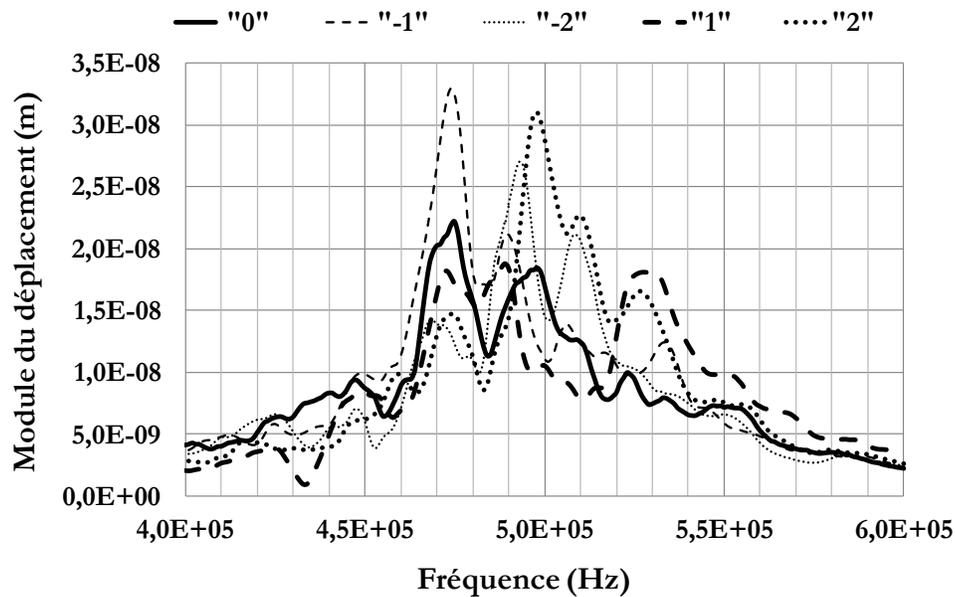


Figure 4.15 : Amplitude des déplacements normaux à la surface de chaque élément en fonction de la fréquence.

A partir des résultats obtenus numériquement et expérimentalement, nous avons vu que la méthode des déplacements est une méthode efficace pour corriger le couplage inter-éléments dans les réseaux de transducteurs. Néanmoins, cette méthode est un peu coûteuse car elle nécessite l'utilisation d'un vibromètre laser pour déterminer les déplacements. Une deuxième méthode électrique (décrite en II-2) est donc testée numériquement et expérimentalement.

III-2) Méthode électrique

Dans cette partie, nous cherchons à vérifier l'efficacité de la méthode de correction électrique proposée dans la section II-2. Une étude numérique 2D similaire à celle de la section précédente est donc menée afin de comparer les champs de déplacement et les diagrammes de directivité avant et après correction. Cette étude est complétée par une validation expérimentale réalisée sur le réseau de la figure 4.8, en mesurant les diagrammes de rayonnement de celui-ci dans une cuve d'eau.

III-2 .1) Application numérique de la méthode

a) Champs de déplacement

La modélisation EF du réseau de transducteurs exposé sur la figure 4.8 nous permet d'obtenir les champs de déplacement à la fréquence de résonance mécanique avant et après correction du couplage (figure 4.16). Cette figure indique que lorsque les tensions de correction calculées par la méthode électrique à l'aide de la relation IV-6: $A_2 = (0.1924V / +171^\circ)$, $A_3 = (0.46V / +147.62^\circ)$ et $A_4 = (0.342V / +52.12^\circ)$ sont appliquées respectivement aux éléments voisins « 1 », « 2 » et « 3 », les déplacements parasites observés précédemment (figure 4.16a) au niveau de ces éléments deviennent très faibles et seul l'élément excité montre une vibration importante suivant son épaisseur (figure 4.16b).

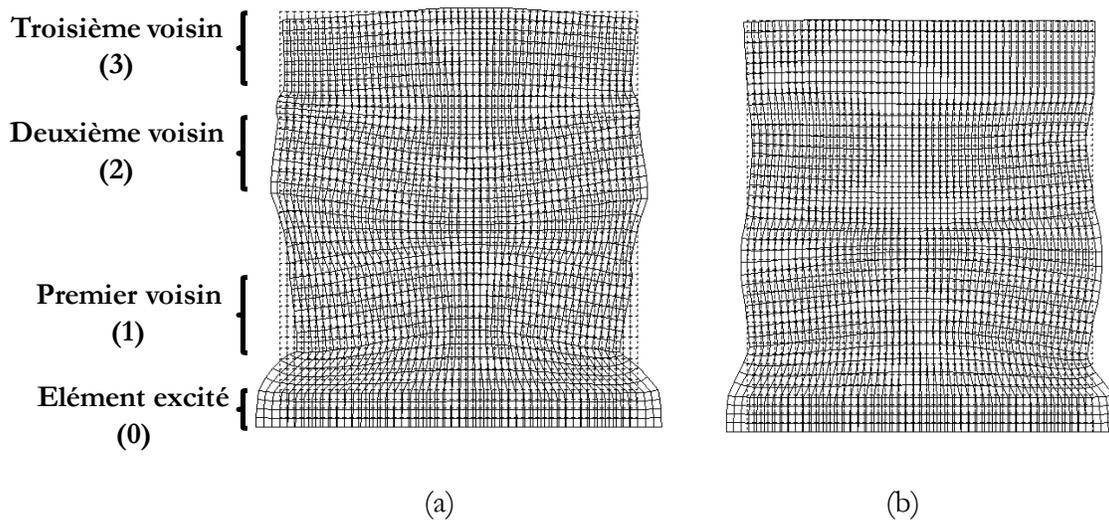


Figure 4.16 : Champs de déplacement à la fréquence de résonance mécanique $F_m = 454$ kHz :
 (a) champ de déplacement sans correction, (b) champ de déplacement avec correction.

