UNIVERSITÉ FRANÇOIS RABELAIS DE TOURS

École Doctorale EMSTU

Groupe de REcherche en Matériaux, Microélectronique, Acoustique et Nanotechnologies
(GREMAN UMR 7347 CNRS)

THÈSE présentée par :

Audren BOULMÉ

soutenue le : 19 décembre 2013

pour obtenir le grade de : Docteur de l'université François - Rabelais de Tours

Discipline/ Spécialité : Sciences de la Vie et de la Santé

CONCEPTION ET CARACTÉRISATION DE SONDES CMUT LARGE BANDE POUR L'IMAGERIE CONVENTIONNELLE ET L'ÉVALUATION DU TISSU OSSEUX

THÈSE DIRIGÉE PAR :

CERTON Dominique	Maître de conférence, HDR, Université François Rabelais de Tours

RAPPORTEURS :

GRONDEL Sébastien	Professeur, Université de Valenciennes
REBIERE Dominique	Professeur, Université de Bordeaux 1

JURY :

ALQUIER Daniel	Professeur, Université François Rabelais de Tours
CERTON Dominique	Maître de conférence, HDR, Université François Rabelais de Tours
GRONDEL Sébastien	Professeur, Université de Valenciennes
MINONZIO Jean-Gabriel	Chargé de Recherche, CNRS
PRADA Claire	Directrice de Recherche, CNRS
REBIERE Dominique	Professeur, Université de Bordeaux 1

Résumé

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers) apparaissent, au vu de leur maturité croissante, comme une alternative de plus en plus viable à la technologie piézoélectrique. Caractérisés par une large bande passante et une large directivité, ces transducteurs sont des solutions intéressantes pour le développement de sondes ultrasonores « éxotiques » dont les spécifications sont difficilement atteignables en technologie piézoélectrique. C'est dans ce contexte et fort de l'expérience acquise par notre laboratoire sur cette technologie pendant plus d'une dizaine d'années, que s'est inscrit ce travail de thèse. L'originalité du travail rapporté ici est d'aller de l'analyse du comportement général des barrettes cMUT jusqu'à un exemple précis de conception de sonde cMUT pour l'évaluation du tissu osseux. Des outils de modélisation précis et rapides, basés sur l'introduction de conditions de périodicité, ont été développés. Plusieurs modèles ont ainsi été mis en place afin d'adapter la stratégie de modélisation à la topologie du dispositif cMUT à modéliser : cellule isolée, colonne de cellules, matrice de cellules et élément de barrette. Ces modèles ont permis d'étudier le comportement des éléments de barrette cMUT et d'améliorer notre connaissance sur les mécanismes physiques mis en jeu. De cette façon, l'origine des effets de baffle, problème récurrent du comportement des barrettes cMUT, a clairement été interprété par l'intermédiaire d'une analyse modale. Des solutions ont ainsi été identifiées et proposées afin d'optimiser le comportement des barrettes cMUT, de façon à réduire la présence des effets de baffle et à augmenter leur bande passante. Le développement d'une barrette cMUT dédiée à l'évaluation du tissu osseux est présenté dans sa totalité, afin d'illustrer les différents aspects liés à la conception d'une sonde de cette technologie. Un travail original de caractérisation a été réalisé sur cette barrette, afin d'estimer l'homogénéité inter-cellules à l'échelle de l'élément et l'homogénéité inter-éléments à l'échelle de la barrette. Enfin, une confrontation a été réalisée avec une sonde PZT de même topologie sur plusieurs fantômes osseux. Il a ainsi été démontré que la sonde cMUT permettait la détection d'un plus grand nombre de modes guidés, et par conséquent, une meilleure évaluation du tissu osseux.

Mots clés : transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés, cMUT, fonction de Green, condition de périodicité, effets de baffle, couplage inter-éléments, caractérisation de sonde ultrasonore, caractérisation de l'os cortical, mesure en transmission axiale

Abstract

Following recent advances, the capacitive Micromachined Ultrasound Transducers (cMUT) technology seems to be a good alternative to the piezoelectric technology. For specific applications, the requirements and specifications of the probe are sometimes difficult to obtain with the traditional PZT technology. The cMUT technology, with both large bandwidth and angular directivity, can be an interesting way to overcome these limitations. This PhD has been carried out in this context, in a laboratory which has nearly 10 years of experience in the field of cMUT technology. The originality of the work sustained in this PhD is that it covers the cMUT technology, from general aspects dealing of modeling and characterization up to a complete example of cMUT-based probe applied to the assessment of cortical bone. Fast and accurate modeling tools, based on periodicity conditions, have been developed. Several models have been proposed to match the modeling strategy to the topology of the cMUT array : isolated cell, columns of cells, 2-D matrix of cells and array element. These models have been used to analyze the cMUT array behavior and to understand how mutual couplings between cMUTs impact the response of one element. Origins of the baffle effect, well-known as a recurrent problem in cMUT probe, have been explained using an original method based on the normal mode decomposition of the radiated pressure field. Thus, solutions have been identified and tested to optimize the cMUT frequency response, i.e. to increase the bandwidth, and to suppress parasitic disturbances linked to baffle effect in the electroacoustic response. The development of a dedicated cMUT array for the assessment of bone tissue is accurately detailed in the manuscript, including description of the design rules, fabrication steps and packaging procedure. An original characterization work has been carried out in order to check the device homogeneity, first from cell to cell and then from element to element. Finally, a comparison with a PZT probe with the same topology has been performed on bone mimicking phantom. Nice results has been obtained, showing that cMUT probe allows detecting higher number of guided modes in the cortical shell, and consequently, improving the cortical bone assessment.

Keywords : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers, cMUT, Green function, periodic conditions, baffle effects, inter-elements crosstalk, characterization of ultrasound probes, cortical bone assessment, axial transmission measurement

Table des matières

Introduction générale **21**

I Généralités **25**

1 Présentation de la technologie cMUT **29**
1.1 Topologie d'une barrette cMUT 29
1.1.1 Structure d'une cellule élémentaire cMUT 29
1.1.2 Caractéristiques d'une barrette linéaire cMUT 30
1.2 Analyse 1D du comportement d'une cellule cMUT 32
1.2.1 Principe de fonctionnement d'une cellule cMUT 32
1.2.2 Présentation du modèle unidimensionnel d'une cellule cMUT 32
1.2.3 Energie électrostatique 33
1.2.4 Energie élastique 35
1.2.5 Etude statique 36
1.2.6 Etude dymanique 38

2 Procédés de fabrication **43**
2.1 Bref historique : du condensateur « chantant » aux cMUTs 43
2.2 Fabrication de transducteur cMUT par micro-usinage de surface 45
2.3 Fabrication de transducteur cMUT par wafer-bonding 47

3 Développement de sondes cMUT dans le domaine médical **53**
3.1 Sondes cMUT et applications médicales 53
3.1.1 Echographie 2-D 53
3.1.2 Echographie 3-D 55
3.1.3 Echographie Hautes Fréquences 57
3.1.4 Imagerie intra-vasculaire 59
3.1.5 Thérapie ultrasonore (HIFU) 61
3.2 Facteurs limitant le développement des sondes cMUT 63

3.2.1 Couplages inter-éléments 63
3.2.2 Effets de charge 65
3.2.3 Comportements non-linéaires des cMUTs 66

4 Présentation des outils de caractérisation 69
4.1 Microscope Holographique Digital (DHM) 70
4.2 Impédance électrique 72
4.3 Mesure de pression par interférométrie laser 75

II Comportement d'une cellule cMUT en milieu fluide 81

5 Modélisation d'une cellule cMUT isolée 85
5.1 Equation de comportement mécanique et acoustique 85
5.2 Linéarisation de la pression électrostatique 87
5.3 Discrétisation des équations et résolution par différences finies 88
5.4 Mise en place du schéma électroacoustique équivalent 90

6 Comportement en conditions de périodicité 2-D 95
6.1 Présentation des conditions de périodicité de 2-D 95
6.2 Introduction d'un déphasage dans l'excitation du réseau 2-D de cellules . . . 98
6.3 Mesure de la propagation d'une onde à la surface d'un réseau 2-D de cellules cMUT 101

7 Comportement en conditions de périodicité 1-D 105
7.1 Détermination de la fonction de Green en conditions de périodicité 1-D . . . 105
7.2 Définition du schéma électroacoustique équivalent 109
7.3 Confrontation théorique 112
7.4 Confrontation expérimentale 113

III Modélisation d'un élément de barrette cMUT 117

8 Modélisation exacte d'un élément de barrette 121
8.1 Equations de comportement d'un ensemble de N colonnes couplées 121
8.2 Impact du nombre de colonnes sur la réponse d'un élément 124

9 Modèle simplifié d'un élément de barrette cMUT 129
9.1 Schéma électroacoustique matriciel équivalent d'un élément 129
9.2 Confrontation du modèle exact et du modèle approché 133

9.3 Modélisation d'éléments composés de cellules rectangulaires par le modèle approché . . . 136
9.4 Introduction des éléments voisins inactifs . . . 140

10 Confrontations expérimentales 145
10.1 Impédance électrique d'une colonne de cMUT : impact des colonnes voisines 145
10.2 Couplage inter-colonnes . . . 147
10.3 Impédance électrique d'un élément de barrette . . . 148

11 Décomposition modale du champ de pression rayonné par un élément de barrette cMUT 153
11.1 Redéfinition du schéma électroacoustique équivalent d'un élément . . . 153
11.2 Description des modes propres . . . 156
11.3 Approches pour diminuer les effets de baffle . . . 161
11.4 Optimisation de la réponse en fréquence d'un élément . . . 162

IV Conception et caractérisation d'une sonde cMUT pour l'évaluation de la qualité osseuse 171

12 Développement d'une sonde cMUT pour la caractérisation de l'os cortical 175
12.1 Principe de la mesure en transmission axiale et description de la sonde . . . 175
12.2 Conception et fabrication de la barrette cMUT . . . 177
12.3 Réalisation d'un démonstrateur . . . 179

13 Caractérisation de la sonde cMUT 183
13.1 Etude du comportement statique des cellules . . . 183
13.2 Caractérisation électrique . . . 185
13.3 Mesure de la pression émise par un élément de barrette . . . 187
13.4 Tests de mesure en transmission . . . 189

14 Application à la mesure en transmission axiale 193
14.1 Tests sur une plaque de fantôme osseux . . . 193
14.2 Confrontation avec une sonde PZT de même topologie . . . 196

Conclusion générale 205

Annexes **211**

A Calcul des paramètres mécaniques équivalents **211**

B Calcul du champ de pression rayonné par une ligne source infinie **213**

Liste des tableaux

2.1 Tableau récapitulatif des différents procédés de fabrication de cMUTs par wafer-bonding développés par l'université de Stanford. 51

5.1 Structure et paramètres de la cellule étudiée 92

7.1 Caractéristiques géométriques des dispositifs composés d'une unique colonne de cellule cMUT 113

9.1 Temps de calcul nécessaire à la modélisation d'élément de barrette avec le modèle exact et le modèle approché. Les calculs ont tous été réalisés avec le même ordinateur (processeur Intel Xeon (3.33 GHz) + 16 Go de RAM). . . 136

10.1 Structures et paramètres des cellules de l'élément A 149

10.2 Structures et paramètres des cellules de l'élément B 149

12.1 Spécifications de la sonde cMUT développée pour la mesure en transmission axiale 176

12.2 Propriétés mécaniques des matériaux de la cellule cMUT utilisés pour la conception de la barrette cMUT 179

13.1 Tableau résumant les tensions de collapse observées sur un quart d'élément. 185

13.2 Tableau résumant les caractéristiques électriques des éléments de la barrette cMUT. 186

Table des figures

1.1 Schéma de principe d'une cellule cMUT de géométrie carrée. A gauche vue de dessus, à droite de vue en coupe. 30

1.2 Schéma de principe d'une barrette cMUT 31

1.3 Principe de fonctionnement d'une cellule cMUT en mode émission (à gauche) et en mode réception (à droite) 32

1.4 Schéma 1-D équivalent d'une cellule cMUT 33

1.5 Schéma équivalent d'une cellule cMUT d'un point de vue électrique 33

1.6 Schéma équivalent d'une cellule cMUT d'un point de vue mécanique 35

1.7 Variation de l'énergie potentielle de l'électrode mobile en fonction de sa position normalisée 36

1.8 Variation de la position de l'électrode mobile en fonction de la tension de polarisation (bleu : tension croissante, rouge : tension décroissante) 38

2.1 Schéma du condensateur « chantant » de Langevin breveté en 1916 [70]. . . 44

2.2 Schéma du transducteur électrostatique à technologie silicium de (a) Hohm *et al.* [53] et de (b) Suzuki *et al.* [123]. 44

2.3 Illustration des différentes étapes de fabrication des cMUTs en micro-usinage de surface [39]. 46

2.4 Illustration des différentes étapes de fabrication des cMUTs par wafer-bonding [39] 48

3.1 Comparaison entre la première image *in-vivo* réalisée avec une sonde cMUT et celle obtenue avec une sonde piézoélectrique de référence [89] 54

3.2 (a) Photographie du dispositif final. (b) Image 3-D du fantôme filaire [138]. 56

3.3 Photographie de la barrette 2-D à électrodes orthogonales réalisée par Daft *et al.* [35] 56

3.4 (a) Photographie et schéma du fantôme filaire. (b) Image réalisée avec la sonde 20 MHz fonctionnant en mode collapsé. (c) Image réalisée avec la sonde 26 MHz fonctionnant en mode traditionnel. (d) Image réalisée avec la sonde 41 MHz fonctionnant en mode traditionnel. [146] 58

3.5 (a) Photographie de la sonde cathéter obtenue avec la « micro » barrette linéaire (à gauche) et photographie de la « micro » barrette (à droite). (b) Photographie de la sonde cathéter obtenue avec la barrette circulaire (à gauche) et photographie de la barrette circulaire (à droite) [96]. 60

3.6 Photographie de la sonde HIFU composée de 8 éléments concentriques [136] 62

3.7 Décomposition en onde plane des couplages inter-éléments réalisée par Bayram *et al.* [5] 64

4.1 (a) Schéma de principe du microscope holographique digital. (b) Principe du traitement des images. [118] 70

4.2 (a) Image DHM (objectif x50) et représentation de la ligne d'observation du profil de la cellule cMUT (ligne bleue). (b) Profil de la cellule cMUT. 71

4.3 (a) Evolution du profil de la cellule en fonction de la tension de polarisation (tension croissante). (b) Variation de la déflexion maximale de la membrane en fonction de la tension de polarisation (bleue : tension croissante, rouge : tension décroissante). 71

4.4 Répartition de la tension de collapse sur une population 239 cellules (objectif x5). 72

4.5 Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'air : (a) partie réelle de l'impédance pour trois tensions de polarisation, (b) partie réelle de l'admittance pour trois tensions de polarisation, (c) variation des fréquences de résonance et d'antirésonance en fonction de la tension de polarisation, (d) variation du coefficient de couplage électromécanique en fonction de la tension de polarisation. 74

4.6 Mesure de la partie réelle de l'impédance d'un élément de sonde cMUT en immersion dans l'huile pour trois différentes tensions de polarisation. 75

4.7 Schéma du protocole expérimental mis en place pour la mesure de la pression par interférométrie laser. 76

4.8 Photographie du banc expérimental mis en place pour la mesure de la pression par interférométrie laser. 76

4.9 (a) Mesure du déplacement en face avant de la sonde. (b) Pression obtenue à 1 mm dans l'axe de sonde. 77

5.1 Schéma d'une cellule cMUT 86

5.2 Exemple de maillage pour une cellule carrée de dimension 30 x 30 μm^2. Les vecteurs coordonnées des points i et j sont respectivement $r_i = (x_i, y_i)$ et $r_j = (x_j, y_j)$. 89

5.3 Schéma électroacoustique équivalent d'une cellule cMUT isolée dans un fluide 91

5.4 (a) Réponse en fréquence de la vitesse moyenne de déplacement de la membrane ($V_{DC} = 0.5V_c$). (b) Forme du déplacement de la membrane à la fréquence de résonance du mode 1. (c) Forme du déplacement de la membrane à la fréquence de résonance du mode 2. (d) Forme du déplacement de la membrane à la fréquence de résonance du mode 3. 93

6.1 Schéma d'une cellule cMUT dans un réseau 2-D périodique 96

6.2 Vitesses moyennes de déplacement pour une cellule isolée (courbe bleue) et pour une cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe rouge). Dans ce cas, les paramètres d'excitation du réseau 2-D cellule sont nuls (excitation synchrone du réseau de cellule). La tension de polarisation est pour les deux simulations fixée à $V_{DC} = 0.5V_c$. 97

6.3 (a) Motif de périodicité du réseau 2-D de cellules. (b) Première zone de Brillouin associée. 98

6.4 (a) Vitesse moyenne de déplacement de la membrane suivant le chemin C-A-B-C dans la première zone de Brillouin. (b) Module de la fonction Green 2-D périodique (équation 6.5) moyennée sur une cellule, pour des paramètres d'exciation correspondant au chemin C-A-B-C dans la première zone de Brillouin. Les différents modes de vibration de la membrane sont réprésentés : (c) mode 1, (d) mode 2, (e) mode 3, (f) mode 2_b et (g) mode 2_c. 99

6.5 (a) Photo du dispositif expérimental utilisé. Les contacts des colonnes impaires étant reportés en haut du dispositif, uniquement les contacts des colonnes paires sont visibles sur la photo. (b) Principe de mesure de l'onde propagée. 102

6.6 (a) Signaux temporels relevés sur l'ensemble des colonnes réceptrices. (b) Décomposition en ondes planes ($\omega(k)$) des signaux reçus. L'onde dispersée obtenue théoriquement (figure 6.7) est superposée sur le diagramme de dispersion (pointillés blancs). 103

6.7 Diagramme de dispersion simulé pour γ_x variant de 0 à 0.5 et $\gamma_y = 0$. 103

7.1 Schéma d'un réseau 1-D périodique de points sources. 106

7.2 Evolution des deux premières harmoniques spatiales de la fonction de Green 1-D périodique en fonction de la fréquence. Les composantes sont tracées pour un pas de périodicité d_y=50μm et pour $x = 27$ μm. Ce cas correspond au couplage de deux points du maillage de la membrane distants de 27 μm. 108

7.3 Schéma électroacoustique équivalent d'une cellule cMUT dans un réseau 1-D périodique 109

7.4 Vitesses moyennes de déplacement de la membrane isolée (courbe bleue), dans un réseau 2-D périodique (courbe rouge) et dans un réseau 1-D périodique (courbe verte). La tension de polarisation est fixée à $V_{DC} = 0.5V_c$. . . 110

7.5 (a) Partie réelle de l'impédance électrique simulée pour une colonne composée de 100 cellules. La topologie des cellules est identique à la cellule de référence décrite section 5.4. La tension de polarisation est fixée à : $V_{DC} = 0.5V_c$ 111

7.6 (a) Réponses en fréquence de la vitesse moyenne de déplacement d'une cellule isolée (courbe bleue) et d'une cellule dans un réseau 1-D avec un pas de periodicité de 10 cm. (b) Réponses en fréquence de la vitesse moyenne de déplacement d'une cellule dans un réseau 1-D périodique (courbe bleue) et d'une cellule dans un réseau 2-D avec un pas de periodicité suivant x de 10 cm. Pour toutes ces courbes la tension de polarisation est fixée à : $V_{DC} = 0.5V_c$ 112

7.7 Partie réelle de l'impédance électrique mesurée (courbes rouges) et simulée (courbes bleues) pour les dispositifs composés d'une colonne de cellules de dimensions : (a) 27 x 27 μm^2, (b) 32 x 32 μm^2, (c) 37 x 37 μm^2, (d) 27 x 37 μm^2. Toutes les courbes sont obtenues pour des tensions de polarisation fixées à : $V_{DC} = 0.75V_c$ 114