b) Diagrammes de directivité

De la même manière que dans la section III-1.1.b, nous représentons sur la figure 4.17 une comparaison des diagrammes de directivité numériques dans les deux cas, sans et avec correction du couplage. Il est évident d'après ces courbes, que le diagramme de directivité du réseau, lorsque seul l'élément central est excité est grandement amélioré grâce à l'application des tensions de correction. Nous constatons en effet que celui-ci est quasi-omnidirectionnel. De plus, le maximum de pression acoustique rayonnée est dans la direction axiale (0°) contrairement au cas sans correction où le lobe principal se trouve plutôt dans la direction $\pm 20^\circ$.

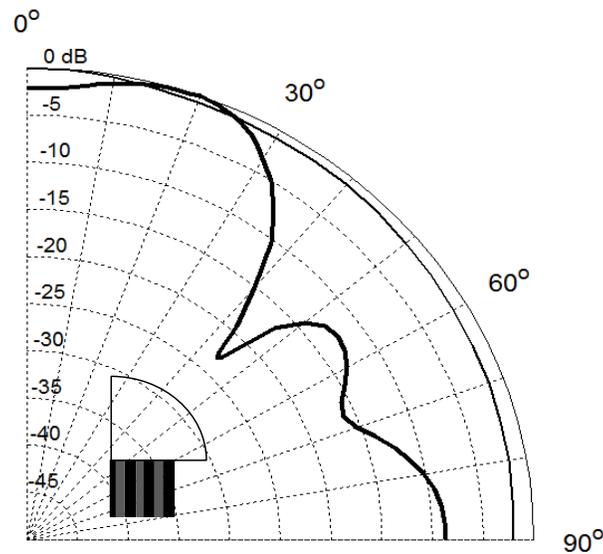


Figure 4.17 : Diagrammes de directivité à la fréquence de résonance mécanique : sans correction du couplage (trait épais), avec correction du couplage (trait fin).

Cette étude numérique montre donc que la méthode de correction électrique permet de réduire le couplage inter-éléments présent dans le réseau de transducteurs et par conséquent d'améliorer son diagramme de directivité. Nous allons par la suite l'appliquer sur le réseau de transducteurs fabriqué (réseau symétrique).

III-2 .2) Validation expérimentale de la méthode

Dans cette partie, nous cherchons à valider expérimentalement l'efficacité de cette méthode de correction. Des mesures de rayonnement sont donc réalisées à l'aide du dispositif de mesure exposé à la figure 3.18 du chapitre 3. Nous avons mesuré le diagramme de directivité du réseau en champ lointain entre 0° et 60° dans les deux cas de figure, sans et avec correction, en respectant les mêmes conditions que celles exposées dans la partie III-3.2 du chapitre 3. Le résultat est comparé avec celui obtenu numériquement et celui d'un transducteur mono-élément (figure 4.18). La figure 4.18a représente les diagrammes de directivité numérique et expérimentale déterminés avant correction du couplage. Un bon accord est observé entre le résultat numérique et expérimental. La figure 4.18b indique les mêmes comparaisons mais cette fois ci en appliquant les tensions de correction $A_2 = (0.32V / -147^\circ)$, $A_3 = (1.35V / +149^\circ)$ et $A_4 = (0.94V / -80^\circ)$ respectivement aux éléments voisins « 1,-1 », « 2,-2 » et « 3, -3 » lorsque l'élément central « 0 » est excité par une tension d'amplitude 1V. Les tensions de correction sont délivrées par six générateurs de tension basse fréquence. Ces générateurs fournissent des tensions sinusoïdales de fréquence 476 kHz, composées de 40 cycles dont

l'amplitude et la phase sont réglés selon l'élément en question. Les différents générateurs sont synchronisés entre eux grâce à un huitième générateur.

La figure 4.18b montre également le diagramme de directivité expérimental d'un transducteur mono-élément considéré comme étant le cas idéal. Il est évident d'après ces courbes que le diagramme de directivité est largement amélioré grâce à la méthode de correction électrique puisque le maximum de pression acoustique rayonnée se trouve dans la direction axiale (0°) et le résultat fourni est assez similaire à celui du transducteur mono-élément. En revanche, quelques différences sont observées entre la courbe numérique et expérimentale et également entre les valeurs de tensions utilisées dans les deux cas. Celles-ci sont certainement dues au fait que le réseau de transducteurs fabriqué n'est pas tout à fait identique à celui modélisé du point de vue de la symétrie et des paramètres du matériau.