8.1 Schéma descriptif de l'élément de barrette cMUT à modéliser. Par la suite, les équations sont établies pour la cellule de couleur jaune appartenant à la colonne i. 121

8.2 Représentation en condition de périodicité 1-D des pressions exercées sur une cellule de la colonne i placée dans un élément barrette 122

8.3 Vitesse moyenne de déplacement des cellules appartenant à un élément composé de 2 colonnes (courbe bleue) comparée à celles obtenues dans le cas de la cellule dans un réseau 1-D périodique (courbe noire) et dans un réseau 2-D périodique (courbe verte). 125

8.4 (a) et (b) Vitesses moyennes de déplacement des cellules appartenant à un élément composé de 4 colonnes, comparées à celle obtenue dans le cas de la cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe verte). (c) Forme des déplacements de chacune des cellules composant l'élément à la fréquence de résonance du premier mode de baffle (f=3.6 MHz). 126

8.5 (a) et (b) Vitesses moyennes de déplacement des cellules appartenant à un élément composé de 8 colonnes. Forme des déplacements de chacune des cellules composant l'élément : (c) à la fréquence de résonance du premier mode de baffle parasite (f=2.8 MHz), (d) à la fréquence de résonance du deuxième mode de baffle parasite (f=3.8 MHz) et (e) à la fréquence de résonance du troisième mode de baffle parasite (f=3.6 MHz). 127

8.6 Pression rayonnée en champ lointain (20 cm) pour : (a) une cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe noire), un élément composé de 2 colonnes (courbe bleue) et un élément composé de 4 colonnes (courbe rouge) et (b) une cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe noire), un élément composé de 8 colonnes (courbe bleue) et un élément composé de 12 colonnes (courbe rouge). Chaque spectre est normalisé par le nombre de cellules (N_{tot}) présentes dans l'élément simulé. 128

9.1 Schéma électroacoustique équivalent d'une cellule de la colonne i dans un élément de barrette. 130

9.2 Représentation simplifiée d'un élément de barrette en condition de périodicité 1-D. 131

9.3 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbe bleue) et le modèle approché (courbe rouge) pour un élément composé de 2 colonnes. 133

9.4 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément composé de 4 colonnes : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. 133

9.5 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément composé de 8 colonnes : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 8, (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 7, (c) vitesse des cellules des colonnes 3 et 6 et (d) vitesses des cellules des colonnes 4 et 5. 134

9.6 Déplacement des cellules de l'élément 8 colonnes à la fréquence de 18.6 MHz. 134

9.7 (a) Elément dans la configuration A : le grand côté des cellules rectangulaires est dans la largeur de l'élément. (b) Elément dans la configuration B : le grand côté des cellules rectangulaires est dans la hauteur de l'élément. . . . 136

9.8 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration A composé de cellule 54 x 27 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire). 138

9.9 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration A composé de cellule 81 x 27 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire). 138

9.10 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration B composé de cellule 27 x 54 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire). 139

9.11 Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration B composé de cellule 27 x 81 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire). 139

9.12 Représentation de la topologie des barrettes cMUT à modéliser 140

10.1 Partie réelle de l'impédance électrique simulée (courbes bleues) et mesurée (courbes rouges) pour des dispostifs composés de : (a) une colonne isolée, (b) une colonne plus 1 colonne inactive de chaque coté, (c) une colonne plus 2 colonnes inactives de chaque coté, (d) une colonne plus 3 colonnes inactives de chaque coté, (e) une colonne plus 7 colonnes inactives de chaque coté et (f) une colonne plus 14 colonnes inactives de chaque coté. 146

10.2 Tensions présentes sur l'ensemble des éléments voisins : (a) mesure et (b) simulation. 147

10.3 Tension électrique simulée (courbes bleues) et mesurée (courbes rouges) sur : (a) la première colonne voisine, (b) la quatrième colonne voisine, (c) la douzième colonne voisine et (d) la vingt quatrième colonne voisine. 148

10.4 Partie réelle de l'impédance éléctrique mésurée (traits discontinus) et simulée (traits continus) pour : (a) l'élément A et (b) l'élément B. 150

10.5 Partie réelle de l'impédance électrique mesurée pour l'élément A (courbes rouges) et comparée à celle simulée (courbes bleues) pour des dispostifs composés de : (a) un élément isolé, (b) un élément plus 1 élément inactif de chaque coté, (c) un élément plus 4 éléments inactifs de chaque coté et (d) un élément plus 12 éléments inactifs de chaque coté. 151

11.1 Schéma électroacoustique d'un élément barrette établi à partir de la décomposition modale de la matrice d'admittance. 155

11.2 (a) Evolution en fonction de la fréquence des valeurs propres (λ_i) de la matrice admittance. (b) Evolution en fonction de la fréquence du produit ($\alpha_i \times \lambda_i$) entre les coefficents de projection et les valeurs propres. Les coefficeints de projection sont obtenus pour un vecteur tension unitaire : $[V] = [1111]$ 157

11.3 Evolution des composantes de chacun des vecteurs propres en fonction de l'axe normalisé $\frac{fd_x}{c_0}$ (colonne de gauche) et diagrammes de directivité de chacun des modes de rayonnement tracés pour $\frac{fd_x}{c_0} = 0.25$ (colonne de droite) 158

11.4 Evolution des valeurs propres γ_1 (courbe bleue) et γ_3 (courbe noire) de la matrice de rayonnement et de l'impédance mécanique des membranes (courbe rouge). Chaque courbe est normalisée par l'impédance acoustique du fluide (ici de l'eau avec $Z_0 = \rho_0 c_0 = 1.5 \times 10^6$) 160

11.5 Pression rayonnée en champ lointain, calculée à partir du modèle exact, pour un vecteur excitation unitaire ($V = [1111]$) (courbes bleues) et pour un vecteur excitation correspondant au vecteur propre du mode 1 (courbes rouges). 162

11.6 Composantes du vecteur propre du mode 1 pour : (a) l'élément de référence composé d'un pas inter-colonnes de 40 μm et de cellules carrées de largeur 25 μm (courbes bleues), 20 μm (courbes rouges), 23 μm (courbes noires) et 30 μm (courbes vertes) et (b) l'élément de référence composé de cellules carrées de largeur 25 μm et d'un pas inter-colonnes de 40 μm (courbes bleues), 33 μm (courbes rouges), 50 μm (courbes noires) et 100 μm (courbes vertes). . . 163

11.7 Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé d'un pas inter-colonnes de 40 μm (courbes bleues), 33 μm (courbes rouges), 50 μm (courbes noires) et 100 μm (courbes vertes). Pour ces simulations la taille des cellules est fixée à 25x25 μm^2. 164

11.8 Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé de membranes carrées de largeur 25 μm (courbes bleues), 20 μm (courbes rouges), 23 μm (courbes noires) et 30 μm (courbes vertes). Pour ces simulations le pas inter-colonnes est fixé à 40 μm. 164

11.9 Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé de membranes d'épaisseur 450 nm (courbes bleues), 350 nm (courbes rouges), 550 nm (courbes noires) et 650 nm (courbes vertes). Pour ces simulations la taille des cellules et le pas inter-colonnes (d_x) sont respectivement fixés à 25x25 μm^2 et 40 μm. 166

11.10 Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé de membranes carrées de largeur 30 μm et des pas inter-colonnes de 40 μm (courbes bleues) et 88 μm (courbes rouges). 167

12.1 Principe de la mesure en transmission axiale 175

12.2 Topologie de la sonde cMUT développée pour la mesure en transmission axiale 176

12.3 Vitesse moyenne de déplacement d'une cellule dans un réseau 2-D périodique calculée pour trois tailles de membrane : 25x25 μm^2, 35x35 μm^2 et 45x45 μm^2 177

12.4 Représentation de la fréquence centrale de l'élément (courbe rouge) et de la déflexion initiale des membranes (courbe bleue) en fonction de la largeur des membranes carrées. 178

12.5 Principales étapes de la procédure de packaging de la barrette cMUT dédiée à la mesure en transmission axiale 180

12.6 Photographies (a) de la sonde cMUT assemblée et (b) des barrettes cMUT packagées. 180

12.7 Architecture d'une voie de préamplication 181

13.1 (a) Evolution du profil de la membrane en fonction de la tension de polarisation. (b) Evolution du déplacement statique du centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation. 183

13.2 Répartition de la tension de collapse sur un quart de l'élément (481 cellules). 184

13.3 (a) Partie réelle de l'impédance l'électrique d'un élément mesuré (courbe bleue) et simulé (courbe rouge) dans l'air pour trois tensions de polarisation différentes. (b) Evolution du coefficient de couplage électromécanique du même élément en fonction de la tension de polarisation : issu des simulations (courbe bleue) et extrait des mesures (courbe rouge). 185

13.4 (a) Fréquence de résonance dans l'air, (b) capacité basses fréquences et (c) tension de collapse mesurées pour chaque élément de la barrette de cMUT. . 186
13.5 Partie réelle de l'impédance électrique d'un élément mesuré (traits discontinus) et simulé (traits continus) dans l'huile pour trois tensions de polarisation différentes. 187
13.6 (a) Signal d'excitation (courbe rouge) et réponse impulsionnelle d'un élément de barrette obtenus pour ce signal d'excitation (courbe bleue). (b) Spectre de la réponse implusionnelle mésurée (courbe bleue) comparée à celle simulée avec le modèle de barrette (courbe noire). 188
13.7 Diagramme de directivité 2-D d'un élément de la barrette cMUT. 189
13.8 Signaux reçus pour une mesure en transmission réalisée à 1 MHz (a) avec les circuits de préamplification et (b) sans les circuits de préamplification. (c) Spectre des signaux reçus avec les circuits de préamplification (courbe bleue) et sans les circuits de préamplification (courbe rouge). 190
13.9 Signaux reçus (courbes bleues) pour des mesures en transmission réalisées à 500 kHz ((a) et (c)) et à 1.5 MHz ((b) et (d)). Le signal d'excitation est superposé pour chaque cas (courbes rouges). 191

14.1 Montage expérimental mis en place pour les mesures en transmission axiale réalisées sur la plaque de fantôme osseux. 194
14.2 Signaux reçus sur les 24 éléments récepteurs pour une excitation réalisée (a) à 500 kHz et (b) à 1.5 MHz sur un seul émetteur. 194
14.3 Courbes de dispersion mesurées dans la plaque de fantôme osseux avec la sonde cMUT pour une excitation centrée (a) à 500 kHz et (b) à 1.5 MHz. . 195
14.4 (a) Forme temporelle et (b) forme fréquentielle de la réponse impulsionnelle d'un élément de la sonde PZT 197
14.5 Diagramme de directivité d'un élément de la sonde PZT 197
14.6 Résultats obtenus sur la plaque de fantôme osseux : courbes de dispersion théoriques calculées à partir du modèle de plaque libre (lignes rouges continues et discontinues) et courbes de dispersion expérimentales mesurées avec la sonde cMUT (points bleus) et la sonde PZT (cercles noirs) 198
14.7 Mesures réalisées par le LIP sur une plaque de cuivre : (a) avec la sonde cMUT et (b) avec la sonde PZT de référence. Dans les deux cas, le signal d'excitation est une arche de sinusoïde centrée à 1 MHz. 200
14.8 Mesures réalisées par le LIP sur un tube de fantôme osseux : (a) avec la sonde cMUT et (b) avec la sonde PZT de référence. Dans les deux cas, le signal d'excitation est une arche de sinusoïde centrée à 1 MHz. 201

A.1 Représentation schématique du bicouche membrane/électrode. Le plan moyen est défini à $\frac{h_m+h_e}{2}$. 211

B.1 Schéma d'une ligne source infinie 213

Introduction générale

La technologie de référence pour la réalisation de sondes ultrasonores multi-éléments appliquées au diagnostic médical est, dans la majorité des applications, celle des matériaux piézoélectriques. Il faut pourtant admettre qu'aujourd'hui, les technologies Mems (Microelectromechanical systems), à travers les transducteurs capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers), sont capables, dans les années à venir, de modifier cet équilibre. Il est reconnu par une grande partie de la communauté scientifique et industrielle, que les cMUTs sont en phase de devenir une alternative prometteuse aux matériaux piézoélectriques traditionnels, là où ils ne peuvent répondre que partiellement aux exigences posées par l'application. Initialement conçue pour la réalisation de sondes dédiées au contrôle non destructif dans l'air, cette technologie a très vite suscité l'engouement pour élargir son champ d'application à celui du diagnostic médical ultrasonore. En effet, un certain nombre d'avantages, très connus de la littérature aujourd'hui, ont fait de cette technologie un « mythe » capable de supplanter les matériaux PZT sur tous les plans. Parmi ses principales caractéristiques, on compte plusieurs points essentiels : une bande passante élevée, une grande directivité élémentaire et puisque l'on est au coeur de l'industrie microélectronique, la possibilité de miniaturiser, de produire en masse, de réduire les coûts et d'améliorer la reproductibilité.

Un cMUT est un microphone à condensateur de dimension micrométrique, capable d'émettre des ultrasons par la mise en vibration d'une de ses électrodes, au moyen de forces électrostatiques. Il en faut évidemment plusieurs centaines mis en parallèles, pour mettre en mouvement suffisamment de masse de fluide et former une source ultrasonore efficace. Ces dispositifs sont fabriqués par des techniques dites de micro-usinage du silicium qui dérivent directement de l'industrie des Mems, avec des différences notables en termes d'exigence sur le niveau de reproductibilité de cMUT à cMUT nécessaire pour atteindre des performances électroacoustiques significatives.

La communauté scientifique et industrielle regroupée autour de cette technologie a vu son cercle s'agrandir sur les 10 premières années de son existence, avec aujourd'hui une stabilisation autour de quelques groupes de travail capables d'adresser de front : la technologie de fabrication, la conception et la modélisation acoustique, et le développement de nouvelles applications. On voit ainsi des avancées régulières sur chacun de ces fronts, avec pour principal objectif d'améliorer les performances des transducteurs cMUT, soit par une modélisation de plus en plus fine, soit par des procédés de fabrication plus robustes au regard des exigences industrielles, soit par des procédés d'intégration innovants capables de mieux exploiter les sondes cMUT (technologie de connectique 3-D par exemple).

Le présent mémoire adresse un point précis des ces technologies : **augmenter leur bande passante** en s'appuyant d'une part, sur l'optimisation de leur réponse en fréquence et d'autre part, sur la modélisation des phénomènes de couplage acoustique mutuel entre cMUTs. Ces phénomènes sont à l'origine de modes parasites, dits modes de baffle [24, 13], et des couplages inter-éléments. Cet axe de développement intéresse toute l'imagerie médicale conventionnelle, où les critères de performances habituels sont exprimés en termes de sensibilité, bande passante et directivité élémentaire. D'ailleurs, on cherche souvent à élargir le spectre du côté des hautes fréquences, afin de gagner en résolution axiale et d'utiliser ces technologies pour des modalités d'imagerie non-linéaire par exemple.

Toujours dans l'objectif **d'améliorer la bande passante** des sondes cMUT, nous proposons dans ce document d'exploiter autrement ces technologies. Il s'agit de générer des champs ultrasonores basses fréquences (< 2 MHz), au regard de l'imagerie conventionnelle, et de les utiliser pour la mesure d'ondes guidées dans l'os cortical. Nous démontrerons que l'on est capable, sous certaines conditions, avec une sonde d'imagerie conventionnelle, de couvrir toute la bande de fréquence nécessaire à l'évaluation des tissus osseux, à savoir de 100 kHz à 2 MHz. Pour cela, on s'appuiera sur une utilisation en régime quasi-élastique ou quasi-statique des membranes cMUT, qui peuvent localement produire des déplacements d'amplitude supérieure à 100 nm.

Ce mémoire de thèse comprend 4 parties. Il couvre les deux aspects pré-précités : analyse et optimisation de la réponse en fréquence d'une barrette d'imagerie conventionnelle (parties 2 et 3) et application des technologies cMUT à la génération de faisceaux ultrasonores basses fréquences (partie 4). La première partie présente la topologie et le principe de fonctionnement des sondes cMUT. Une analyse unidimensionnelle d'une cellule cMUT est réalisée afin d'introduire les différents mécanismes physiques mis en jeu dans son comportement. Après un bref rappel historique sur l'origine des barrettes cMUT, les deux principales filières de fabrication de sondes cMUT sont présentées. Une revue bibliographique des différentes applications médicales ayant fait l'objet d'un développement spécifique d'une sonde cMUT est proposée. Cette étude aborde aussi les facteurs problématiques liés au comportement des sondes cMUT, et rapporte les différentes solutions proposées dans la littérature pour s'affranchir de ces phénomènes. Nous terminerons cette première partie par une présentation des principaux outils de caractérisation utilisés au cours de ces travaux.

La seconde partie est dédiée à la modélisation d'une cellule cMUT en milieu fluide pour différentes conditions aux limites. Le comportement d'une cellule cMUT isolée est abordé en premier lieu, afin de définir clairement les équations comportementales d'une membrane cMUT couplée à un fluide, ainsi que les hypothèses de modélisation mises en place. La réponse en conditions de périodicité 2-D est ensuite examinée, en vu notamment d'expliquer le principal mécanisme de couplage inter-éléments dans les barrettes cMUT. On utilisera ici la technique des matrices de conditions aux frontières, dites matrices BEM (Boundary Element Matrix), pour introduire des conditions de périodicité avec déphasage entre les cellules. Enfin, nous aborderons le cas d'une cellule en condition de périodicité 1-D, pour laquelle nous avons dû redévelopper puis implémenter une matrice BEM spécifique. Cette dernière situation sert de base au modèle de barrette développé en partie 3. Dans cette partie, les développements théoriques sont accompagnés de résultats expérimentaux afin de valider d'une part, notre interprétation des couplages inter-éléments et d'autre part, l'implémentation de la condition de périodicité 1-D.

La troisième partie est consacrée à la modélisation d'un élément de barrette cMUT, avec prise en compte de ses éléments voisins. La stratégie adoptée ici consiste à représenter les éléments non pas comme un réseau de cMUTs, mais comme un ensemble de réseaux 1-D périodiques de cMUTs couplés entre eux. L'intérêt est de diminuer le nombre de degrés de liberté, pour permettre ainsi d'aller jusqu'à la simulation d'une sonde complète. Nous avons développé un premier modèle sans aucune hypothèse simplificatrice, puis sur la base de cet outil, proposé d'alléger les calculs afin de réduire considérablement les temps de modélisation. Une confrontation entre les deux outils permet de définir clairement les limites d'utilisation du modèle approché. Dans cette même partie, nous aborderons les phénomènes de couplage mutuel inter-colonnes, afin d'évaluer l'impact de cellules « libres » placées à proximité d'un émetteur ultrasonore constitué d'une ou plusieurs colonnes de cMUTs, et d'expliquer l'origine des effets de baffle au sein d'un émetteur [24, 13]. Nous mettrons ce phénomène en exergue dès les premiers résultats de simulation présentés. Enfin, sur la base du modèle approché, nous proposons une démarche originale, au regard de la littérature, pour optimiser la réponse en fréquence d'un élément de barrette cMUT. De la même façon, plusieurs résultats expérimentaux accompagnent ces développements, notamment dans l'objectif de valider le modèle de barrette mis en place.