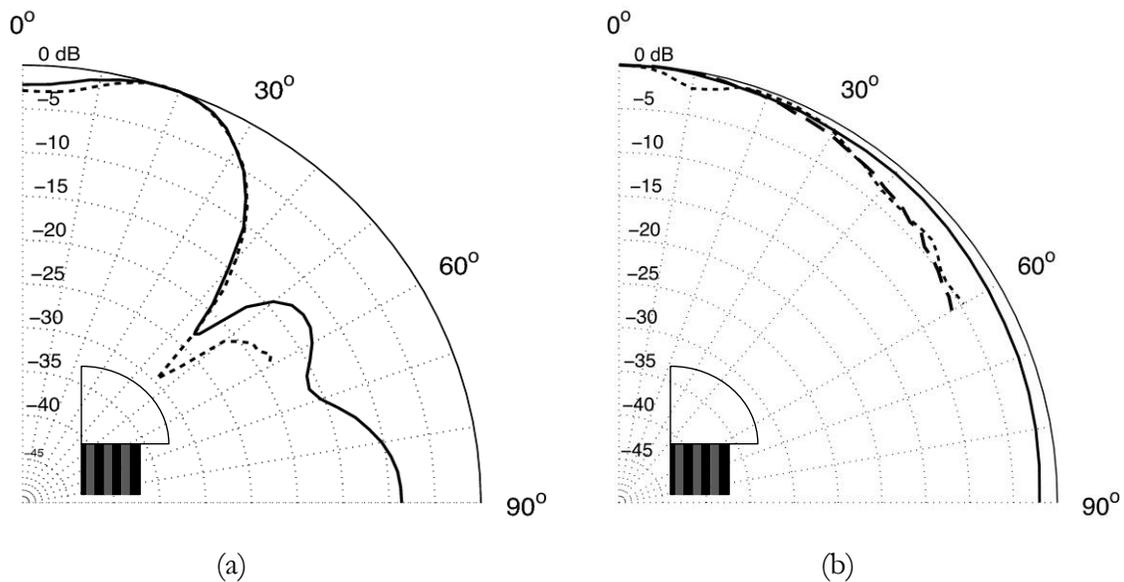


Figure 4.18 : Diagrammes de directivité expérimental et numérique du réseau dans le cas sans correction (a) et avec correction (b): résultat numérique (trait continu), résultat expérimental (trait fin en pointillés), résultat expérimental pour un mono-élément (trait épais en pointillés).

Les résultats numériques et expérimentaux obtenus dans cette partie nous indiquent clairement la capacité de la méthode électrique à corriger le couplage inter-éléments et à améliorer les performances du réseau de transducteurs et plus particulièrement son diagramme de directivité. L'avantage de cette méthode de correction provient également de la simplicité de sa mise en œuvre, puisqu'on n'a besoin uniquement de mesures électriques de courants et d'impédances.

IV) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord illustré les différentes méthodes existantes dans la littérature afin de remédier au problème du couplage inter-éléments présent dans les réseaux de transducteurs piézoélectriques. Nous avons ensuite proposé deux méthodes de correction du couplage basées sur l'application de tensions convenablement choisies sur chaque élément voisin de l'élément actif constituant le réseau. La première méthode nécessite la connaissance des déplacements normaux moyens à la surface rayonnante de chaque élément du réseau, tandis que la deuxième méthode est purement électrique et fait appel au schéma électromécanique équivalent d'un transducteur piézoélectrique au voisinage de sa fréquence de résonance. Cette méthode nécessite la détermination des courants motionnels pour chaque élément du réseau. Nous avons ensuite procédé à la validation de ces méthodes sur deux réseaux de transducteurs composés de sept éléments. L'étude a été menée à l'aide de modélisations EF et par des mesures expérimentales de déplacement et de rayonnement dans l'eau. D'après les résultats, nous avons pu montrer l'efficacité des deux méthodes pour corriger le couplage et améliorer les performances du réseau de transducteurs, notamment son diagramme de directivité. Nous avons également pu voir que les deux méthodes fournissent des résultats ayant le même ordre de grandeur, néanmoins la méthode électrique reste plus simple à utiliser expérimentalement et moins coûteuse que la méthode des déplacements qui dépend d'un vibromètre laser de préférence à balayage automatique.

- [IV-1] B. Cugnet, A. -C Hladky, J. Assaad, « Numerical technique to reduce cross-coupling in acoustical arrays », *Ultrasonics*, 40, p.503 – 506, (2002).
- [IV-2] B. Cugnet, « Caractérisation et modélisation des antennes acoustiques haute fréquence à l'aide de la méthode des éléments finis », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, France, Novembre (2002).
- [IV-3] O. B. Wilson, *Introduction to Theory and Design of Sonar Transducers*, Peninsula, Los Altos, (1988).
- [IV-4] L. Lebrun, L. Petit and P. Gonnard, « Piezoelectric motor using a (1,1) non- axisymmetric mode », *Ultrasonics*, 34, p.251 – 255, (1996).
- [IV-5] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Editor Krieger, I, p.171 – 175.

Conclusion générale

Ce travail de recherche était consacré à l'étude et la mise au point de deux méthodes originales afin de remédier au problème du couplage inter-éléments, fortement présent dans les réseaux de transducteurs acoustiques.

Dans une première partie, nous avons rappelé le contexte de l'étude. En particulier, nous avons décrit les différents systèmes d'imagerie ultrasonore développés actuellement et nous avons rappelé les enjeux qui doivent être résolus afin de permettre leur utilisation optimale. Aussi, nous avons vu que le problème de la diaphonie dans les réseaux de transducteurs ultrasonores était un élément essentiel à résoudre dans le but de la miniaturisation des sondes multi-éléments.

Pour résoudre ce problème, nous nous sommes intéressés dans un second temps à l'étude d'un transducteur mono-élément constituant l'élément de base d'un réseau de transducteurs. La compréhension de son fonctionnement électromécanique a constitué donc une phase primordiale avant de passer au cas d'un réseau. Nous avons présenté les différentes méthodes utilisées pour modéliser un tel transducteur et plus particulièrement la méthode des EF en 2D et 3D. Un bref rappel de la théorie des EF a été exposé et une première confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux a été réalisée. Nous avons obtenu un bon accord entre la modélisation et l'expérience ce qui nous a permis de valider nos modèles EF et nous a autorisé à les étendre aux réseaux de transducteurs.

Dans un troisième temps, nous avons tout d'abord cherché à mettre en évidence les différents types de couplage existants dans un réseau de transducteurs à l'aide de la modélisation EF. Nous avons constaté d'après les résultats obtenus, que le couplage mécanique est le plus important et nous avons vu comment celui-ci dégrade le diagramme de directivité du réseau de transducteurs. Ensuite nous avons fabriqué un réseau de transducteurs composé de sept éléments afin de vérifier nos résultats numériques et les confronter à ceux obtenus expérimentalement à l'aide de mesures de déplacement et de rayonnement dans l'eau. Nous avons pu observer un bon accord entre la théorie et l'expérience et nous avons aussi remarqué l'importance du couplage inter-éléments dans le réseau de transducteurs étudié, c'est pourquoi nous avons cherché à le réduire.

Forts de ces enseignements, nous avons entrepris de réduire ces couplages à l'aide de deux méthodes de correction basées l'une comme l'autre sur l'application de tensions convenables aux

différents éléments du réseau. Les deux méthodes utilisent le principe de superposition, la différence vient du fait que la première demande la connaissance des déplacements normaux moyens à la surface de chaque élément du réseau pour évaluer ces tensions, tandis que la deuxième fait appel aux courants motionnels parcourant chaque élément pour les déterminer. Une validation numérique et expérimentale des deux méthodes a été effectuée et un bon accord a été observé entre la théorie et la pratique. Les deux méthodes nous ont donc permis de réduire le couplage inter-éléments et par conséquent de réduire les déplacements parasites et améliorer le diagramme de directivité du réseau.

Lors de cette thèse le problème du couplage inter-éléments a été étudié sur un réseau de transducteurs linéaire basse fréquence (0.5 MHz). Différentes perspectives sont donc à donner à ce travail de recherche, notamment étendre les méthodes de corrections proposées aux réseaux de transducteurs linéaires haute fréquence voire aux réseaux de transducteurs de type mosaïques. Les différentes études numériques et expérimentales sont réalisées en harmonique (une seule fréquence), une analyse transitoire est donc nécessaire pour mieux modéliser ces types de réseaux et voir ce qui se passe sur une large bande de fréquences autour de cette fréquence centrale. Enfin, pour des raisons de simplification, les réseaux de transducteurs étudiés ne possèdent pas de couches d'adaptation avant et arrière, la prise en compte de ces couches d'adaptation aiderait davantage à comprendre les problèmes de couplage.

Annexes

Annexe II-1 : Modèle unidimensionnel et circuits électromécaniques équivalents de Mason et KLM

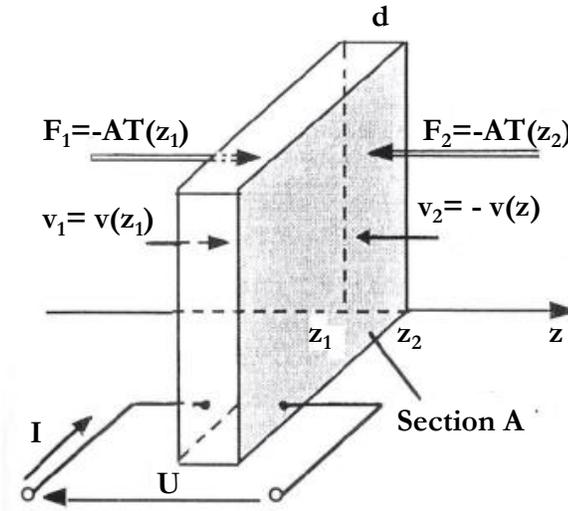


Figure 1 Tranche de matériau piézoélectrique et grandeurs physiques du modèle 1D (forces et vitesses, tension et courant électrique) [II-1].