Le développement complet d'une sonde cMUT capable de fonctionner en basses fréquences, pour la caractérisation de l'os cortical, fait l'objet de la quatrième partie. La problématique posée par l'évaluation du tissu osseux est ainsi abordée afin notamment de décrire la topologie de la barrette fabriquée. Cette dernière est conçue pour mettre en oeuvre des mesures dites en « transmission axiale », dont nous décrirons le principe dans cette même partie. En s'appuyant à la fois sur les outils de simulation développés (parties 2 et 3) et les besoins de l'application, nous proposerons une stratégie de conception afin de définir la topologie de la barrette. Nous aborderons ensuite successivement toutes les étapes qui nous ont permis d'aller de la fabrication jusqu'à l'évaluation, par des tests en transmission axiale, d'une sonde cMUT prototype.

Enfin, il est important de préciser que cette dernière partie a fait l'objet du projet ANR COSTUM (Cerveau OS Transducteurs Ultrasonores Micro-usinés : ANR-09-TECS-005-01), dont l'objectif principal était de concevoir des sondes cMUT basses fréquences. Deux applications étaient proposées, l'évaluation de l'os cortical par une mesure en transmission axiale et la mesure de la pulsatilité cérébrale à travers la boite crânienne. En collaboration avec les sociétés Vermon et ST Microelectronics, respectivement partenaire du projet et sous-traitant au projet, notre tâche a été de concevoir les sondes cMUT basses fréquences employées pour ces deux applications. La fabrication et l'intégration des barrettes cMUT ayant été respectivement réalisées par les sociétés ST Microelectronics et Vermon, nous sommes intervenus sur la modélisation, la conception et la caractérisation des barrettes cMUT avant et après intégration dans la sonde. C'est dans ce contexte, que les différents modèles d'éléments de barrettes cMUT présentés dans ce manuscrit ont été établis. Au vu de plusieurs difficultés technologiques rencontrées au cours de la fabrication des barrettes cMUT, seul le développement de la sonde dédiée à la caractérisation de l'os cortical a pu être finalisé. De ce fait, nous ne pourrons rapporter ici que les travaux menés en collaboration avec le Laboratoire d'Imagerie Paramétrique (LIP) sur l'évaluation de l'os cortical.

Première partie

Généralités

Introduction

Cette première partie propose une « vision » élargie des cMUTs afin d'en introduire les points de développement clés que ce soit sur les aspects applicatifs, scientifiques et technologiques. Le premier chapitre sera une description d'une sonde ultrasonore basée sur la technologie cMUT, de l'échelle unitaire (topologie verticale et horizontale d'un cMUT) à l'échelle de la barrette. Les fondamentaux qui régissent les comportements de base d'un cMUT seront aussi présentés. On s'appuiera sur le modèle masse-ressort, modèle 1-D, qui dans nombres de situations sert encore de référence à l'explication des phénomènes rencontrés. Le deuxième chapitre sera dédié à la description des procédés de fabrication de ces microsystèmes. Nous reprendrons ici essentiellement les travaux de la littérature avec une présentation des principales évolutions publiées à ce jour. Enfin, sur le plan applicatif, dans le chapitre 3, nous proposerons un état de l'art de toutes les applications médicales couvertes et testées à ce jour avec les cMUTs. Notons que dans ce même chapitre, nous soulignerons les points « durs » qu'il faut adresser et maîtriser pour avancer dans le développement de ces technologies. Le dernier chapitre décrira les moyens de caractérisation d'un transducteur. Il y a ceux dont un industriel dispose (mesures électriques et électroacoustiques) pour évaluer les performances des sondes en sortie de fabrication et ceux, plus spécifiques et propres au laboratoire, sur lesquels s'appuient plusieurs résultats expérimentaux présentés par la suite dans le document.

Chapitre 1

Présentation de la technologie cMUT

Un transducteur cMUT s'observe à deux échelles. La première, identique à toutes les barrettes échographiques, est celle que l'on connaît : topologie de la ou des surfaces émettrices, source mono-élément ou réseaux multi-éléments. La seconde est la façon dont est réalisée la conversion électroacoustique. Ici, chaque émetteur est constitué de centaines voire de milliers de cMUTs, chacun fonctionnant comme un microphone électrostatique mais appliqué à une échelle micrométrique. Pour concevoir une sonde, il faut donc définir la géométrie latérale d'un cMUT, la répartition des cMUTs sur la surface émettrice à couvrir et leur topologie verticale (nature des matériaux mobiles, hauteur de cavité, épaisseur des couches déposées,...). Selon l'application envisagée et le domaine fréquentiel visé, il est ainsi nécessaire d'ajuster au mieux l'ensemble de ces paramètres. Ce sont les propriétés élémentaires mais aussi « collectives » des cMUTs qui conditionnent la réponse en fréquence de la barrette. Nous décrivons tous ces aspects dans la première section de ce chapitre. En général, pour dimmensionner correctement une cellule et un émetteur ultrasonore multi-cMUTs, il faut s'appuyer sur des modèles numériques complets. Toutefois, on arrive, tant que le dispositif fonctionne dans l'air, à cibler certaines grandeurs et prédire des comportements de base en s'appuyant sur le modèle masse-ressort (modèle 1-D) de la cellule cMUT. Nous proposons ici (section 1.2) de le décrire pour introduire de manière naturelle toutes les caractéristiques électroacoustiques de base d'un cMUT.

1.1 Topologie d'une barrette cMUT

Dans cette section, la topologie des barrettes cMUT est décrite de façon générique et indépendante du procédé de fabrication. Seuls les aspects liés au fonctionnement même des barrettes sont présentés et aucun élément résultant d'une quelconque contrainte de fabrication n'est abordé.

1.1.1 Structure d'une cellule élémentaire cMUT

La structure d'une cellule élémentaire est relativement simple, comme le montre le schéma de principe représenté figure 1.1. Elle s'apparente à celle d'un condensateur plan composé de deux électrodes, dont l'une est mobile, séparées par un diélectrique. Plus pré-

cisément, l'électrode inférieure est déposée sur un substrat, tandis que la partie mobile est suspendue au dessus d'une cavité scellée sous vide. L'électrode inférieure est isolée électriquement du substrat (parfois conducteur) au moyen d'un matériau d'isolation dédié. Le substrat est très souvent du silicium dopé, donc conducteur, mais il existe aussi des substrats verre.

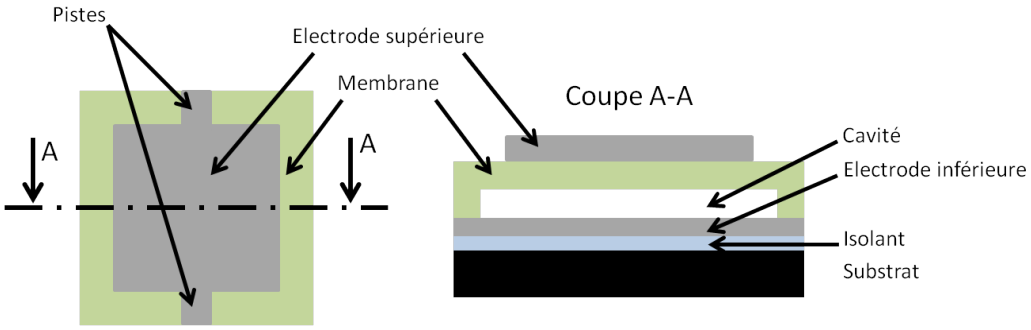


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'une cellule cMUT de géométrie carrée. A gauche vue de dessus, à droite de vue en coupe.

Selon l'application envisagée, les cavités peuvent être maintenues à la pression atmosphérique normale, c'est généralement le cas des microsystèmes audio ou des dispositifs fonctionnant dans l'air. Ces applications requièrent des membranes de grande taille, qui si elles étaient scellées, subiraient la pression atmosphérique avec d'importantes déformations initiales. La partie mobile est composée d'une membrane, en général du nitrure de silicium ou du silicium monocristallin, métallisée totalement ou partiellement pour former l'électrode supérieure. Le taux de métallisation varie de 50% à 100% selon les applications. On évite parfois de métalliser à 100%, car le pourtour de la membrane bouge peu et produit peu de charges électriques. Cette zone métallisée constitue une source de capacité parasite qui diminue le coefficient de couplage électromécanique de la cellule.

Ce sont les propriétés de cette partie mobile qui définissent la réponse en fréquence de la cellule cMUT. La forme, la taille et l'épaisseur de chacune des couches de la partie mobile sont définies au vu des fréquences ultrasonores visées. Traditionnellement, le choix de notre laboratoire s'est tourné plutôt vers la conception de cellules de forme rectangulaire, bien qu'il existe une multitude d'autres possibilités : cercle, hexagone, octogone, etc ... Ce format a été choisi, car il est celui qui offre le meilleur taux de surface active lorsque l'on désire concevoir des émetteurs de barrette ultrasonore de forme rectangulaire eux aussi. Une couche dite de passivation, peut recouvrir la totalité des membranes afin de renforcer la protection vis à vis de l'extérieur : protection mécanique, électrique et vieillissement de l'électrode supérieure.

1.1.2 Caractéristiques d'une barrette linéaire cMUT

La technologie cMUT permet de réaliser presque tous les types de sondes ultrasonores développées aujourd'hui et cela quel que soit son type : mono-élément, multi-éléments ou matricielle. Notons que les sondes courbes ou convexes n'existent pas encore en technologie

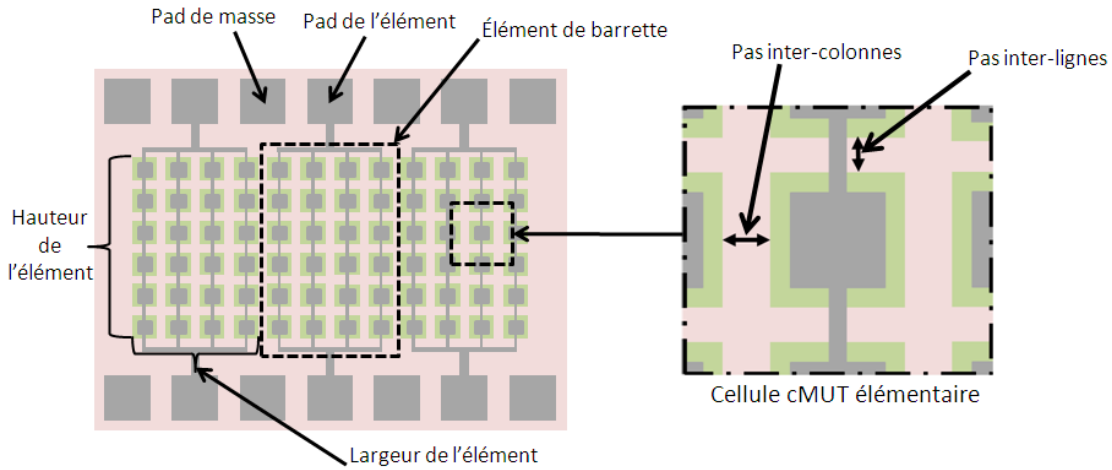


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une barrette cMUT

cMUT. Dans la littérature, plusieurs travaux démontrent la capacité de cette technologie à se substituer aux sondes PZT pour tous types d'application [61].

De façon similaire aux sondes PZT, une barrette cMUT se compose de plusieurs éléments répartis avec un pas régulier, selon une direction donnée. En général, le nombre d'éléments par barrette est souvent choisi comme étant une puissance entière de 2, typiquement selon l'application 64, 128 ou 256 émetteurs/récepteurs. La taille des éléments est définie au vu des critères acoustiques recherchés pour la sonde. Pour une barrette linéaire classique, la largeur de l'élément est plutôt comprise entre $\frac{\lambda}{2}$ et λ, λ étant la longueur d'onde à la fréquence centrale. La hauteur des éléments est définie en fonction de la profondeur d'observation souhaitée pour la sonde. Dans le cas où aucune lentille de focalisation n'est placée sur la surface de la barrette, la hauteur des éléments est ajustée afin de faire correspondre la limite de champ proche avec la profondeur d'observation souhaitée.

On forme un élément de barrette en associant électriquement en parallèle, plusieurs cMUTs, généralement agencées de manière périodique comme on peut le voir sur la figure 1.2. On accède électriquement à un élément par un pad métallique connecté en parallèle à tous les cMUTs. L'électrode inférieure, commune à tous les cMUTs d'un élément, est structurée au niveau des pads des électrodes supérieures afin de diminuer la capacité parasite de la barrette. Des pads connectés à l'électrode inférieure, dit pads de « masse », sont aussi reportés sur le pourtour de la barrette. Bien que dans la plupart des cas, l'électrode inférieure soit commune à tous les éléments de la barrette et qu'un seul pad soit nécessaire, il est généralement choisi d'en disposer plusieurs. Cela facilite la caractérisation individuelle des éléments lors des étapes de contrôle post fabrication, mais aussi, cela minimise la résistance électrique liée à l'électrode inférieure.

Les pas inter-membranes sont aussi des paramètres qui influent la réponse en fréquence des éléments. Traditionnellement, lors de la phase de conception de la barrette, ces distances sont minimisées afin d'obtenir le meilleur taux de surface active et par conséquent le meilleur niveau de pression en sortie du transducteur. Ces distances inter-membranes minimales sont uniquement fixées par le procédé de fabrication.

1.2 Analyse 1D du comportement d'une cellule cMUT

Afin d'analyser le principe de fonctionnement des cellules cMUT et d'illustrer les phénomènes physiques mis en jeu, une étude unidimensionnelle de leur comportement est ici rappelée. En guise d'introduction, une brève présentation des différents modes de fonctionnement des cellules cMUT sera tout d'abord réalisée. Le modèle unidimensionnel d'une cellule cMUT sera ensuite présenté avec les différentes forces mécaniques régissant son comportement. Finalement, le comportement du système sera totalement décrit par l'intermédiaire d'études statique et dynamique.

1.2.1 Principe de fonctionnement d'une cellule cMUT

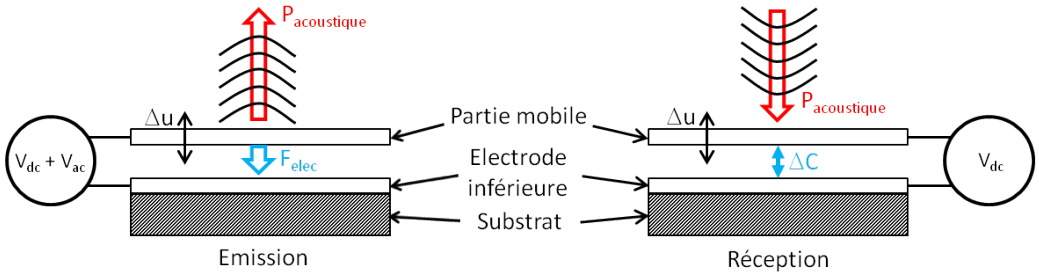


FIGURE 1.3 – Principe de fonctionnement d'une cellule cMUT en mode émission (à gauche) et en mode réception (à droite)

Comme l'ensemble des transducteurs, les cellules cMUT sont utilisées selon deux modes de fonctionnement : le mode émission et le mode réception (figure 1.3). En mode émission, une tension alternative est appliquée aux bornes des électrodes de la cellule. La force électrostatique (F_{elec}) ainsi appliquée, met en mouvement la partie mobile de la cellule. A partir de ce déplacement, une pression acoustique est rayonnée en face avant de la cellule cMUT dans son milieu environnant. La plupart du temps, une tension de polarisation continue est ajoutée à la tension d'excitation afin d'augmenter le coefficient de couplage électromécanique de la cellule cMUT. En réception, la partie mobile de la cellule se met en mouvement sous l'action de la pression engendrée par l'onde acoustique incidente. Son déplacement va alors entrainer une variation de la capacité intrinsèque de la cellule et donc un courant de réception. Dans ce mode d'utilisation, il est nécessaire que la cellule soit préalablement polarisée afin de pouvoir détecter des variations de charges.

1.2.2 Présentation du modèle unidimensionnel d'une cellule cMUT

Largement utilisé par la communauté scientifique [68, 121], le modèle unidimensionnel constitue une méthode descriptive mais réaliste d'analyse du principe de fonctionnement d'une cellule cMUT. Au vu du rapport entre les dimensions latérales d'une cellule et son déplacement maximum, la partie mobile des cellules est assimilée, dans cette approche, à une plaque rigide (figure 1.4). En effet, le déplacement maximal au centre de la partie

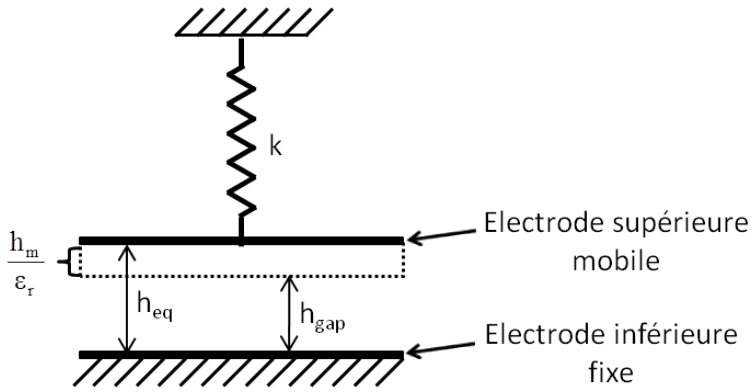


FIGURE 1.4 – Schéma 1-D équivalent d'une cellule cMUT

mobile est à peu près 1000 fois plus petit que ses dimensions latérales. Dans ces conditions, on comprend aisément que la courbure de la partie mobile puisse être négligée dans une première approche. Afin de prendre en compte l'épaisseur de la membrane dans les forces électrostatiques mises en jeu, la hauteur entre les deux électrodes est définie comme la hauteur équivalente (h_{eq}) suivante :

$$h_{eq} = h_{gap} + \frac{h_m}{\epsilon_r} \tag{1.1}$$

avec

- h_{gap} la hauteur de la cavité,
- h_m l'épaisseur de la membrane,
- ϵ_r la permittivité diélectrique relative de la membrane.

Le comportement mécanique de la partie mobile de la cellule cMUT est modélisé comme un système masse-ressort. Dans cette étude, le poids de l'électrode mobile est négligé devant les autres forces mises en jeu. Par conséquent, l'électrode mobile est uniquement soumise à la force électrostatique et à la force de rappel mécanique.

1.2.3 Energie électrostatique

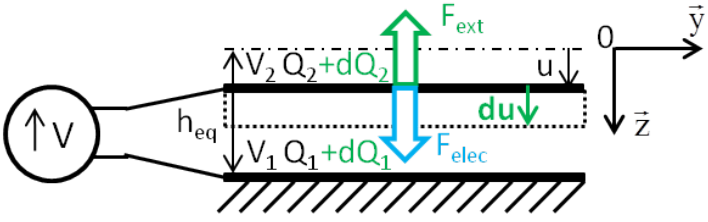


FIGURE 1.5 – Schéma équivalent d'une cellule cMUT d'un point de vue électrique

Dans l'hypothèse du condensateur plan, la capacité du transducteur s'exprime en fonc-

tion de la position u de l'électrode mobile par :

$$C(u) = \frac{\epsilon_0 S}{(h_{eq} - u)} \tag{1.2}$$

où

- $C(u)$ est la capacité du transducteur,
- u est la position de l'électrode mobile,
- S est la surface de l'électrode mobile,
- ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

L'énergie électrostatique emmagasinée dans le condensateur (E_{cond}), lorsqu'on applique une tension V et une charge Q, s'écrit de la façon suivante :

$$E_{cond} = \frac{1}{2} QV \tag{1.3}$$

Pour estimer la force électrostatique appliquée à l'électrode mobile, on utilise la méthode des travaux virtuels. Ainsi, on suppose qu'un opérateur extérieur exerce une force ($\overrightarrow{F_{ext}}$) s'opposant à la force électrostatique ($\overrightarrow{F_{elec}}$) (voir figure 1.5). Puis, à proximité de l'équilibre mécanique, on étudie l'impact d'un petit déplacement du autour de cette position. L'opérateur fournit donc un travail dw_{op} à l'électrode mobile qui s'oppose à celui éxercé par la force électrostatique et qui vaut :

$$dw_{op} = \overrightarrow{F_{ext}}.\overrightarrow{du} = -\overrightarrow{F_{elec}}.\overrightarrow{du} \tag{1.4}$$

En plus de l'énergie stockée dans le condensateur, il existe une deuxième source d'énergie : le générateur. Lors du déplacement de l'électrode, celui-ci maintient les potentiels V_1 et V_2 constants. Cela ne peut se faire qu'en modifiant les charges Q_1 et Q_2 de chacune des électrodes. Ainsi pendant le deplacement du, le générateur fournit un travail permettant d'amener des charges dQ_1 au potentiel V_1 et dQ_2 au potentiel V_2, autrement dit il fournit l'énergie suivante :

$$dE_{gen} = dQ_1 V_1 + dQ_2 V_2 \tag{1.5}$$

En vertu du prinicipe de conservation de l'énergie, on peut établir la relation suivante :

$$dE_{cond} = dw_{op} + dE_{gen} \tag{1.6}$$

$$\frac{1}{2} dQV = -\overrightarrow{F_{elec}}.\overrightarrow{du} + dQ_1 V_1 + dQ_2 V_2 \tag{1.7}$$

étant donné que :

$$\begin{cases} Q = Q_2 = -Q_1 \\ V = V_2 - V_1 \end{cases} \tag{1.8}$$

on obtient :

$$\overrightarrow{F_{elec}}.\overrightarrow{du} = \frac{1}{2} dQV \tag{1.9}$$

Ainsi l'expression de la force électrostatique est :

$$\overrightarrow{F_{elec}} = \frac{1}{2}\frac{\partial Q}{\partial u}V\vec{z} = \frac{1}{2}\frac{\partial C}{\partial u}V^2\vec{z} = \frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S V^2}{(h_{eq}-u)^2}\vec{z} \tag{1.10}$$

Partant de l'expression de la force électrostatique, il est facile de déterminer l'énergie potentielle associée. Sachant que la force électrostatique dérive d'une énergie potentielle, on peut écrire :

$$\overrightarrow{F_{elec}} = -\frac{\partial}{\partial u}(-\frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S V^2}{(h_{eq}-u)})\vec{z} = -\frac{\partial E_{elec}}{\partial u}\vec{z} \tag{1.11}$$

On en déduit que l'energie électrostatique de l'électrode mobile, à potentiel constant, vaut :

$$E_{elec} = -\frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S V^2}{(h_{eq}-u)} \tag{1.12}$$

1.2.4 Energie élastique

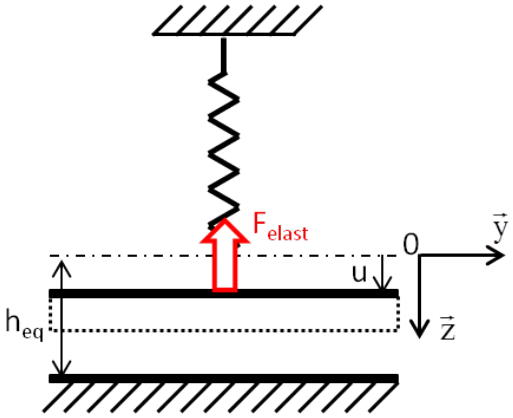


FIGURE 1.6 – Schéma équivalent d'une cellule cMUT d'un point de vue mécanique

En ce qui concerne la partie mécanique de l'électrode mobile, elle est modélisée par un système masse-ressort (figure 1.6). La force mécanique associée est donc simplement la force de rappel mécanique du ressort. Elle s'exprime :

$$\overrightarrow{F_{elast}} = -ku\vec{z} \tag{1.13}$$

avec k la constante de raideur du ressort.

L'énergie potentielle élastique dérivant de cette force s'écrit donc :

$$E_{elast} = \frac{1}{2}ku^2 \tag{1.14}$$

étant donné que :

$$\overrightarrow{F_{elast}} = -\frac{\partial E_{elast}}{\partial u}\vec{z} \tag{1.15}$$

1.2.5 Etude statique

L'objectif de cette étude est d'analyser le principe de fonctionnement d'une cellule cMUT en régime statique. Autrement dit, pour une tension de polarisation donnée, nous allons chercher à déterminer la ou les positions d'équilibre de l'électrode mobile. Pour cela notre raisonnement est basé sur l'étude de l'évolution de l'énergie globale de l'électrode mobile. En effet, étant donné que les forces mises en jeu dérivent toutes d'une énergie potentielle, la recherche des positions d'équilibre de l'électrode mobile est obtenue en déterminant les extremums de la courbe représentant l'évolution de son énergie potentielle en fonction de sa position. Ainsi, dans le cas statique, l'énergie mécanique globale de l'électrode mobile correspond uniquement à son énergie potentielle et s'exprime :

$$E_p = E_{elec} + E_{elast} = -\frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(h_{eq} - u_0)} + \frac{1}{2}k u_0^2 \tag{1.16}$$

où

- V_{DC} est la tension de polarisation,
- u_0 est la position de l'électrode mobile pour une tension de polarisation $V = V_{DC}$.

La figure 1.7 représente pour différentes tensions de polarisation l'évolution de l'énergie potentielle de l'électrode mobile en fonction de sa position. Sur cette figure, les positions d'équilibre de l'électrode mobile ont été signalées pour chaque tension de polarisation.

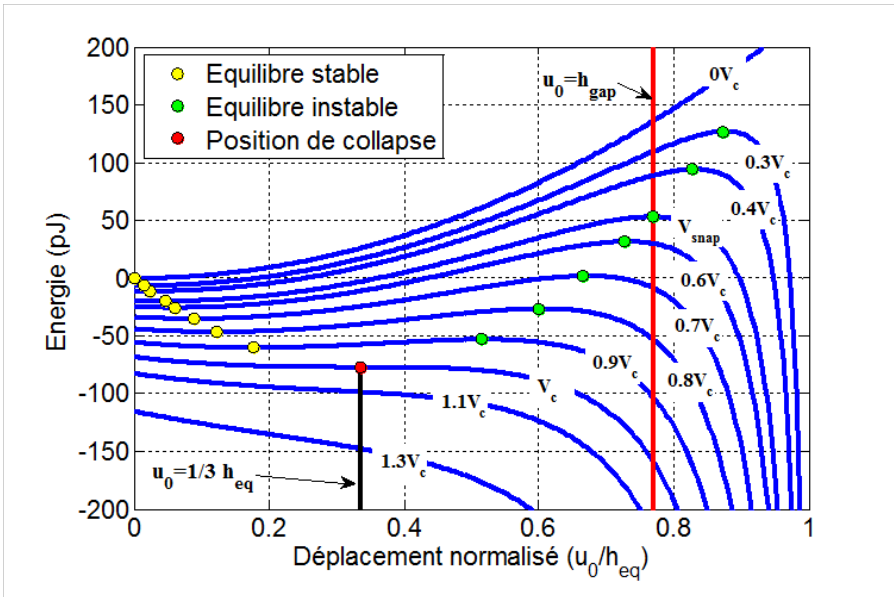


FIGURE 1.7 – Variation de l'énergie potentielle de l'électrode mobile en fonction de sa position normalisée

Pour une tension de polarisation de 0 V, une seule position d'équilibre stable est observée. Cette position correspond à la position de l'électrode mobile à son état initial. Dès que la tension de polarisation est non nulle, une position d'équilibre instable apparait sur la

courbe de l'énergie potentielle en plus de la position d'équilibre stable. Lorsque la tension de polarisation augmente, les deux positions d'équilibre (stable et instable) convergent l'une vers l'autre jusqu'à se confondre pour une tension dite de collapse. Dans ce cas particulier, l'électrode mobile est dans une position d'équilibre instable et elle s'effondre au fond de la cavité. Au-delà de cette tension, il n'existe plus de position d'équilibre et l'électrode mobile reste bloquée au fond de la cavité.

D'un point de vue mathématique, la recherche des positions d'équilibre de l'électrode mobile revient à déterminer les positions pour lesquelles la dérivée de l'énergie potentielle s'annule. Ainsi, pour chaque tension de polarisation donnée, on doit résoudre l'équation du troisième degré suivante :

$$\left(\frac{\partial E_p}{\partial u_0}\right)_V = 0 \Leftrightarrow u_0^3 - 2h_{eq}u_0^2 + h_{eq}^2 u_0 - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{2k} = 0 \tag{1.17}$$

Nous avons vu précédemment que la tension de collapse correspondait au cas où les deux positions d'équilibre étaient confondues. Mathématiquement, cela revient à chercher la tension de polarisation pour laquelle l'équation du troisième dégré admet une solution double non nulle. D'après la méthode de cardan, on obtient ce cas lorsque le discriminant de cette équation défini par cette méthode est égal à zéro. Autrement dit lorsque :

$$\Delta = 0 \Leftrightarrow \frac{2h_{eq}^3 \epsilon_0 S V_C^2}{k} - \frac{27\epsilon_0^2 S^2 V_C^4}{4k^2} = 0 \tag{1.18}$$

La tension de collapse (V_c) s'exprime donc :

$$V_c = \sqrt{\frac{8kh_{eq}^3}{27\epsilon_0 S}} \tag{1.19}$$

La position de l'électrode mobile au moment du collapse (u_c) est quant à elle obtenue en calculant la solution double de l'équation du troisième dégré. Ainsi, on obtient :

$$u_c = \frac{1}{3}h_{eq} \tag{1.20}$$

Sur la figure 1.7, la position de l'électrode mobile au moment du collapse correspond bien à la valeur déterminée analytiquement, c'est à dire à un tiers de la hauteur équivalente [68, 143].

Une fois l'électrode mobile bloquée au fond de la cavité, il faut réduire la tension de polarisation jusqu'à une tension dite de snapback pour la libérer. Ainsi mathématiquement, la tension de snapback est déterminée comme étant la tension pour laquelle les forces se compensent de nouveau à partir du nouvel état initial ($u_0 = h_{gap}$). On cherche donc à déterminer la tension pour laquelle on peut écrire :

$$F_{elast}(u_0 = h_{gap}) = F_{elec}(u_0 = h_{gap}) \tag{1.21}$$

On en déduit l'expression de la tension de snapback (V_{snap}) suivante :

$$V_{snap} = \sqrt{\frac{2h_{gap}h_m^2 k}{\epsilon_r \epsilon_0 S}} \tag{1.22}$$

En terme d'énergie, cette tension de snapback correspond à la tension de polarisation pour laquelle l'électrode mobile, placée au fond de la cavité, est dans une position d'équilibre instable (figure 1.7).

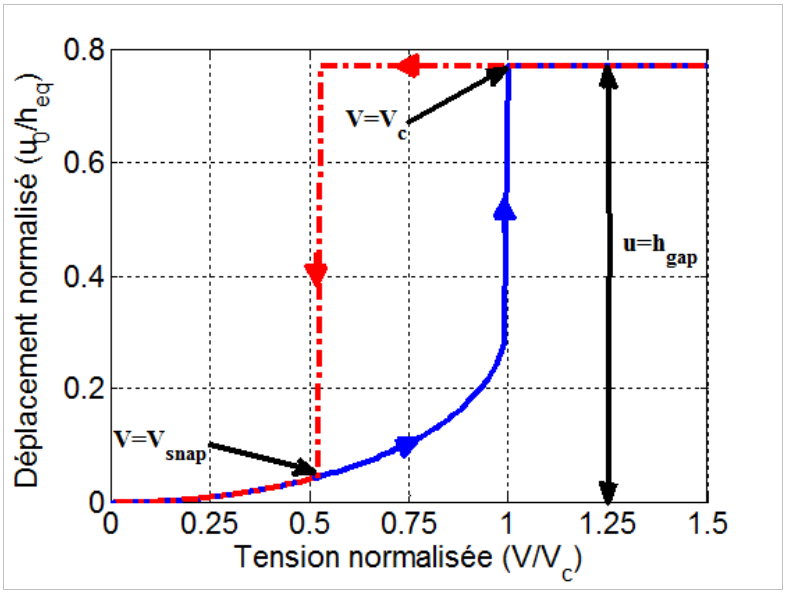


FIGURE 1.8 – Variation de la position de l'électrode mobile en fonction de la tension de polarisation (bleu : tension croissante, rouge : tension décroissante)

Afin de conclure l'étude statique, nous avons représenté figure 1.8 l'évolution de la position de l'électrode mobile en fonction de la tension de polarisation. Les positions de l'électrode mobile représentées sur la figure 1.8 sont celles déterminées par l'étude statique. Sur cette courbe, le cycle d'hystérésis, caractéristique de plusieurs types de MEMs électrostatiques, est parfaitement observé. La tension de snapback est clairement identifiée à une valeur inférieure à celle du collapse. Ce cycle permet aussi de vérifier que le déplacement maximal de l'électrode mobile correspond bien à la hauteur de la cavité.

1.2.6 Etude dymanique

Afin d'étudier le comportement dynamique de l'électrode mobile, une tension alternative (V_{AC}) est ajoutée à la tension de polarisation continue (V_{DC}). Ainsi, le déplacement de l'électrode mobile peut se décomposer comme étant la somme du déplacement statique (u_0) produit par la tension de polarisation et du déplacement dynamique produit par la tension alternative (u_{AC}). Par conséquent, l'objectif de notre étude sera d'analyser le comportement dynamique de l'électrode mobile autour de la position d'équilibre stable produite par la tension de polarisation. De plus, dans cette étude, les pertes mécaniques sont volontairement négligées. La tension globale appliquée aux bornes de la cellule (V) et le déplacement de l'électrode mobile (u) s'écrivent donc sous la forme suivante :

$$\begin{cases} V = V_{DC} + V_{AC} \\ u = u_0 + u_{AC} \end{cases} \tag{1.23}$$

D'après la deuxième loi de Newton, on a :

$$m\frac{\partial^2 u_{AC}}{\partial t^2} = \overrightarrow{F_{elec}}(u_{AC}, V_{AC}) + \overrightarrow{F_{elast}}(u_{AC}) \tag{1.24}$$

avec m la masse de l'électrode mobile.

Ici et par la suite, on considère que la tension d'excitation est très inférieure à la tension de polarisation ($V_{AC} << V_{DC}$) et que par conséquent le déplacement dynamique de l'électrode mobile est lui aussi très inférieur à son déplacement statique ($u_{AC} << u_0$). Ainsi, la force électrostatique peut être linéarisée autour de la position d'équilibre (u_0, V_{DC}) par l'intermédiaire d'un développement de Taylor à l'ordre 1.

$$\overrightarrow{F_{elec}}(u,V) = \overrightarrow{F_{elec}}(u_0, V_{DC}) + \left.\frac{\partial \overrightarrow{F_{elec}}(u,V)}{\partial u}\right|_{u_0,V_{DC}} u_{AC} + \left.\frac{\partial \overrightarrow{F_{elec}}(u,V)}{\partial V}\right|_{u_0,V_{DC}} V_{AC} \tag{1.25}$$

La force électrostatique induite par les composantes dynamiques du système s'exprime donc :

$$\begin{aligned}
\overrightarrow{F_{elec}}(u_{AC}, V_{AC}) &= \overrightarrow{F_{elec}}(u,V) - \overrightarrow{F_{elec}}(u_0, V_{DC}) \\
&= \left.\frac{\partial \overrightarrow{F_{elec}}(u,V)}{\partial u}\right|_{u_0,V_{DC}} u_{AC} + \left.\frac{\partial \overrightarrow{F_{elec}}(u,V)}{\partial V}\right|_{u_0,V_{DC}} V_{AC} \\
&= \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3} u_{AC}\vec{z} + \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(h_{eq}-u_0)^2} V_{AC}\vec{z}
\end{aligned} \tag{1.26}$$

On peut donc reformuler la relation fondamentale de la dynamique (équation 1.24) sous la forme :

$$m\frac{\partial^2 u_{AC}}{\partial t^2} = \left(\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3} - k\right) u_{AC} + \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(h_{eq}-u_0)^2} V_{AC} \tag{1.27}$$

A partir de cette équation, deux nouvelles grandeurs sont définies : la raideur équivalente (k_{soft}) et le coefficient de transformation électroacoustique (φ).

$$k_{soft} = \left(k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3}\right) \tag{1.28}$$

$$\varphi = \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(h_{eq}-u_0)^2} \tag{1.29}$$

Le terme d'origine purement électrostatique dans l'expression de la raideur équivalente est à l'origine du phénomène appelé « softening ». Il a pour effet de réduire la raideur du système lorsque la tension de polarisation augmente.

Par la suite, on considère que la tension d'excitation (V_{AC}) est un signal harmonique et qu'il en résulte un déplacement (u_{AC}) qui lui aussi est purement harmonique. Autrement dit, on peut écrire :

$$\begin{cases} V_{AC} = \tilde{V} e^{j\omega t} \\ u_{AC} = \tilde{u} e^{j\omega t} \end{cases} \tag{1.30}$$

La relation fondamentale de la dynamique (équation 1.27) devient :

$$m\omega^2\tilde{u} - k_{soft}\tilde{u} + \varphi\tilde{V} = 0 \tag{1.31}$$

De cette relation, on en déduit l'expression du déplacement dynamique ($\tilde{u}$) en fonction de la tension d'excitation ($\tilde{V}$). Ainsi on a :

$$\tilde{u} = \frac{\varphi}{m\omega^2 - k_{soft}}\tilde{V} \tag{1.32}$$

Connaissant l'évolution du déplacement ($\tilde{u}$) de l'électrode, on peut exprimer plusieurs grandeurs électriques. La première est la quantité de charge dynamique ($Q(u_{AC}, V_{AC})$) partant de l'expression de la charge électrique ($Q(u, V)$). On rappelle que l'expression de la charge électrique est :

$$Q(u, V) = C(u)V = \frac{\epsilon_0 SV}{(h_{eq} - u)} \tag{1.33}$$

De façon similaire à la force électrostatique, un développement de Taylor à l'ordre 1 est appliqué sur l'expression de la charge électrique du condensateur afin de linéariser son expression. Le développement est réalisé autour de la position d'équilibre statique du système (u_0, V_{DC}). On obtient donc :

$$\begin{aligned} Q(u_{AC}, V_{AC}) &= Q(u, V) - Q(u_0, V_{DC}) \\ &= \left.\frac{\partial Q(u,V)}{\partial u}\right|_{u_0,V_{DC}} u_{AC} + \left.\frac{\partial Q(u,V)}{\partial V}\right|_{u_0,V_{DC}} V_{AC} \\ &= \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(h_{eq} - u_0)^2} u_{AC} + \frac{\epsilon_0 S}{(h_{eq} - u_0)} V_{AC} \end{aligned} \tag{1.34}$$

Ainsi, on peut exprimer la charge dynamique du condensateur en fonction du coefficient de transformation électroacoustique (φ) et de la capacité statique (C_0) obtenue lorsque l'électrode mobile est à la position d'équilibre (u_0).

$$Q(u_{AC}, V_{AC}) = \varphi u_{AC} + C_0 V_{AC} \tag{1.35}$$

Le courant aux bornes des électrodes (I) est quant à lui obtenu à partir de l'expression de la charge. On a donc :

$$I = \frac{\partial Q(u_{AC}, V_{AC})}{\partial t} = \varphi\frac{\partial u_{AC}}{\partial t} + C_0\frac{\partial V_{AC}}{\partial t} \tag{1.36}$$

En considérant que (I) est purement harmonique, on peut écrire que :

$$I = \tilde{I}e^{j\omega t} \tag{1.37}$$

et on obtient :

$$\tilde{I} = j\omega\left(\varphi\tilde{u} + C_0\tilde{V}\right) \tag{1.38}$$

Finalement, en remplaçant $\tilde{u}$ par son expression (équation 1.32), on obtient que le courant aux bornes des électrodes s'exprime, en fonction de la tension d'excitation, sous la forme suivante :

$$\tilde{I} = j\omega \left(C_0 - \frac{\varphi^2}{m\omega^2 - k_{soft}} \right) \tilde{V} \tag{1.39}$$

L'admittance électrique (Y_{elec}) du système est ainsi identifiée. Elle correspond à celle d'un condensateur et vaut :

$$Y_{elec} = j\omega \left(C_0 - \frac{\varphi^2}{m\omega^2 - k_{soft}} \right) = j\omega C(\omega) \tag{1.40}$$

avec $C(\omega)$ la capacité du condensateur équivalent.