Considérons une tranche piézoélectrique d'épaisseur finie $d = z_2 - z_1$ et de section A , soumise à une tension électrique U et à des forces F_1 et F_2 de la part de la matière qui l'entoure. Il existe une relation entre les forces F_1 , F_2 et la tension U d'une part, et les vitesses entrantes v_1 , v_2 et le courant injecté I , d'autre part. Cette relation est donnée sous forme d'une matrice établie en utilisant les approximations du modèle unidimensionnel [II-1] (l'épaisseur d est très petite devant les dimensions latérales), elle est connue sous le nom de la matrice des impédances électromécaniques [II-1]:

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ U \end{pmatrix} = -j \begin{bmatrix} \frac{ZA}{\tan(kd)} & \frac{ZA}{\sin(kd)} & \frac{e}{\epsilon^S \omega} \\ \frac{ZA}{\sin(kd)} & \frac{ZA}{\tan(kd)} & \frac{e}{\epsilon^S \omega} \\ \frac{e}{\epsilon^S \omega} & \frac{e}{\epsilon^S \omega} & \frac{1}{C_0 \omega} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ I \end{pmatrix}. \quad (\text{II-1.1})$$

où k est le nombre d'onde $k = \omega/V$, ($V = (c^E \rho)^{1/2}$ vitesse des ondes dans le milieu), ZA , C_0 , e et ϵ^S représentent respectivement, l'impédance mécanique et la capacité statique, la constante piézoélectrique et la constante diélectrique de la tranche piézoélectrique.

La matrice II-1.1 permet de déduire des circuits électromécaniques équivalents pour décrire le fonctionnement de la tranche piézoélectrique. Nous citons à titre d'exemple, les deux circuits les plus utilisés, celui de Mason composés d'éléments localisés [II-1,II-7] (figure 2) et celui de KLM (Krimholtz, Leedom et Matthaei) composé d'une ligne de transmission pour traduire la propagation, au centre de laquelle est relié un port électrique qui injecte le courant [II-1,II-7] (figure 3).

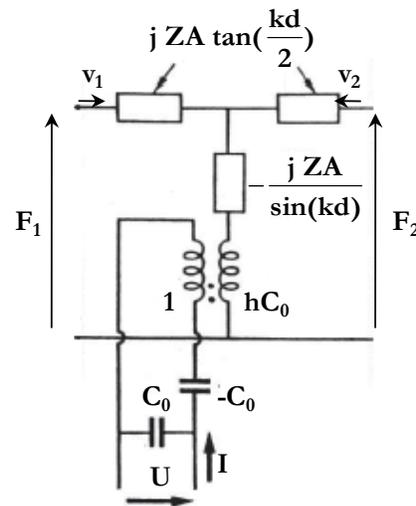


Figure 2 Schéma électromécanique équivalent de Mason [II-1].

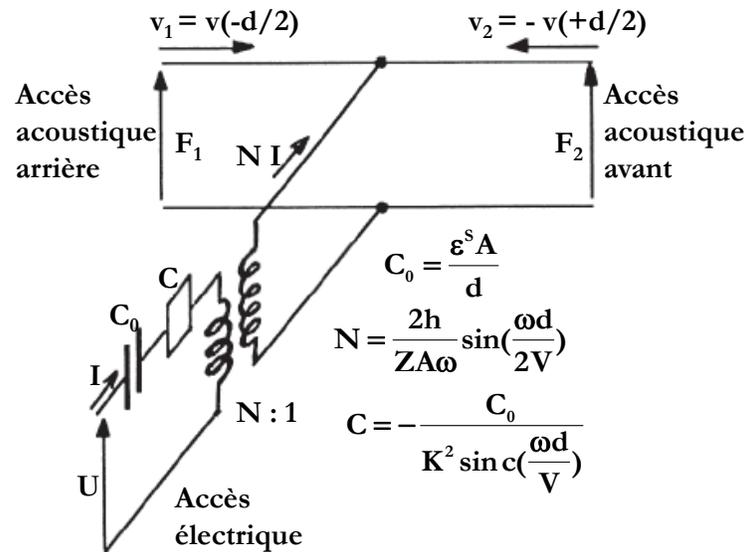


Figure 3 Schéma électromécanique équivalent de KLM [II-1].

Annexe II-2 : Matrices éléments finis du problème électromécanique

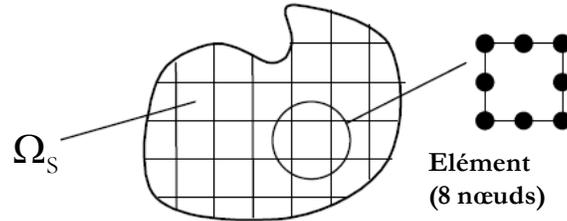


Figure 4 Exemple de maillage éléments finis (2D) d'une structure quelconque.