A partir de l'expression de l'admittance électrique, les fréquences de résonance (f_r) et d'antirésonance (f_a) du système sont déterminées. En effet, la fréquence de résonance est définie comme étant la fréquence pour laquelle la tension d'entrée $\tilde{V}$ du système est nulle. Mathématiquement, cela revient à déterminer la fréquence pour laquelle l'admittance tend vers l'infini. En ce qui concerne la fréquence d'antirésonance, elle intervient lorsque le courant d'entrée $\tilde{I}$ du système est nul. Par conséquent, elle est obtenue en cherchant la fréquence pour laquelle l'inverse de l'admittance, c'est à dire l'impédance l'électrique, tend vers l'infini. Ainsi, on a démontré que :

$$f_r = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_{soft}}{m}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3}}{m}} \tag{1.41}$$

$$f_a = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \tag{1.42}$$

On remarque que le terme de softening possède un impact sur la fréquence de résonnance du système. En effet, en réduisant la raideur équivalente du système, il provoque une diminution de la fréquence de résonnance lorsque la tension de polarisation augmente. La fréquence d'antirésonance correspond quant à elle à la fréquence mécanique propre du système. Elle est par conséquent invariante en fonction de la tension de polarisation. Toutefois, dans le cas d'un cMUT dont la membrane n'est pas plane, la fréquence d'antirésonance dépend aussi de la tension de polarisation appliquée. Nous le verrons par la suite.

Deux autres grandeurs caractéristiques du système peuvent être déterminées : la capacité dite hautes fréquences (C_{HF}) et la capacité dite basses fréquences (C_{BF}). Ces deux grandeurs traduisent les valeurs asymptotiques de la capacité du système aux limites du domaine fréquentiel. Ainsi, en hautes fréquences, la capacité du système correspond à la capacité clampée. Elle tend vers la valeur de la capacité statique du système (C_0). En basses fréquences, la capacité du système correspond à la capacité libre. Elle est augmentée du terme $\frac{\varphi^2}{k_{soft}}$ par rapport à la capacité hautes fréquences.

$$C_{HF} = \lim_{\omega \to \infty} C(\omega) = C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{(h_{eq} - u_0)} \tag{1.43}$$

$$C_{BF} = \lim_{\omega \to 0} C(\omega) = C_0 + \frac{\varphi^2}{k_{soft}} = \frac{\epsilon_0 S}{(h_{eq} - 3u_0)} \tag{1.44}$$

Le coefficient de couplage électromécanique du système (k_t) peut aussi être estimé. Il définit l'efficacité du système à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement. Sa valeur varie toujours entre 0 et 1. Le coefficient de couplage électromécanique atteint sa valeur maximale de 1 lorsque la totalité de l'énergie électrique est convertie en énergie mécanique. Plusieurs relations permettent de le déterminer [143] :

$$k_t^2 = \frac{E_{meca}}{E_{meca} + E_{elect}} = 1 - \frac{C_{HF}}{C_{BF}} = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2 \tag{1.45}$$

Dans le cas du modèle 1-D, les deux formules permettent de déterminer simplement le coefficient de couplage électromécanique. Ainsi, de façon similaire à la litérature [143, 121] on a :

$$k_t^2 = \frac{2u_0}{(h_{eq} - u_0)} \tag{1.46}$$

On remarque que le coefficient de couplage atteint sa valeur maximale lorsque le déplacement statique de l'électrode mobile (u_0) vaut $\frac{1}{3}h_{eq}$, autrement dit lorsque l'électrode mobile atteint la position de collapse. Ainsi, afin d'augmenter l'efficacité de la cellule cMUT, on comprend aisément qu'il sera nécessaire de la polariser avec une tension la plus proche possible de la tension collapse.

Chapitre 2

Procédés de fabrication

Bien que le concept des transducteurs électrostatiques soit énoncé depuis le début de la première guerre mondiale, il a fallu attendre l'avènement des techniques de la micro-électronique et de ses procédés de fabrication pour que la conception d'une telle sonde soit réalisable. La publication des travaux de Haller et de Khuri-Yakub sur la réalisation d'un transducteur ultrasonore capacitif micro-usiné (cMUT) marque une évolution décisive sur la maitrise de ces procédés de fabrication. A partir de ce moment, un réel engouement s'engagea autour des transducteurs électrostatiques et plus précisément sur le développement de transducteurs cMUT. Il existe actuellement deux filières pour la conception de sondes ultrasonores en technologie cMUT : la filière dite de micro-usinage de surface et la filière dite de wafer-bonding.

Après un bref rappel historique remontant aux prémisses des sondes ultrasonores, cette section sera dédiée à la présentation de ces deux filières de production. Pour chacune de ces technologies, une étude détaillée de leur procédé de référence sera réalisée, avant de présenter certaines évolutions intéressantes.

2.1 Bref historique : du condensateur « chantant » aux cMUTs

Bien que les transducteurs piézoélectriques aient largement dominé le domaine des transducteurs ultrasonores durant l'ensemble du $20^{ème}$ siècle, historiquement les premiers travaux sur la génération d'ondes ultrasonores furent réalisés avec des transducteurs électrostatiques [43]. En effet, en 1915, lors de la première mise en évidence de la propagation d'une onde ultrasonore dans l'eau, Paul Langevin utilisa comme transducteur un condensateur au mica : le condensateur « chantant » de Langevin [70]. Cependant, ses travaux sur le condensateur « chantant » furent rapidement abandonnés en 1917 au profit des lames de quartz piézoélectrique ayant un meilleur rendement. La principale raison qui contraignit Langevin à abandonner ses travaux sur les transducteurs électrostatiques résida dans la difficulté qu'il éprouva à augmenter le champ électrique interne. Selon lui, pour obtenir un niveau d'efficacité acceptable, il aurait fallu atteindre des champs électriques de l'ordre 10^8 $V.m^{-1}$ [57], valeur qu'il était impossible d'obtenir avec les matériaux et les techniques de fabrications existantes.

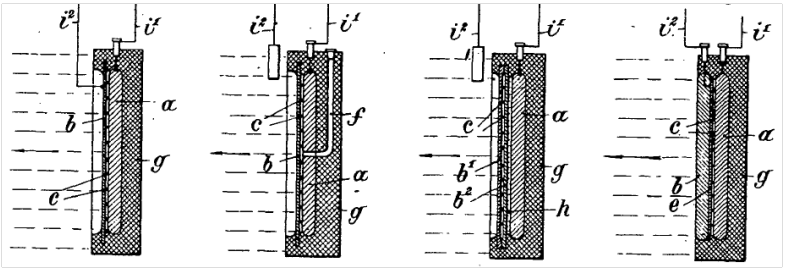


FIGURE 2.1 – Schéma du condensateur « chantant » de Langevin breveté en 1916 [70].

Ainsi, bien que les travaux sur les transducteurs électrostatiques ultrasonores n'aient jamais réellement cessé [65, 19], il a fallu attendre la fin du 20ème siècle et les progrès réalisés dans le domaine des microtechnologies pour que les transducteurs électrostatiques redevinrent d'actualité.

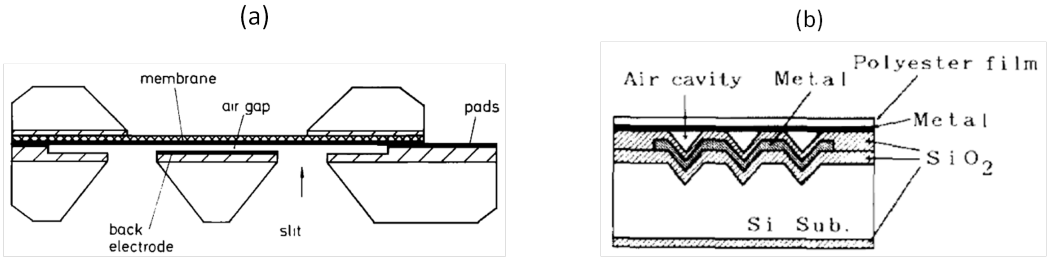


FIGURE 2.2 – Schéma du transducteur électrostatique à technologie silicium de (a) Hohm *et al.* [53] et de (b) Suzuki *et al.* [123].

Les premiers transducteurs électrostatiques à technologie silicium sont apparus à la fin des années 1980. Leur utilisation était dédiée à la transduction aérienne et plus précisément à la détection de proximité. Parmi ces transducteurs électrostatiques, deux furent particulièrement remarquables. Le premier, développé par Hohm *et al.* [53], se distingua de part son procédé de fabrication. En effet, contrairement à la plupart des transducteurs électrostatique réalisés jusque là, la partie mobile de celui-ci n'était pas composée d'un film diélectrique mais d'une couche de nitrure de silicium. L'autre particularité de ce procédé de fabrication était que la membrane en nitrure de silicium était réalisée sur un wafer différent, avant d'être assemblée sur la partie arrière du transducteur.

L'autre transducteur électrostatique particulièrement remarquable développé à la fin des années 1980 fut celui réalisé par Suzuki *et al.* [123]. Avec une bande passante centrée à 150 kHz, il fut le premier dispositif issu des technologies du silicium à travailler dans le domaine ultrasonore. Sa topologie se rapprochait de celle d'un microphone standard. La partie mobile était composée d'un film diélectrique en polyester métallisé et seule la partie arrière du transducteur était fabriquée sur un wafer en silicium. Selon son procédé de fabrication, les cavités arrières des membranes étaient directement gravées dans le wafer en silicium. Le caractère anisotrope de la gravure du silicium procurait aux cavités des formes pyramidales. Ainsi, la profondeur des cavités dépendait directement de leurs largeurs (profonfeur $= \frac{1}{\sqrt{2}}$ largeur).

Malgré l'avancée technologique que représentait ces deux transducteurs, leurs performances acoustiques ne furent pas suffisantes pour pouvoir s'imposer dans le domaine des transducteurs ultrasonores. De plus, la complexité des procédés de fabrication employés pour réaliser ces dispositifs fut un autre frein à leurs développements.

Il a fallu attendre 1993 et les travaux de M. Haller *et al.* [49, 48] sur les transducteurs capacitifs micro-usinés (cMUT), pour obtenir un transducteur électrostatique ultrasonore capable de rivaliser en termes de performances avec les transducteurs piézoélectriques. Le premier transducteur présenté dans ces travaux était uniquement dédié aux applications aériennes. Il présentait une bande passante de 20% centrée à 1.9 MHz. L'originalité introduite par ces travaux résida dans le procédé de fabrication. Contrairement à toutes les techniques développées jusque là qui étaient basées sur le micro-usinage de volume du wafer en silicium, le procédé de fabrication proposé ici était basé sur une technique dite de micro-usinage de surface. En effet, ici le wafer en silicium servait uniquement de support sur lequel les matériaux formant les différentes couches du transducteur étaient successivement déposés ou gravés. Ainsi, grâce à cette technique, il fut possible de réaliser des espaces inter-électrodes de l'ordre de la centaine de nanomètres et d'obtenir les champs électrostatiques nécessaires ($>10^8$ V.m^{-1}) pour améliorer significativement l'efficacité du transducteur. A partir de ces travaux, une forte dynamique s'engagea autour des transducteurs ultrasonores et plus précisément autour des cMUTs. Le procédé de fabrication fut développé et adapté à différentes applications, comme par exemple pour une utilisation en immersion [122]. Les principales raisons qui firent de ce procédé une référence dans la fabrication de transducteurs ultrasonores furent sa simplicité, sa reproductibilité et sa capacité à fort volume de production.

En 2002, un nouveau procédé de fabrication par wafer bonding fut mis au point par l'équipe du professeur Khuri-Yakub [40]. L'originalité de cette technologie fut basée sur la combinaison du micro-usinage de volume et du collage de deux wafers. En plus d'être une alternative aux procédés de fabrication déjà existants, il permit d'obtenir des dispositifs offrant une meilleure surface active et une meilleure homogénéité. La suite de ce chapitre est dédiée à la présentation de ces deux procédés de fabrication.

2.2 Fabrication de transducteur cMUT par micro-usinage de surface

Comme expliqué précédemment, les procèdés de fabrication par micro-usinage de surface furent, pendant une dizaine d'années, la seule technique pour réaliser des transducteurs ultrasonores capacitifs. Durant cette période, plusieurs approches ont été mises au point par différentes équipes. La principale variante entre ces différents procédés de fabrication réside plutôt dans le choix des matériaux et des techniques de dépôt, plutôt que sur les étapes de fabrication en elles-mêmes.

La première étape (figure 2.3-(a)) consiste à structurer l'électrode inférieure sur le substrat en silicium. On retrouve principalement deux types de matériau déposés : soit du polysilicium fortement dopé [16, 69, 58], soit un matériau conducteur de type métallique [64, 108, 15, 98]. Dans tous les cas, une couche d'isolation est déposée entre le substrat et l'électrode inférieure afin d'éviter tout couplage électrique par le substrat. L'oxyde de

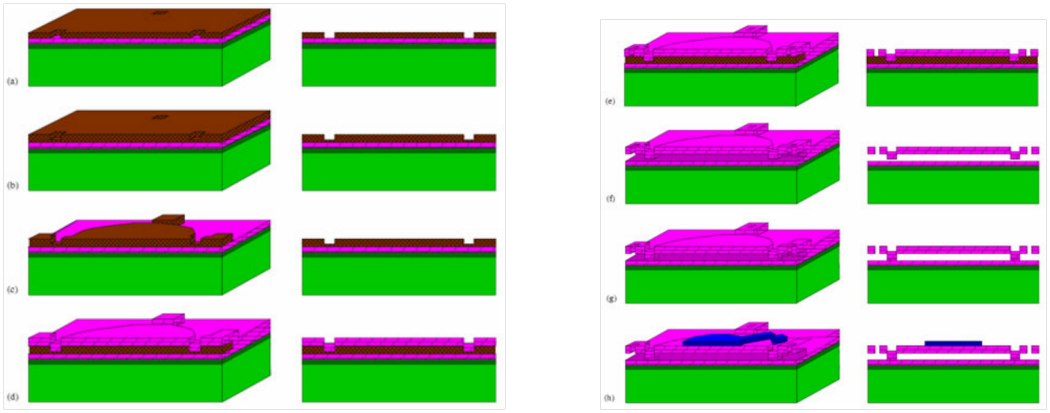


FIGURE 2.3 – Illustration des différentes étapes de fabrication des cMUTs en micro-usinage de surface [39].

silicium (SiO_2) est un exemple d'isolant souvent utilisé. Parmi les différents matériaux métalliques déposés pour former l'électrode inférieure (tungstène [15], chrome [64], ...) l'aluminium est le plus fréquemment utilisé [58, 98]. Parfois, lorsque cela est nécessaire, une fine couche d'isolant (oxyde de silicium [16, 108, 15], nitrure de silicium [64, 69, 58]) est déposée sur l'électrode inférieure pour la protéger lors de la gravure de la couche sacrificielle. L'autre avantage que présente l'emploi de cette couche d'isolant est qu'elle permet d'ajuster le champ électrostatique régnant dans les cavités indépendamment des propriétés mécaniques de la membrane.

La couche sacrificielle est ensuite déposée et gravée (figure 2.3-(b) et (c)) afin de définir la géométrie des futures cavités et de ses canaux d'excavation. Ce matériau est choisi de façon à présenter une forte sélectivité de gravure avec les matériaux de la membrane et de l'électrode inférieure (ou de la couche protection). Différents matériaux peuvent être utilisés : le silicium polycristallin [16, 15], l'oxyde de silicium [69], le chrome [108], le silicium amorphe [58] ou un polyamide [98].

Par la suite, la couche structurelle formant la membrane est déposée sur l'ensemble du substrat (figure 2.3-(d)). Le matériau le plus courant est le niture de silicium. L'épaisseur du dépôt de la membrane doit être supérieure à celle du dépôt de la couche sacrificielle, afin que la membrane englobe la totalité de la hauteur des futures cavités et d'assurer la conformité des couches déposées.

Des ouvertures y sont ensuite gravées par voie sèche (figure 2.3-(e)), afin d'accéder aux canaux d'excavation de la couche sacrificielle et aux reprises de contact de l'électrode inférieure. Une gravure par solution humide permet d'éliminer de façon isotrope la couche sacrificielle et de libérer les membranes au dessus des cavités (figure 2.3-(f)). La nature de la solution dépend bien évidemment du matériau choisi pour la couche sacrificielle. Lors de cette étape de gravure, les forces de capillarité peuvent dépasser la force de rappel des membranes et coller de façon irrémédiable les membranes au fond des cavités. Plusieurs techniques ont été mises au point pour s'affranchir de ce problème : la lyophilisation [44], le séchage supercritique [73] et la libération sèche [93].

Une fois les membranes libérées, les cavités sont scellées (figure 2.3-(f)) sous vide par

le dépôt d'une couche de scellement (oxyde de silicum [15] ou niture de silicium [64, 108] principalement). Le dépôt est réalisé pleine plaque avant d'être structuré autour des ouvertures réalisées dans le nitrure pour l'excavation de la couche sacrificielle. L'épaisseur de cette couche de scellement doit être suffisamment importante pour remplir la totalité des ouvertures et assurer l'étanchéité des cavités.

La dernière étape des procédés de fabrication par micro-usinage de surface consiste à réaliser l'électrode supérieure (figure 2.3-(f)). En général, elle est composée d'une couche d'aluminium déposée par pulvérisation puis structurée par gravure humide [16, 15, 58, 98]. Cette couche sert aussi à métalliser les reprises de contact de l'électrode inférieure. D'autres matériaux, tel que le chrome [64] ou l'or [69], ont aussi été testés avec succès dans la littérature.

Dans la plupart des cas, une fine couche de passivation (oxyde de silicium, nitrure de silicium, Parylène C) est déposée sur l'ensemble de l'empilement afin de protéger les dispositifs du milieu extérieur. L'électrode supérieure métallique est ainsi protégée de tout risque de vieillissement précoce (oxydation, électrolyse, ...).

Parmi les procédés de fabrication de cMUTs par micro-usinage de surface, on distingue l'originalité du procédé de fabrication de l'université de Rome [17, 22]. Selon ce procédé, les cellules cMUT sont réalisées dans le sens opposé à celui décrit plus haut. C'est la raison pour laquelle on l'appelle « procédé inversé ». Les différentes couches constituant le cMUT sont déposées successivement sur un substrat en silicium de l'électrode supérieure à l'électrode inférieure. Une fois l'ensemble des dépôts réalisé, le substrat est complètement gravé (gravure sèche puis humide sur les 5 derniers microns) afin de libérer les membranes. Préalablement au retrait du substrat, une épaisse couche de résine époxy (2 mm) est déposée sur l'ensemble de l'empilement afin d'assurer la tenue mécanique du dispositif. Ce procédé présente deux principaux avantages par rapport aux procédés de fabrication classiques en micro-usinage de surface :

- les propriétés du matériau constituant la membrane sont homogènes, étant donné que le matériau n'est pas issu d'un dépôt,
- les étapes d'excavation et de scellement des cavités étant déportées sur la face arrière des cellules, la surface active de ces dispositifs est nettement supérieure à celle des dispositifs réalisés avec un procédé classique.

Bien que les travaux sur les procédés de fabrication en micro-usinage de surface soient les plus anciens, ils sont toujours d'actualité. D'ailleurs, l'ensemble des dispositifs réalisés et présentés dans le cadre de ce document ont été conçus selon ce type de procédé.

2.3 Fabrication de transducteur cMUT par wafer-bonding

Ce procédé, issu des filières de la micro-électronique, fut utilisé pour la première fois en 2002 pour la conception de sondes cMUT [40]. L'originalité des procédés de fabrication par wafer bonding, réside dans l'utilisation et le collage de deux substrats : un substrat de silicium consacré à la partie immobile du cMUT (électrode inférieure + cavités) et un substrat SOI (Silicon On Insulator) dédié à la partie mobile (membrane + électrode supérieure).

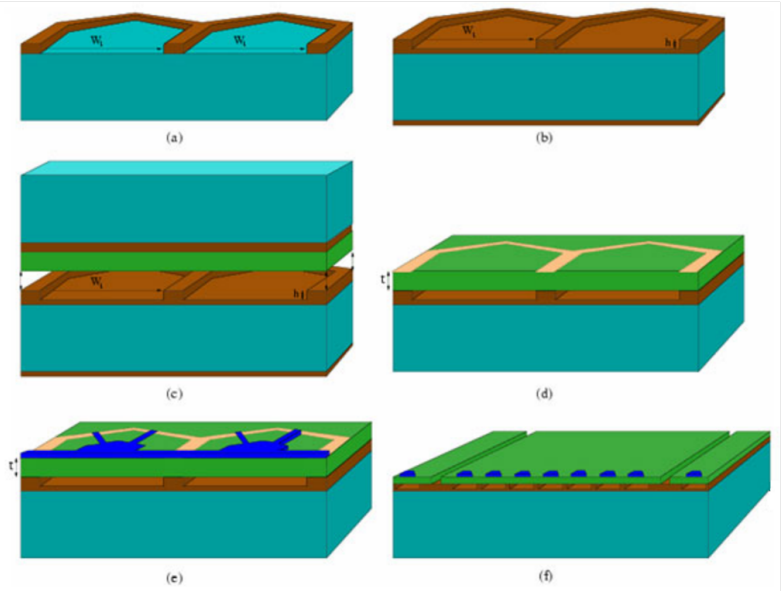


FIGURE 2.4 – Illustration des différentes étapes de fabrication des cMUTs par wafer-bonding [39]

La première étape consiste à former l'électrode inférieure en dopant fortement le substrat en silicium. Une fois l'électrode inférieure réalisée, un dépôt d'oxyde de silicium est effectué sur l'ensemble du substrat (figure 2.4-(a)). L'épaisseur de ce dépôt correspond à la hauteur des futures cavités. La couche d'oxyde est ensuite gravée jusqu'à atteindre la surface du substrat en silicium pour former les cavités (figure 2.4-(a)). Une seconde couche d'oxyde est appliquée afin d'éviter un possible contact entre le substrat dopé et les électrodes supérieures (figure 2.4-(b)). Une fois les cavités réalisées, le substrat SOI est assemblé sur le substrat silicium par une technique de collage par fusion (figure 2.4-(c)). Cette technique requiert une température d'enceinte de 1000°C [56], rendant impossible l'intégration de composants électroniques. Dans la littérature, d'autres techniques, telles que le collage anodique [7] ou le collage par compression thermique [129], sont parfois utilisées pour assembler les deux wafers. Le substrat provenant du wafer SOI et sa couche intermédiaire sont ensuite éliminés (figure 2.4-(d)) par une gravure humide de type BOE (Buffered Oxyde Etch) pour libérer les membranes en silicium monocristallin au-dessus des cavités. La dernière étape consiste à définir les électrodes supérieures (figure 2.4-(e)) et à isoler les éléments (figure 2.4-(f)). En effet, étant donné que le silicium n'est pas un bon isolant, il est nécessaire d'isoler chaque élément en gravant le silicium jusqu'à la couche d'oxyde. L'électrode supérieure est quant à elle réalisée par un dépôt puis une gravure humide. Selon d'autres procédés, on peut tout naturellement doper la membrane en silicium monocristallin.

Au cours de la dernière décennie, de nombreuses évolutions ont été apportées à ce procédé par l'université de Stanford (voir tableau 2.1). Leurs motivations étaient multiples : réduire la capacité parasite produite entre la membrane conductrice et l'électrode inférieure, réduire les tensions de collapse en maitrisant mieux la hauteur des cavités et réduire les

effets de chargement électrique de l'isolant déposé sur l'électrode inférieure.

Leur première innovation, proposée par Huang *et al.* [55], consiste à remplacer la couche d'isolant (SiO_2) déposée sur l'électrode inférieure par un ou plusieurs plots d'isolation. L'objectif de cette modification est de réduire la surface de contact entre l'électrode supérieure et la couche d'isolation, afin de limiter les effets de charge dans l'isolant. Huang *et al.* constatent par ailleurs, que la bande passante de ces dispositifs se trouve être améliorée lorsque la membrane est plaquée sur les plots.

Par la suite, Park *et al.* ont proposé de réutiliser le procédé de fabrication LOCOS (LOCal Oxydation of Silicon) pour réaliser des cMUTs par wafer bonding [111]. La principale innovation technologique apportée par ces travaux, réside dans la technique utilisée pour former les cavités. En effet, selon ce procédé, les cavités sont formées en réalisant une oxydation locale du wafer sur les zones correspondant aux plots inter-membranes. La hauteur des cavités est ainsi mieux maitrisée et les tensions de collapse peuvent être diminuées de façon significative. De plus, en renforçant l'épaisseur de la couche d'isolant sur les zones inter-membrane, ce procédé offre l'avantage de réduire la capacité parasite de la barrette.

En 2010 Kupnik *et al.* publient, toujours pour l'université de Stanford, un nouveau procédé de fabrication de cMUTs par wafer-bonding [67]. L'objectif de ces travaux est de réduire au maximum la capacité parasite de la barrette cMUT en limitant l'implantation de l'électrode inférieure aux zones où la membrane est la plus mobile (zone centrale). Le substrat en silicium servant de plan électrique, une épaisse couche d'isolant (5 ou 10 μm de dioxyde de silicium) est déposée entre l'électrode inférieure et celui-ci pour éviter l'apparition d'une source de capacité parasite supplémentaire. La reprise de contact entre l'électrode inférieure et le substrat est quant à elle réalisée par l'implantation d'un via en poly-silicium dopé dans la couche d'isolant. Ainsi, en comparaison avec le procédé original, la capacité parasite des dispositifs est réduite de 48% pour une couche d'isolant de 5 μm et de 63% pour une couche de 10 μm.

Le dernier procédé de fabrication de l'université de Stanford est issu des travaux réalisés par Nikoozadeh *et al.* [95]. Pour augmenter le niveau de pression en sortie de leurs dispositifs, ces derniers ont cherché à augmenter le volume balayé par les membranes en les forçant à travailler collectivement comme un piston idéal. Pour cela, plutôt que d'isoler mécaniquement les membranes de cMUT à cMUT, les zones de séparation inter-cMUTs sont réduites à de simples « supports » souples capables de travailler en flexion. Ainsi, lorsque le transducteur émet des ultrasons, la face avant bouge de manière homogène et ce sont les plots d'ancrage au substrat qui assurent les forces de rappel élastiques. Ce procédé apporte un réel gain sur le volume balayé par les membranes.

D'autres équipes ont aussi fait le choix de développer un procédé de fabrication par wafer-bonding [76, 88, 101]. La structure des cellules développées se rapproche de celle des cellules issues du procédé original de Stanford. Parmi les travaux les plus convaincants, nous citerons ceux de Logan *et al.* [76] et de Midtbo *et al.* [88]. Ils ont utilisé pour former la membrane un substrat proche d'un substrat SOI, sauf que le silicium a été remplacé par du nitrure de silicium. L'avantage avancé est le coût mais aussi, pour eux, la possibilité d'un plus grand choix dans les épaisseurs de membrane finie. Très récemment en 2013, Cetin *et al.* proposent un procédé de fabrication utilisant une membrane en diamant [28]. Les avantages de cette technologie sont clairement liés aux propriétés intrinséques du diamant en terme

de : résistance mécanique, durée de vie, faible dilatation thermique, biocompatiblité,...

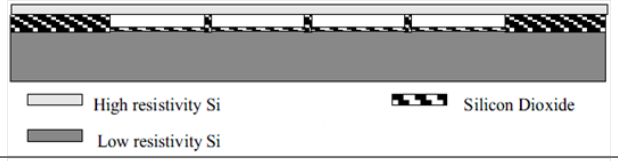
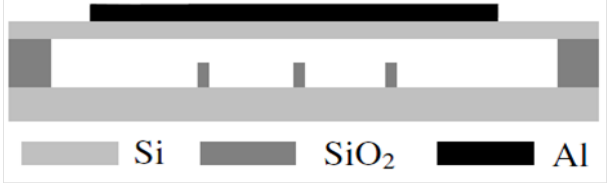
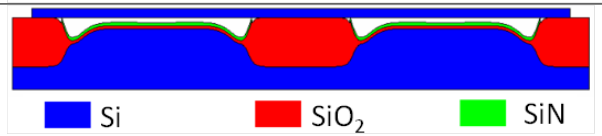
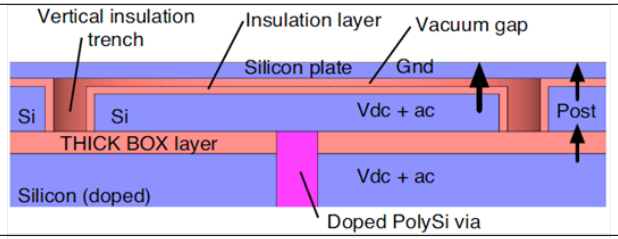
Comme l'exprime la plupart des travaux cités dans cette section, les procédés de fabrication par wafer-bonding présentent un certain nombre d'avantages par rapport au micro-usinage de surface :

- le nombre de masques de photolithographie est réduit (quatre masques contre six pour le micro-usinage de surface),
- l'uniformité des propriétés de la membrane est garantie,
- le taux de surface active est meilleure (absence des puits d'excavation),
- aucun risque de stiction de la membrane (suppression de l'étape d'excavation).

Cependant, malgré ces atouts, la filière wafer-bonding possède encore un certain nombre d'inconvénients qui l'empêche de s'imposer comme étant la méthode de référence pour la fabrication de barrette cMUT. Les principaux inconvénients restant à améliorer sont :

- le coût des wafers SOI, dix fois plus élevé qu'un dépôt de nitrure de silicium,
- la capacité parasite qui peut être élevée,
- les difficultés à intégrer de façon monolithique des composants électroniques sur le cMUT (hautes températures nécessaires au collage du wafer SOI),
- les effets de charges électriques de la couche d'isolant.

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des différents procédés de fabrication de cMUTs par wafer-bonding développés par l'université de Stanford.

Nom du procédé	Schéma de la cellule cMUT	Innovation apportée par ce procédé de fabrication
Procédé original [40]		
cMUT à plot d'isolation [55]		• diminution des effets de charge dans la couche d'isolant, • augmentation de la bande passante lorsque la membrane touche les plots d'isolation.
cMUT basé sur la technologie LOCOS [111]		• meilleure maîtrise de la hauteur des cavités, • capacité parasite réduite grâce à la couche d'isolation plus épaisse dans les espaces inter-membranes.
cMUT sur couche d'oxyde épaisse [67]		• capacité parasite réduite : – électrode inférieure limitée à la zone centrale des membranes, – dépôt d'une épaisse couche d'isolant sur substrat évitant ainsi une source de capacité parasite supplémentaire.
cMUT à support flexible [95]		• augmentation du niveau de pression en sortie des éléments : – augmentation du volume balayé par les membranes, – supression des zones inactives inter-membranes.

Chapitre 3

Développement de sondes cMUT dans le domaine médical

L'objectif de ce chapitre est de montrer, à travers les différents exemples de sondes conçues pour des applications médicales, le niveau de maturité atteint aujourd'hui par la technologie cMUT, sans pour autant occulter les points problématiques de leurs comportements.

Ce chapitre se divise en deux sections. La première présente les différentes applications médicales où la technologie cMUT a été introduite. La seconde section détaille les facteurs limitant encore de nos jours le développement des sondes cMUT dans le domaine ultrasonore. Pour chaque problèmatique abordée, un bref état de l'art des solutions apportées par la communauté scientifique est réalisé.

3.1 Sondes cMUT et applications médicales

3.1.1 Echographie 2-D

Malgré la mise au point de nouvelles modalités d'imagerie ultrasonore, l'imagerie échographique conventionnelle reste l'application la plus courante des sondes ultrasonores multi-éléments. C'est donc assez naturellement que les premiers développements de sonde cMUT se sont tournés vers cette modalité.

Oralkan *et al.* sont les premiers à présenter des images réalisées à partir d'une sonde cMUT [107, 104]. Selon le protocole expérimental mis en place pour ces premières expériences, les images ont été reconstruites à posteriori à partir des lignes RF acquises pour un milieu constitué uniquement de cibles plongées dans l'huile. La forte corrélation des images obtenues avec les images théoriques attendues, a dès lors permis d'établir une preuve de concept sur l'intérêt des technologies cMUT. Dès ces premières images, les couplages inter-éléments (électrique et mécanique) sont apparus comme étant une cause de détérioration de la qualité des images.

Les premières images *in-vivo* temps réel ont rapidement suivies. Elles ont été réalisées par Mills *et al.* sur une carotide [89] (voir figure 3.1). Dans cette étude, les images obtenues

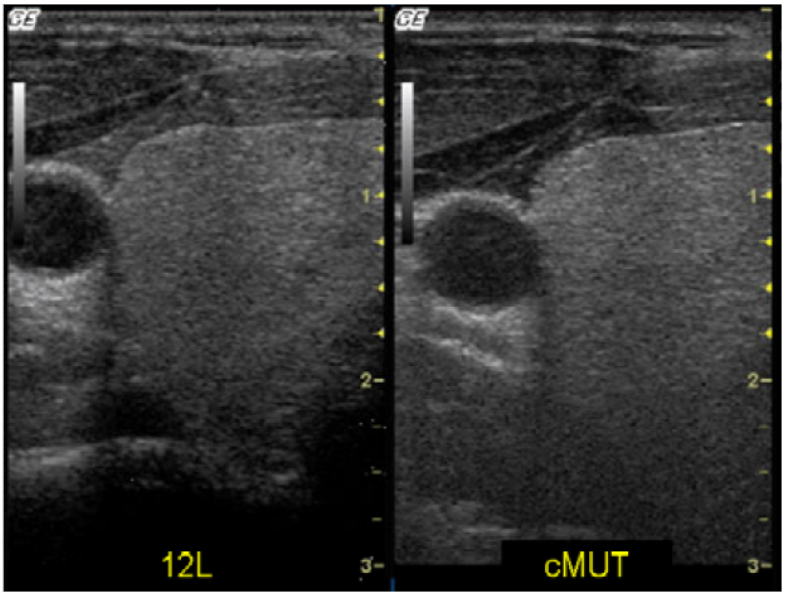


FIGURE 3.1 – Comparaison entre la première image *in-vivo* réalisée avec une sonde cMUT et celle obtenue avec une sonde piézoélectrique de référence [89]

avec la sonde cMUT sont comparées qualitativement à celles obtenues avec une sonde piézoélectrique de topologie identique. Une meilleure résolution axiale et une profondeur de pénétration plus faible sont observées sur les images réalisées avec la sonde cMUT. Ces résultats confirment un gain en bande passante (dans ce cas 110% pour la sonde cMUT contre 80% pour la sonde piézoélectrique), au détriment de la sensibilité, des sondes cMUT vis à vis des sondes piézoélectriques.

En s'appuyant sur des paramètres quantitatifs définissant la qualité des images échographiques (contraste, sensibilité, résolution, rapport signal sur bruit), Legros *et al.* proposent en 2008 de comparer les performances acoustiques d'une sonde cMUT à celles d'une sonde piézoélectrique de géométrie identique [75]. Pour cela, des tests sont réalisés *in-vitro* sur un fantôme. Malgré un environnement non-adapté à la sonde cMUT, c'est à dire un packaging de sonde et un imageur dédiés aux sondes piézoélectriques, les deux technologies montrent des niveaux de performance relativement équivalents, avec pour la sonde cMUT : une résolution temporelle légèrement augmentée, un meilleur contraste et un champ de vue plus large.

Parmi les travaux réalisés sur le développement de sondes cMUT dédiées à l'imagerie 2-D conventionnelle, l'université de Rome occupe aussi une place importante. En effet, après avoir entrepris de nombreuses recherches sur le sujet [33, 18, 116], Savoia *et al.* publient en 2012 une version aboutie de sonde cMUT centrée à 12 MHz [117]. Réalisée à partir de leur procédé « renversé », cette sonde est connectable à un échographe de la société Esaote.

Très récemment, en 2009, la société Hitachi a annoncé la commercialisation d'une sonde cMUT pour l'imagerie du sein [50]. Bien que très peu d'information ait filtré sur ce produit, cette annonce de commercialisation confirme le niveau de maturité de la technologie cMUT.

3.1.2 Echographie 3-D

De nos jours, il existe principalement deux topologies de sondes pour l'imagerie tridimensionnelle : les sondes linéaires 1-D à balayage mécanique ou les sondes 2-D, appelées matrices, à balayage électronique. Bien que les sondes 1-D à balayage mécanique soient suffisantes dans un grand nombre d'application (imagerie 3-D du foetus par exemple), la topologie 2-D est plus intéressante en termes de performance et d'application potentielle.

Afin d'obtenir une image tridimensionnelle de qualité avec une matrice, il est nécessaire que le faisceau ultrasonore puisse être focalisé et défléchi dans les deux plans de la sonde. Ainsi, afin de permettre cette modalité, les pas du réseau sont généralement choisis aux alentours de $\frac{\lambda}{2}$ (avec λ la longueur d'onde dans le milieu de propagation à la fréquence d'utilisation). Réaliser des éléments de cette taille en technologie traditionnelle n'est pas une chose aisée. En effet, en plus des problèmes liés à la conception de la sonde en elle-même, il existe aussi toutes les difficultés liées à la reprise de contact et aux câblages des éléments. Au vu des faibles valeurs électriques caractérisant ces éléments de petites tailles, il est notamment difficile de transmettre les signaux reçus sans introduire un important bruit électrique. L'origine de ce bruit est principalement due à la capacité parasite apportée par les câbles. Bien que ce type de matrice ait déjà été développé en technologie PZT, notamment pour l'imagerie cardiaque, la technologie cMUT apparait comme une solution intéressante afin de simplifier l'intégration de ces sondes et de réduire leur coût de conception.

En 2002, l'université de Stanford a proposé un premier prototype de matrice composé de 16 x 16 éléments centrés à 5 MHz, avec un pas de 150 μm [59]. Les deux principales innovations introduites dans ce démonstrateur portent essentiellement sur la connectique. La première est l'introduction de vias afin de pouvoir reporter l'accès aux éléments sur la face arrière du substrat. L'autre est la conception d'une électronique intégrée de gestion des 16 x 16 faisceaux ultrasonores. Selon ce procédé, la puce cMUT et l'électronique sont réalisés séparément avant d'être assemblés par une technique de type « flip-chip bonding » [141]. Par la suite, les principales améliorations réalisées par l'université de Stanford ont porté sur le développement de l'électronique intégrée [141, 138] et de la stratégie de formation de faisceaux [103, 139, 60].