La modélisation éléments finis d'une structure piézoélectrique quelconque est réalisée en découpant celle-ci fictivement en plusieurs éléments e (figure 4). A l'intérieur de chaque élément, le déplacement \mathbf{u}^e et le potentiel Φ^e sont définis de manière unique à partir des valeurs nodales grâce aux fonctions d'interpolation N_i^e [II-17]:

$$\mathbf{u}^e = \left[\left[N_1^e \right], \left[N_2^e \right], \dots, \left[N_n^e \right] \right] \mathbf{U}^e = \left[N_u^e \right] \mathbf{U}^e. \quad (\text{II-2.1})$$

$$\Phi^e = \left[\left[N_1^e \right], \left[N_2^e \right], \dots, \left[N_n^e \right] \right] \Phi^e = \left[N_\Phi^e \right] \Phi^e. \quad (\text{II-2.2})$$

Nous pouvons ensuite en déduire, le champ de déformation \mathbf{S}^e et le champ électrique \mathbf{E}^e à l'intérieur de l'élément e de volume Ω_e , grâce aux relations (II-2.3) et (II-2.4) :

$$\mathbf{S}^e = \left[B_u^e \right] \mathbf{U}^e. \quad (\text{II-2.3})$$

$$\mathbf{E}^e = - \left[B_\Phi^e \right] \Phi^e. \quad (\text{II-2.4})$$

$\left[B_u^e \right]$ et $\left[B_\Phi^e \right]$ représentent les dérivées des fonctions d'interpolation.

En combinant ces résultats avec l'expression de la variationnelle L_S (II.19), introduite dans la partie (II-1.1 .b) concernant une structure 3D, nous pouvons exprimer la variationnelle du problème électromécanique dans le cas où la structure est décomposée en éléments finis (figure 4) sous la forme suivante [II-12,II-15]:

$$L_S = \sum_e \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \iiint_{\Omega_e} \mathbf{U}^{eT} [\mathbf{B}_u^e]^T [\mathbf{c}^E] [\mathbf{B}_u^e] \mathbf{U}^e d\Omega_e \\ - \frac{1}{2} \omega^2 \iiint_{\Omega_e} \varrho_s \mathbf{U}^{eT} [\mathbf{N}^e]^T [\mathbf{N}^e] \mathbf{U}^e d\Omega_e \\ + \iiint_{\Omega_e} \mathbf{U}^{eT} [\mathbf{B}_u^e]^T [\mathbf{e}] [\mathbf{B}_\Phi^e] \boldsymbol{\Phi}^e d\Omega_e \\ - \frac{1}{2} \iiint_{\Omega_e} \boldsymbol{\Phi}^{eT} [\mathbf{B}_\Phi^e]^T [\boldsymbol{\varepsilon}^S] [\mathbf{B}_\Phi^e] \boldsymbol{\Phi}^e d\Omega_e \\ - \iint_{\Gamma_{ne}} \mathbf{U}^{eT} [\mathbf{N}^e]^T \mathbf{f} d\Gamma_{ne} + \sum_p \Phi_p Q_p \end{array} \right\}. \quad (\text{II-2.5})$$

On définit donc les matrices et les vecteurs élémentaires suivants :

$$[\mathbf{K}_{uu}^e] = \iiint_{\Omega_e} [\mathbf{B}_u^e]^T [\mathbf{c}^E] [\mathbf{B}_u^e] d\Omega_e. \quad (\text{II-2.6})$$

$$[\mathbf{M}^e] = \iiint_{\Omega_e} \varrho_s [\mathbf{N}^e]^T [\mathbf{N}^e] d\Omega_e. \quad (\text{II-2.7})$$

$$[\mathbf{K}_{u\Phi}^e] = \iiint_{\Omega_e} [\mathbf{B}_u^e]^T [\mathbf{e}] [\mathbf{B}_\Phi^e] d\Omega_e. \quad (\text{II-2.8})$$

$$[\mathbf{K}_{\Phi\Phi}^e] = \iiint_{\Omega_e} [\mathbf{B}_\Phi^e]^T [\boldsymbol{\varepsilon}^S] [\mathbf{B}_\Phi^e] d\Omega_e. \quad (\text{II-2.9})$$

$$\mathbf{F}^e = \iint_{\Gamma_{ne}} [\mathbf{N}^e]^T \mathbf{f} d\Gamma_{ne}. \quad (\text{II-2.10})$$

L'assemblage des différentes matrices obtenues pour chaque élément permet d'obtenir une matrice globale pour toute la structure :

$$[\mathbf{K}_{uu}] = \sum_e [\mathbf{K}_{uu}^e]; \quad [\mathbf{M}] = \sum_e [\mathbf{M}^e]; \quad [\mathbf{K}_{u\Phi}] = \sum_e [\mathbf{K}_{u\Phi}^e]. \quad (\text{II-2.11})$$

$$[\mathbf{K}_{\Phi\Phi}] = \sum_e [\mathbf{K}_{\Phi\Phi}^e]; \quad \mathbf{F} = \sum_e \mathbf{F}^e; \quad \mathbf{U} = \sum_e \mathbf{U}^e; \quad \Phi = \sum_e \Phi^e. \quad (\text{II-2.12})$$

$[\mathbf{K}_{uu}]$ est la matrice de rigidité mécanique, $[\mathbf{K}_{u\Phi}]$ et $[\mathbf{K}_{\Phi\Phi}]$ sont respectivement les matrices de rigidité piézoélectrique et diélectrique, $[\mathbf{M}]$ la matrice de masse cohérente, \mathbf{F} le vecteur des forces nodales appliquées et Φ celui des potentiels électriques.

Enfin la minimisation de la fonction variationnelle (II-2.5) par rapport aux valeurs nodales de déplacement et de potentiel électrique :

$$\frac{\partial \mathbf{L}_S}{\partial \Phi_i} = 0 \text{ et } \frac{\partial \mathbf{L}_S}{\partial U_i} \quad \forall i. \quad (\text{II-2.13})$$

permet d'aboutir au système d'équations suivant [II-12,II-15]:

$$\begin{bmatrix} [\mathbf{K}_{uu}] - \omega^2 [\mathbf{M}] & [\mathbf{K}_{u\Phi}] \\ [\mathbf{K}_{u\Phi}]^T & [\mathbf{K}_{\Phi\Phi}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F} \\ -\mathbf{Q}_e \end{bmatrix}. \quad (\text{II-2.14})$$

Annexe II-3 : Rayonnement et paramètres du matériau piézoélectrique PZ27

II-3.1) Calcul analytique du rayonnement d'une source de largeur finie W

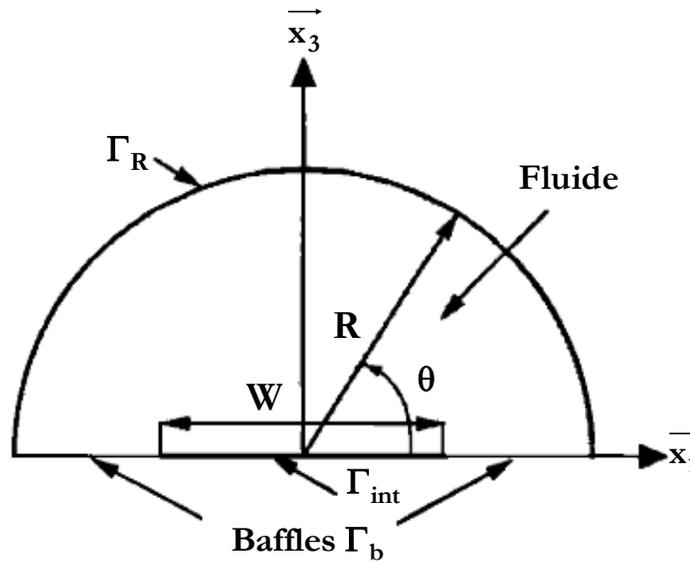


Figure 5 Schéma d'une source acoustique de largeur W montée sur un baffle mou ou rigide.

Nous considérons une source acoustique (transducteur piézoélectrique) de largeur W , rayonnant dans un milieu fluide semi-infini, limité par une surface Γ_R de rayon R (figure 5). Nous cherchons à déterminer l'expression de la directivité en régime harmonique, de la source à partir du déplacement normal à la surface de celle-ci et de l'influence de la nature du baffle considéré (rigide ou mou).

Nous considérons d'une part, l'approximation d'un déplacement uniforme à la surface rayonnante de la source Γ_{int} :

$$u_3 = u_0. \quad (\text{II-3.1})$$

D'autre part, nous nous plaçons dans le cas d'un rayonnement en champ lointain, satisfaisant la condition suivante [II-12,II-13] :

$$R > \frac{W^2}{\lambda_f}. \quad (\text{II-3.2})$$

De plus, nous admettons que la condition suivante est vérifiée :

$$R > \frac{W}{2}. \quad (\text{II-3.3})$$

Dans le cas d'un baffle rigide Γ_b , la pression obtenue à la surface Γ_R est fournie par la formule de Rayleigh [II-12,II-13]:

$$p(kr, \theta) = -j \frac{e^{j\pi/4}}{2\pi} \int_{-W/2}^{W/2} \left. \frac{\partial p}{\partial x_3} \right|_{x_3=0} \frac{\exp(-jk|\vec{r} - \vec{x}_1|)}{\sqrt{k|\vec{r} - \vec{x}_1|}} dx_1, \quad (\text{II-3.4})$$

L'expression de la dérivée de la pression à la surface de la source, est donnée en fonction du déplacement normal par la formule suivante:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x_3} \right|_{x_3=0} = \rho_f \omega^2 u_3. \quad (\text{II-3.5})$$

La prise en compte de la relation (II-3.5) et des conditions (II-3.2) et (II-3.3) permet d'écrire la pression à la surface Γ_R sous la forme suivante :

$$p(kR, \theta) = -j \rho_f c \omega u_0 \tilde{H}_0(kR) \frac{kW \sin((kW/2) \cos \theta)}{2 (kW/2) \cos \theta}, \quad (\text{II-3.6})$$

où \tilde{H}_0 représente l'expression asymptotique de la fonction de Hankel de deuxième espèce d'ordre 0 [II-12,II-13,II-14].