En 2008, Wygant *et al.* proposent une première amélioration de l'électronique [141]. Le circuit intégré ainsi développé, comprend pour chaque élément de la matrice : un préamplificateur, un générateur d'impulsion et un switch permettant de protéger l'électronique basse tension des sorties du générateur. Bien que chaque élément possède leur propre générateur, cette première version d'électronique ne permet pas d'utiliser plusieurs éléments en même temps. Ce choix a été fait de façon à simplifier fortement l'implémentation de l'électronique. Les images 3-D ont donc été réalisées en utilisant des algorithmes de reconstruction synthétique. Les principaux défauts observés sont : un faible rapport signal sur bruit, la présence de lobes latéraux et l'apparition de lobes de réseaux pour de faibles angles de déflection ($\pm$ 37°).

L'imagerie tridimensionnelle temps-réel n'a été possible qu'à partir du développement d'une seconde génération d'électronique couplée à un stratégie de formation de faisceaux permettant de définir un nombre limité d'éléments récepteurs et émetteurs [138]. Les premières images 3-D temps réel ont été obtenues sur un simple fantôme filaire (fils de nylon

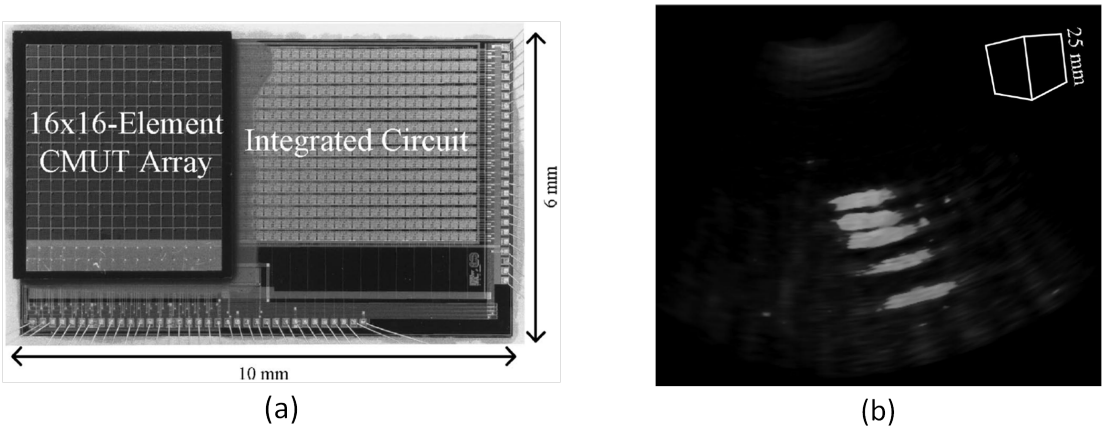


FIGURE 3.2 – (a) Photographie du dispositif final. (b) Image 3-D du fantôme filaire [138].

de 150 μm de diamètre) (figure 3.2) et sur un fantôme d'artère cardiaque en silicone. Une amélioration du rapport signal sur bruit de 23 dB est obtenue sur ces images par rapport aux images réalisées avec la première version d'électronique. Pour une image étendue sur 3 cm de profondeur et une exploration de 90° dans les deux plans de la sonde, cette électronique permet d'atteindre une fréquence de 12 images par seconde.

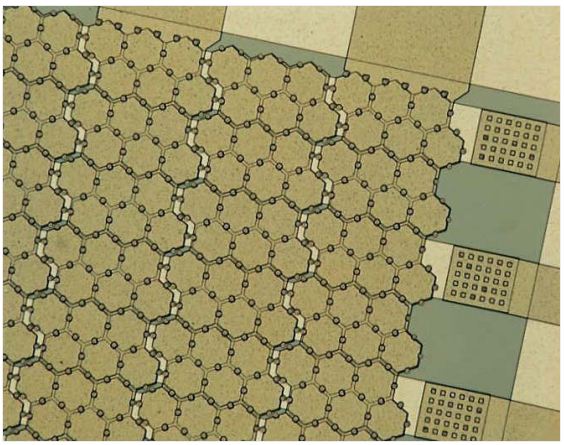


FIGURE 3.3 – Photographie de la barrette 2-D à électrodes orthogonales réalisée par Daft *et al.* [35]

D'autres équipes se sont aussi intéressées au développement de sonde 2-D pour l'imagerie tridimensionnelle [35, 77, 150]. Leur idée, afin de faciliter la gestion des voies, consiste à définir la matrice 2-D en adressant orthogonalement les électrodes inférieures et les électrodes supérieures. Chaque émetteur acoustique est ainsi simplement défini par l'intersection entre une électrode horizontale et une verticale (voir figure 3.3). Cette méthode permet, pour une barrette de N x N éléments, de réduire le nombre de connections à 2N au lieu des N^2 nécessaires pour une barrette 2-D traditionnelle. L'inconvénient que présente ce choix d'adressage des émetteurs est qu'il ne permet pas de focaliser le faisceau ultrasonore simultanément dans les deux plans de la sonde. Cependant, des travaux sont en cours sur

ce sujet afin de s'affranchir de cette problématique [113]. Bien que cette topologie de sonde soit très prometteuse, aucune image tridimensionnelle n'a pour l'instant été obtenue avec ce type de matrice 2-D.

3.1.3 Echographie Hautes Fréquences

Dans le domaine de l'imagerie ultrasonore, l'échographie hautes fréquences est un axe de recherche de plus en plus important. Les principaux domaines d'application pouvant profiter de cette amélioration sont : la dermatologie, l'ophtalmologie et l'imagerie du petit animal. Ces applications nécessitent d'imager des couches de tissu avec des longueurs d'onde bien inférieures à celles utilisées en échographie conventionnelle, d'où la nécessité d'augmenter les fréquences d'exploration, au détriment des profondeurs que l'on peut visualiser.

Dans la littérature, l'échographie est définie comme étant hautes fréquences à partir de 20 MHz. L'utilisation d'une barrette multi-éléments, au regard d'un transducteur mono-élément à balayage mécanique, présente de nombreux avantages : une fréquence image plus importante, la possibilité de focalisation dynamique et de déflexion du faisceau ultrasonore. Toutefois, leur développement est fortement limité par de nombreuses contraintes liées à l'usinage et à la réalisation de couche de matériau PZT de faible épaisseur. Il est clair que pour les technologies cMUT, adresser les applications hautes fréquences, c'est réaliser des membranes plus petites ou plus épaisses. Dans un cas comme dans un autre, l'excursion nécessaire est parfaitement compatible avec les procédés de fabrication précédemment décrits. La principale difficulté réside dans la conception de cavités de faible épaisseur, aux alentours de 100 nm, afin d'éviter des tensions d'excitation trop élevées et incompatibles avec les formateurs de faisceaux actuels.

Les premiers à proposer d'utiliser la technologie cMUT pour cette application sont Oralkan *et al.* en 2004 [105]. Les deux barrettes développées durant leurs travaux sont composées de 64 éléments chacune et réalisées par une technique de micro-usinage de surface. Les deux designs présentent un gap de 150 nm, un picth inter-membranes de 18 μm, un picth inter-éléments de 36 μm et des rayons de membrane de 5 ou 6 μm. Aucune image hautes fréquences n'est présentée avec ces dispositifs et les résultats expérimentaux fournis se limitent à des mesures en pulse-écho menées dans l'huile. Les dispositifs ont une fréquence centrale mesurée de 45 et 30 MHz, avec une bande passante à -6 dB de 14.6 et 23.6 MHz respectivement. Les faibles bandes passantes mesurées s'expliquent, selon les auteurs, par la faible surface active des dispositifs. Pour résoudre ce problème, ils proposent d'utiliser un procédé de fabrication wafer-bonding afin de s'affranchir des puits d'excavation.

En utilisant une électronique dédiée à l'imagerie hautes fréquences [140], Yeh *et al.* présentent les premières images haute résolution obtenues à partir d'une sonde cMUT [146]. Dans ces travaux, les performances de trois topologies de barrettes sont comparées : deux fonctionnant en mode traditionnel et une fonctionnant en mode collapsé [4]. Avec ce mode d'utilisation, la fréquence centrale de la barrette initialement centrée à 10 MHz passe à 20 MHz, avec une bande passante de 85%. Les deux autres dispositifs vibrent à 26 MHz et 41 MHz, avec des bandes passantes respectives de 52% et 32%. Un bon niveau de pression et une bande passante convenable sont donc observés avec la sonde fonctionnant en mode collapsé. Les deux autres configurations possèdent des niveaux de performances

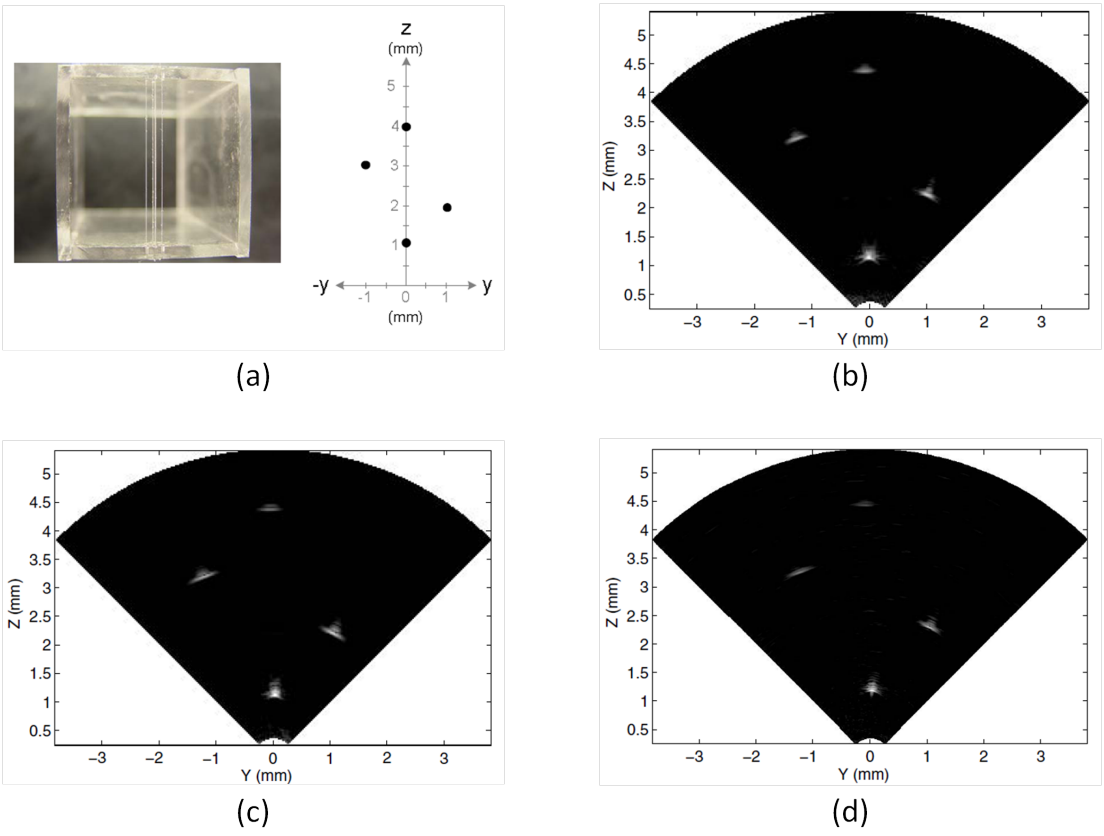


FIGURE 3.4 – (a) Photographie et schéma du fantôme filaire. (b) Image réalisée avec la sonde 20 MHz fonctionnant en mode collapsé. (c) Image réalisée avec la sonde 26 MHz fonctionnant en mode traditionnel. (d) Image réalisée avec la sonde 41 MHz fonctionnant en mode traditionnel. [146]

moins intéressants, en raison aussi du faible taux de surface active (réalisation par micro-usinage de surface). Pour chaque configuration de sonde, une image est réalisée sur un fantôme filaire en utilisant un algorithme de reconstruction synthétique (voir figure 3.4).

Yeh *et al.* développent, à l'issue de ces premiers résultats, les premières barrettes hautes fréquences réalisées par wafer bonding [145]. Une barrette linéaire centrée à 41.9 MHz et possédant une bande passante de 87% est réalisée, soit presque trois fois la valeur obtenue auparavant. Dans ces travaux, ils proposent aussi d'adapter l'imagerie hautes fréquences à l'imagerie intra-vasculaire en développant des réseaux annulaires.

Pour des barrettes hautes fréquences, l'emploi d'une lentille en matériau silicone traditionnel est un aspect problématique de conception, étant donné qu'à hautes fréquences son atténuation n'est plus négligeable. Cet impact a par ailleurs été parfaitement mis en exergue par Zahorian *et al.* [147]. Ils comparent, dans leur étude, un réseau annulaire centré à 40 MHz couvert de 20 μm de silicone au même dispositif sans protection. En plus d'une atténuation de la pression émise, ils constatent que la fréquence centrale mesurée est identique, mais que la bande passante chute de 13 MHz à 9.7 MHz.

3.1.4 Imagerie intra-vasculaire

Depuis une quinzaine d'années, l'imagerie intra-vasculaire est un domaine en pleine extension où de nombreuses applications ont vu le jour. Parmi les plus répandues, on peut citer : le guidage pour le traitement d'occlusion de vaisseaux, l'aide au déploiement de stent ou le monitoring pour des actes d'ablation ou de biopsie.

Ces applications imposent l'utilisation de barrettes de petites dimensions, taille globale comprise entre 1 et 2 mm, avec comme défi de pouvoir intégrer l'électronique de réception dans la sonde. Cette brique technologique est indispensable, si l'on veut transmettre des signaux RF à fort rapport signal sur bruit, compte tenu de la longueur des cables de liaison (distance sonde-imageur $\approx$ 2 m). La technologie cMUT peut couvrir ce défi, relevé aujourd'hui par deux équipes, l'équipe du Pr. Khuri-Yakub (université de Stanford) et celle du Pr. Degertekin (université Georgia Tech). Parmi l'ensemble de leurs travaux, uniquement les sondes les plus abouties sont présentées ici.

Deux générations de sondes ont été proposées par l'université de Stanford, une première sans électronique intégrée [36, 106] et une seconde la comprenant [97, 96, 92]. Seule la seconde génération, la plus intéressante bien sûr, est présentée ici. Deux topologies de barrettes centrées à 10 MHz ont été développées : une « micro » barrette linéaire composée de 24 éléments (figure 3.5-(a)) et une barrette circulaire composée de 64 éléments (figure 3.5-(b)). La taille globale de la barrette linéaire est de 1.7 x 1.3 mm^2 et le diamètre extérieur de la barrette circulaire est de 2.5 mm. Pour chacune des configurations, l'électronique de réception a été développée sur son propre substrat, puis associée à la puce par une technique de soudure de type flip-chip [141]. L'électronique de la barrette linéaire se présente sous la forme d'une carte électronique comportant 24 voies, et pour la barrette circulaire, elle est décomposée en 8 cartes de 8 voies chacune. La barrette circulaire présente un certain nombre d'avantages par rapport à la barrette linéaire. Le centre de la barrette étant inutilisé, il est découpé afin de permettre la possible intégration d'un dispositif médical d'intervention (dispositifs pour l'ablation, la biopsie ou l'électrostimulation,...). De plus,

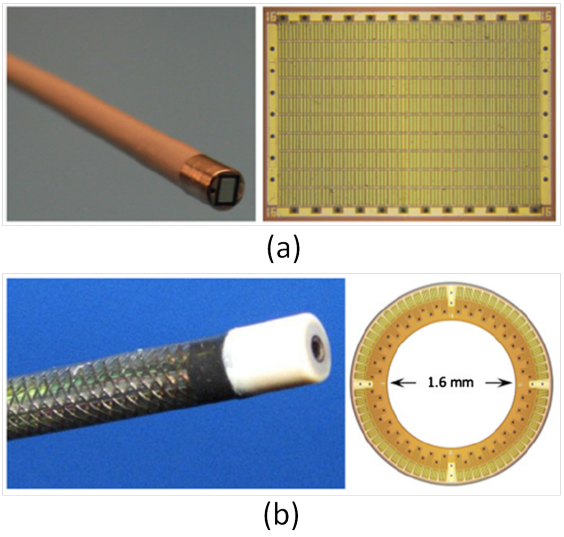


FIGURE 3.5 – (a) Photographie de la sonde cathéter obtenue avec la « micro » barrette linéaire (à gauche) et photographie de la « micro » barrette (à droite). (b) Photographie de la sonde cathéter obtenue avec la barrette circulaire (à gauche) et photographie de la barrette circulaire (à droite) [96].

contrairement à la sonde linéaire qui permet d'obtenir uniquement des images en deux dimensions, la barrette circulaire permet de réaliser des images volumétriques, pour, par exemple, mieux localiser des dispositifs présents dans le vaisseau (stents, dispositifs médicaux d'intervention,...). Les deux sondes ont été connectées à des imageurs commerciaux et des images temps réel *in-vitro* ont été réalisées sur des fantômes et *in-vivo* sur un coeur porcin.

Plus récemment une étude a été réalisée afin d'améliorer la qualité des images obtenues avec la sonde circulaire [32]. En comparant trois différentes méthodes d'imagerie (flash, phased array classique et phased array synthétique), Choe *et al.* démontrent que les méthodes d'imagerie synthétique sont des alternatives prometteuses pour l'imagerie intra-vasculaire temps réel. En effet, comparativement aux images obtenues avec la méthode phased array classique, ils obtiennent, avec la méthode synthétique, des images de meilleure résolution, avec un rapport signal sur bruit équivalent et une fréquence image légèrement plus importante (10 images/s contre 1 image/s pour la méthode traditionnelle).

L'université Georgia Tech propose elle aussi une topologie de barrette circulaire pour l'imagerie intra-vasculaire. L'originalité de leur design est de réaliser deux anneaux concentriques, un comprenant les éléments émetteurs et l'autre comprenant les éléments récepteurs [45, 52, 46]. Ainsi, en découplant les éléments émetteurs et les éléments récepteurs, ils s'offrent la possibilité de pouvoir optimiser séparément leurs comportements mécaniques (intéressant pour l'imagerie harmonique) ou leurs conditions électriques [148]. Mais le point fort de leur technologie réside dans l'intégration de l'électronique. En effet, en utilisant un procédé de fabrication basse température ($T<250°C$) [64] pour la réalisation des cMUTs, ils proposent de réaliser les éléments de la barrette de façon monolithique, à savoir sur le même substrat que celui de l'électronique [52, 149]. Après avoir développé une première

version d'électronique composée uniquement d'un étage de préamplification pour les récepteurs [47], ils intègrent, dans leur dernière évolution d'électronique [46], un générateur d'impulsions capable de fournir 25 V. Le nombre de connections entre la sonde et l'imageur est considérablement réduit, ici 13 câbles, ce qui facilite la gestion de l'interfaçage et libère du volume dans la sonde pour l'intégration d'autres dispositifs médicaux d'intervention. Dans la dernière version présentée de leur barrette [46], 56 éléments émetteurs et 48 éléments récepteurs ont été réalisés. Le diamètre extérieur de la barrette est fixé à 1.4 mm. De plus, dans ce cas, la fréquence centrale des éléments émetteurs et des éléments récepteurs a été choisie identique et vaut 12 MHz. Pour l'instant, aucune image *in-vivo* n'a été faite avec cette sonde et l'évaluation de ses performances a été réalisée sur des fantômes acoustiques [125].