A partir de cette dernière relation, nous pouvons déduire l'expression analytique de la directivité de la source en champ lointain comme suit :

$$f_0(\theta) = -jQ_f c \omega u_0 \frac{kW \sin((kW/2) \cos \theta)}{2 (kW/2) \cos \theta}, \quad (\text{II-3.7})$$

Enfin, cette directivité peut également s'écrire sous une forme normalisée, de la manière suivante :

$$F_0(\theta) = \frac{\sin((kW/2) \cos \theta)}{(kW/2) \cos \theta}. \quad (\text{II-3.8})$$

Dans le cas d'une condition de baffle mou, la pression à l'interface fluide-air Γ_b est considérée nulle, tandis que son expression à la surface Γ_R est donnée par l'intégrale de diffraction de Sommerfeld [II-13,II-14] :

$$p(kr, \theta) = k \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-W/2}^{W/2} p|_{x_3=0} \frac{\exp(-jk|\vec{r} - \vec{x}_1|)}{\sqrt{k|\vec{r} - \vec{x}_1|}} \cos(\vec{x}_1, (\vec{r} - \vec{x}_1)) dx_1, \quad (\text{II-3.9})$$

En respectant les mêmes conditions que dans le cas du baffle rigide (II-3.2) et (II-3.3) et (II-3.5), le champ de pression lointain s'écrit :

$$p(kR, \theta) = jQ_f c \omega u_0 \tilde{H}_0(kR) \frac{kW \sin((kW/2) \cos \theta)}{2 (kW/2) \cos \theta} \sin \theta, \quad (\text{II-3.10})$$

Cette dernière expression est obtenue en considérant l'approximation suivante :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x_3} \right|_{x_3=0} = Q_f \omega^2 u_3 \approx -jk p|_{x_3=0}. \quad (\text{II-3.11})$$

Enfin, l'expression analytique de la directivité normalisée de la source en champ lointain, sous condition d'un baffle mou est donnée par :

$$F_0(\theta) = \frac{\sin((kW/2) \cos \theta)}{(kW/2) \cos \theta} \sin \theta. \quad (\text{II-3.12})$$

II-3.2) Paramètres du matériau piézoélectrique PZ27 utilisés en modélisation EF

Les coefficients du tenseur de déformation [S] (10^{-12} Pa^{-1})						Coefficients de charge piézoélectrique (pC/N)			Densité (kg/m^3)	Permittivité	
S_{11}^E	S_{12}^E	S_{13}^E	S_{33}^E	S_{44}^E	S_{66}^E	d_{15}	d_{31}	d_{33}	ρ	$\frac{\epsilon_{11}^S}{\epsilon_0}$	$\frac{\epsilon_{33}^S}{\epsilon_0}$
17	-6.71	-8.53	23	43.47	47.42	500	-170	425	7700	1130	914

Résumé

Que ce soit dans le domaine médical ou en contrôle non destructif, les systèmes d'imagerie ultrasonore sont de plus en plus utilisés de nos jours. Leurs applications ne cessent de s'élargir et des performances toujours plus accrues sont vivement recherchées, afin d'améliorer la qualité des diagnostics réalisés. Nous sommes donc passés de l'utilisation de systèmes à base de transducteurs ultrasonores mono-élément à des systèmes utilisant des réseaux de transducteurs à une dimension (1D) et à deux dimensions (2D) composés d'éléments de plus en plus nombreux et petits. Néanmoins, un phénomène indésirable est fortement présent dans ces réseaux de transducteurs ultrasonores : il s'agit du couplage inter-éléments tendant à limiter leurs performances acoustiques et à modifier leur diagramme de rayonnement.

Tout au long de ce travail de recherche, nous avons donc cherché à comprendre ce phénomène parasite et à apporter des solutions pour le réduire voire le supprimer. En se basant sur des modélisations éléments finis 2D et 3D et grâce à la fabrication de prototypes, nous avons d'une part, mis en évidence les différents types de couplages présents dans un réseau de transducteurs (acoustique, mécanique) et d'autre part, deux méthodes de correction basées l'une comme l'autre sur l'application de tensions convenables aux différents éléments du réseau ont été testées. La première méthode utilise les déplacements normaux moyens à la surface de chaque élément du réseau pour évaluer ces tensions, tandis que la deuxième fait appel aux courants motionnels parcourant chaque élément pour les déterminer. Les résultats numériques et expérimentaux concernant les déplacements et les diagrammes de rayonnement sont en bon accord. En outre, les deux méthodes s'avèrent particulièrement efficaces pour réduire le couplage inter-éléments.

Mots clés : Réseaux de transducteurs, Couplage inter-éléments, Modélisation éléments finis, Diagramme de rayonnement, Déplacement.

Summary

Whether in medicine or in non-destructive testing, ultrasonic imaging systems have become increasingly used nowadays. Their applications continue to expand and good performances are needed to improve the quality of the diagnosis. Moreover, significant progress has been made since these systems were originally based on single element ultrasonic transducers and are now made of mono-dimensional (1D) and bi-dimensional (2D) elements arrays ever more numerous and smaller. However, an undesirable phenomenon is strongly present in the ultrasonic transducer arrays: it is the cross-talk, which limits their acoustic performances and modifies their radiation pattern.

Throughout this research, we have attempted on one hand to understand this parasitic phenomenon and on the other hand to provide solutions in order to reduce it or even remove it. To highlight the cross-talk types (acoustic and mechanical) and to test the proposed correction methods, we developed two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) finite element modeling and fabricated some prototypes. Both correction methods rely on the application of suitable voltages to the array elements. The first method uses the average of the normal displacements at the surface of each element to evaluate the voltages, while the second one utilizes the motional currents through each element to determine them. The numerical and experimental results concerning the displacements and the radiation patterns are in good agreement. In addition to this, both methods have been efficiently performed to reduce the cross-talk.

Keywords: Transducer arrays, Cross-talk, Finite element modeling, Radiation pattern, Displacement.