3.1.5 Thérapie ultrasonore (HIFU)

Utilisés pour le diagnostic médical depuis des décennies, les ultrasons ont vu leur champ d'application s'élargir pour une utilisation à la thérapie ciblée. On focalise fortement les ultrasons (HIFU : High Intensity Focused Ultrasound) afin d'atteindre des intensités suffisantes pour produire localement, « à distance », une élévation de température. On maîtrise et on adapte le degré d'élévation aux applications. Celles-ci sont très variées, avec par exemple :

- le traitement de troubles neurologiques du système nerveux central,
- le traitement d'arythmie cardiaque,
- le relargage ciblé de médicaments encapsulés dans des microbulles ou des porteurs dédiés tels que des liposomes capables de se dissoudre dès lors que la température dépasse 42°C,
- le traitement de plusieurs types de pathologies par une nécrose du tissu malade (le cancer des os, du cerveau, du sein, du foie, du rein, de la prostate et le traitement du fibrome utérin), où il faut atteindre 50°C localement [137].

Les spécifications des transducteurs utilisés dans ces applications sont différentes de celles souhaitées en imagerie. Afin de limiter l'impact de l'atténuation ultrasonore, il est préférable de travailler sur des gammes de fréquence comprises entre 1 MHz et 5 MHz. Les points d'optimisation de ces transducteurs sont :

- une forte pression crête à crête obtenue par une focalisation mécanique ou électronique,
- une tenue au vieillissement importante du fait d'une utilisation en mode quasi-continu, avec des fréquences de répétition élevées.

Ce dernier point est problématique pour les transducteurs piézoélectriques, étant donné qu'en utilisation continue, la température en face avant peut fortement augmenter en raison principalement des pertes mécaniques internes au matériau. Les sondes cMUT ayant par contre peu de pertes mécaniques, elles subissent peu d'élévation de température, c'est donc une technologie intéressante pour la thérapie ultrasonore.

Wong *et al.* sont les premiers à avoir mis en avant leur potentiel pour les applications HIFU [133]. En utilisant une barrette cMUT d'imagerie centrée à 7 MHz, ils obtiennent à 3 MHz, en limite de bande passante de la sonde, les niveaux de pression requis pour la thérapie

ultrasonore (1 MPa pic-pic). En faisant fonctionner ce dispositif en continu pendant plus de 25 min et cela sans observer de perte de pression en sortie de transducteur, ils confirment de façon définitive que les sondes cMUT sont compatibles avec la thérapie ultrasonore. Le premier dispositif développé pour cette application est un mono-élément non focalisé dont les dimensions font 2.51 x 2.32 mm² [137, 134]. Pour l'ensemble des cellules, des membranes de 60 μm de rayon et 6 μm d'épaisseur sont utilisées. La hauteur des cavités est quant à elle fixée à 400 nm. En utilisant cette sonde à 2.5 MHz, ils atteignent en sortie du transducteur une pression de 1.7 MPa pic-pic. Pour une utilisation quasi-continue, la température en face avant de la sonde n'augmente pas de plus de 10°C, on est clairement bien inférieur aux technologies PZT. Par des mesures IRM, menées conjointement, ils ont d'une part démontré la compatibilité de la technologie cMUT à une utilisation au sein d'un champ magnétique intense et d'autre part pu mesurer une augmentation de la température de 14°C, au point focal, après 2.5 min de tirs ultrasonores. En dépassant la barre des 50°C, cette sonde pourra brûler des tissus malades et remplir ainsi sa fonction. Sur la même base de cMUT, Wong *et al.* ont réalisé un réseau annulaire composé de 8 éléments [136, 135] (voir figure 3.6). Certains éléments défectueux n'ont pas permis d'aboutir à la démonstration complète, toutefois, avec seulement 4 anneaux actifs, une intensité acoustique de 85 W/cm² a été mesurée. On peut déjà avec ces valeurs envisager de la thérapie ciblée, notamment du largage ciblé de médicaments.

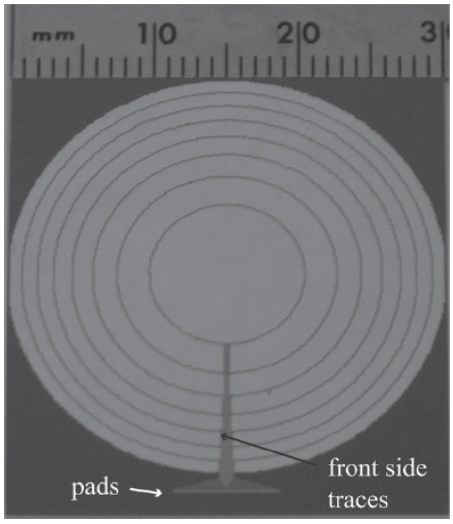


FIGURE 3.6 – Photographie de la sonde HIFU composée de 8 éléments concentriques [136]

Très récemment en 2012, Meynier *et al.* proposent d'utiliser la large bande passante des cMUTs pour concevoir une sonde permettant de conjuguer la thérapie et l'imagerie ultrasonore [86]. Ainsi, avec une unique sonde il serait possible d'identifier des tissus malades, de les traiter par HIFU et de contrôler le traitement en temps réel. A l'heure actuelle, leurs travaux se sont limités à montrer que ces deux fonctions pouvaient être remplies avec la même sonde cMUT, mais aucun résultat d'essais *ex-vivo* ou *in-vivo* n'à été publié.

3.2 Facteurs limitant le développement des sondes cMUT

Bien que le potentiel de la technologie cMUT ait déjà été démontré pour de nombreuses applications, plusieurs points d'amélioration demeurent, notamment pour confirmer leur développement et leur intérêt face à d'autres approches. Dans cette section, nous traitons ainsi trois points soulevés par la littérature : les couplages inter-éléments, les effets de charge diélectrique dans les couches isolantes et la non-linéarité des dispositifs.

3.2.1 Couplages inter-éléments

Fortement problématiques dans les sondes piézoélectriques, les phénomènes de couplage inter-éléments existent aussi dans les barrettes cMUT, apportant leurs propres limitations. De façon générale dans une barrette ultrasonore, on compte trois sources de couplage : électrique, acoustique par le fluide en face avant de la sonde et mécanique par la structure interne de la sonde elle-même. Le couplage électrique produit une « excitation » parasite simultanée de plusieurs émetteurs, qui sans traiter le problème, dégradent le « champ proche » de l'image échographique. Les solutions à ce défaut sont avant tout technologiques et passent par un blindage soigné, métier propre aux fabricants de sondes ultrasonores, de toute la connectique interne à la barrette. Cet aspect ne sera naturellement pas développé ici.

La seconde source de couplages, par le fluide, se manifeste principalement par la propagation d'ondes à l'interface transducteur/fluide. Négligeables dans les technologies standards, ces ondes sont au contraire très présentes dans le cas des technologies cMUT. Il y a deux raisons à cela, la forte rupture d'impédance silicium/fluide et le fait que les ouvertures acoustiques associées à une source cMUT sont très petites devant la longueur d'onde, capables ainsi de rayonner sur des ouvertures angulaires de presque 180° de large. Nous traiterons des phénomènes de couplage par le fluide dans les parties 2 et 3 de ce manuscrit.

Enfin, le couplage mécanique est directement issu des modes guidés, ou modes de Lamb, du substrat ou de la structure PZT dans laquelle sont gravés les émetteurs. Il y a toutefois une différence notable entre les deux technologies. Dans une sonde PZT, le mode épaisseur de la plaque que l'on exploite pour émettre les ultrasons est indissociable des modes guidés de la barrette, il en fait d'ailleurs parti, il n'en est qu'un cas particulier. Ainsi, calculer la réponse électroacoustique d'une barrette PZT oblige naturellement d'intégrer les modes guidés dans le calcul, soit de manière analytique, soit de manière numérique par éléments finis par exemple. En d'autres termes, lorsqu'un émetteur d'une barrette PZT rayonne, la continuité de la matière engendre obligatoirement la création de modes supplémentaires qui viendront modifier les spécifications initiales. Par exemple, on pourra observer des artefacts sur l'image échographique liés au rayonnement d'un mode de Lamb ou une réduction significative de l'ouverture angulaire. Lorsqu'un émetteur cMUT rayonne, il est découplé du substrat, si ce n'est par les plots d'ancrage membrane/substrat, mais cela demeure un couplage faible, de telle sorte qu'en première approximation on peut assimiler chaque source ultrasonore à des pistons quasi-parfaits. Par contre-réaction, les forces électrostatiques qui déplacent la membrane s'appliquent aussi au substrat et créent, même si elles sont faibles, des contraintes suffisantes pour exciter des modes guidés. En général, on observe principalement le mode épaisseur mais aussi des modes de Lamb. A la différence avec une sonde

PZT, ces modes ne viennent pas dégrader de manière directe l'ouverture élémentaire mais plutôt superposer au rayonnement élémentaire des contributions parasites, découplées du mode fondamental.

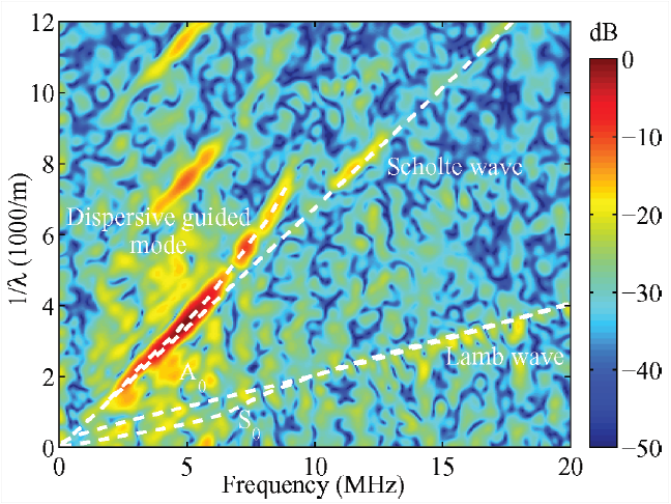


FIGURE 3.7 – Décomposition en onde plane des couplages inter-éléments réalisée par Bayram *et al.* [5]

Parmi toutes les études sur les couplages dans une barrette cMUT, les travaux de Bayram *et al.* [5] apparaissent comme étant les plus complets sur ce sujet. En confrontant théorie et expérience, leurs investigations ont permis d'identifier tous les modes présents et excités. Par des mesures de déplacement réalisées avec un interféromètre laser, ils ont donc observé :

- les ondes de Lamb propagées dans le substrat (notamment A_0 et S_0),
- une onde d'interface de type Stoneley-Scholte,
- un mode guidé dispersif (voir figure 3.7) correspondant au couplage par le fluide (cf parties 2 et 3). Eccardt *et al.* [37] ont donné une explication à ce phénomène de dispersion que nous reprendrons par la suite dans la partie 2. C'est clairement ce mode qui porte l'essentiel des couplages, comme l'explique Bayram *et al.* [5].

Plusieurs auteurs ont proposé des solutions pour supprimer ces trois sources de couplage :

- la mise en place de tranchées entre les éléments afin d'éviter la propagation d'onde de Lamb dans le substrat [112, 21],
- la mise en place de murs entre les éléments pour éviter la propagation de l'onde d'interface [112],
- la mise place de membranes dans les zones inter-éléments afin d'atténuer le mode guidé dispersif. L'objectif est d'ajuster la fréquence d'antirésonance de ces membranes aux fréquences du mode guidé, afin que celui soit atténué [6],
- la réduction de l'épaisseur du substrat en silicium afin de décaler les ondes de Lamb hors de la bande de fréquence du transducteur [112],
- la mise en place d'un milieu arrière atténuant et adapté en impédance (backing) afin d'éliminer les ondes de Lamb [74, 8],

- la mise en place d'un backing possédant sur sa face arrière des motifs plus ou moins réguliers permettant la rétrodiffusion de l'énergie provenant du substrat [29]. En étant plus fins que les backings traditionnels, ils offrent l'avantage de pouvoir être utilisés lorsque le packaging de la sonde doit être compact (exemple : l'imagerie intravasculaire),
- la mise en place sur la face avant du transducteur d'une fine couche de matériau atténuant (de type résine époxy ou silicone) afin d'amortir l'onde d'interface [9].

Zhou *et al.* proposent une méthode originale [153] pour supprimer les couplages inter-éléments. En considérant que les cMUTs se comportent comme des systèmes linéaires, ils construisent, dans un premier temps, une matrice permettant de relier la pression en sortie de chaque élément à sa tension d'excitation. Une fois cette matrice obtenue, ils déterminent, en l'inversant, les conditions électriques à appliquer à chaque élément pour compenser le couplage. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de compenser de façon transparente tous les différents types de couplages. Cette méthode nécessite l'emploi d'émetteurs programmables, ce qui n'est pas compatible avec les possibilités des échographes du commerce.

3.2.2 Effets de charge

Lors du fonctionnement des cellules cMUT il arrive, sous certaines conditions, que des charges électriques soient transférées au matériau diélectrique. En fonction du procédé de fabrication utilisé, les charges peuvent être transférées à la membrane (micro-usinage de surface) ou à la couche d'isolant déposée sur l'électrode inférieure (wafer-bonding). Les conséquences de ce phénomène sont ce que l'on appelle couramment les effets de charge.

Largement étudiés dans le domaine des micro-relais électrostatiques, les effets de charge ont jusqu'à présent été très peu analysés dans le cas des sondes cMUT. Cependant, les travaux réalisés dans les références [87, 78, 79, 151, 152] ont permis de comprendre les principaux mécanismes de chargement du matériau diélectrique et d'identifier leurs conséquences sur le comportement des barrettes cMUT. Ainsi, il a été observé que les charges transférées aux matériaux diélectriques provoquaient une diminution de la tension effective aux bornes des cellules cMUT. Cette diminution de tension effective se répercute sur l'ensemble du comportement de la barrette. Dans la littérature, les conséquences identifiées des effets de charge sont :

- une diminution de la déflexion initiale pouvant aller jusqu'au collage des membranes au fond des cavités [151],
- une diminution de la fréquence de résonance des membranes dans l'air [87, 79],
- une augmentation des tensions de collapse et de snapback [78, 151, 152].

Plusieurs études ont assez naturellement confirmé que les transferts de charge étaient favorisés lorsque les membranes étaient collapsées au fond des cavités [78, 151]. De plus, la mise en équation de ce phénomène [87, 151, 152] a permis d'identifier plusieurs pistes pour en réduire l'impact, telles que :

- la diminution de la rugosité des électrodes,
- la diminution de la surface de contact entre l'électrode et le diélectrique comme proposée par Huang *et al.* [54] (voir section 2.3),

- l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique,
- le choix d'un matériau diélectrique plus robuste, par exemple, Machida *et al.* [78] démontre que l'oxyde de silicium est plus performant que le nitrure de silicium.

Aucune analyse mathématique concernant la décharge des matériaux diélectriques n'a pour l'instant été publiée par la communauté scientifique. Les seules données collectées sur ce sujet sont issues d'études expérimentales. Les charges transférées au matériau diélectrique ne sont pas, dans la plupart des cas, piégées de façon définitive. Les durées nécessaires à la décharge du matériau diélectrique peuvent varier, en fonction des propriétés du matériau, de quelques heures à quelques jours. La mise à la masse des électrodes peut faciliter la décharge du diélectrique.

Bien que dans la plupart des cas les effets de charge soient des phénomènes problématiques dont on essaie de s'affranchir, certains auteurs proposent au contraire de les exploiter pour réaliser des transducteurs capables de fonctionner sans tension de polarisation [110, 51]. Après avoir préalablement chargé le diélectrique des cellules en appliquant des tensions continues de forte amplitude (pouvant aller jusqu'à 2.5 fois la tension de collapse), Ho *et al.* montrent que les cellules cMUT sont bien fonctionnelles sans tension de polarisation [51]. En utilisant un design original de cellule cMUT où la partie centrale de l'électrode inférieure est en potentiel flottant (électrode structurée en deux zones), ils espèrent arriver à piéger des charges de façon définitive dans le diélectrique présent sur l'électrode centrale. Par la suite, le comportement du cMUT a été vérifié pendant une période de 19 mois et aucun signe de perte de charge n'a été observé.

3.2.3 Comportements non-linéaires des cMUTs

L'origine du comportement non-linéaire des cellules cMUT tient dans la nature de la force électrostatique. En étant proportionnelle au carré de la tension et au carré du déplacement de la membrane, la force électrostatique induit un comportement non-linéaire de la source ultrasonore. Cela se traduit par l'apparition de composantes harmoniques dans le spectre du faisceau ultrasonore généré. Ce phénomène est problématique pour les modalités d'imageries harmoniques bien sûr, mais aussi en thérapie où l'on doit maîtriser la tâche focale. Que ce soit pour l'imagerie de contraste ou l'imagerie non-linéaire des tissus, il est nécessaire que le transducteur soit linéaire afin que la composante harmonique reçue corresponde uniquement au signal harmonique généré par les tissus ou les agents de contraste injectés (microbulles). A défaut, on réduit la dynamique de l'image et donc tout l'intérêt d'utiliser ces techniques pour rehausser le contraste des images.

Cependant, il est clair que les technologies cMUT, grâce à leur large bande passante, sont, aujourd'hui encore, attendues pour faire progresser ces techniques d'imagerie. Dans la littérature, des méthodes d'imagerie en mode subharmonique ($\frac{f_0}{2}$) mais aussi en mode superharmonique ($3f_0$, $4f_0$, $5f_0$) ont récemment été développées. Il y a donc un réel défi à supprimer dès la source, l'émission de composantes non-linéaires.

Zhou *et al.* [154, 155] et Novell *et al.* [99] ont publié des méthodes permettant de supprimer la deuxième harmonique à la sortie du cMUT. Le principe, commun à ces deux méthodes, consiste à ajouter au signal envoyé au cMUT à la fréquence f_0 un signal sinusoïdal de fréquence harmonique. La différence entre les deux méthodes réside dans le choix

de la fréquence du signal ajouté. Zhou *et al.* proposent d'ajouter une composante à $2f_0$ (méthode linéaire) alors que dans le cas de la méthode de Novell *et al.* le signal ajouté est à $3f_0$ (méthode non-linéaire). Après des ajustements empiriques sur la phase et l'amplitude du signal ajouté, des mesures en mode pulse-écho ont été réalisées afin de vérifier l'efficacité des méthodes. Pour les deux, une réduction de plus de 20 dB est observée sur la seconde harmonique du signal reçu. De plus, une meilleure robustesse aux variations inter-éléments est observée avec la méthode non-linéaire. Bien que suffisantes pour l'imagerie harmonique traditionnelle, ces méthodes ne permettent pas d'envisager des méthodes d'imageries utilisant des excitations de forme non sinusoïdale (du type excitations codées). Afin de permettre ces possibilités, d'autres méthodes de réduction d'harmonique ont été publiées.

Parmi ces travaux, on note ceux de Ménigot *et al.* sur l'optimisation itérative de la tension d'excitation à appliquer au cMUT [82, 83]. L'objectif de leur méthode est d'ajuster la forme de la tension d'excitation du cMUT afin de faire correspondre le déplacement en sortie du transducteur à celui désiré. Pour cela, une fonction coût est définie entre le signal mesuré en sortie du transducteur et le signal cible souhaité (déplacement idéal). Puis à chaque itération, la forme de l'excitation est ajustée de façon à minimiser cette fonction coût. L'avantage de cette méthode, par rapport aux précédentes, est que l'optimisation peut se faire pour n'importe quel type de signaux et pas uniquement sur des signaux sinusoïdaux.

En partant du constat que les non-linéarités du cMUT sont aussi dues au déplacement de la membrane, Satir *et al.* ont développé une technique afin de s'affranchir de cette source de non-linéarité [114, 115]. Leur objectif est de rendre la force électrostatique indépendante de la position de la membrane. Pour cela, ils proposent d'ajouter une impédance en série au cMUT afin que la tension aux bornes de celui-ci devienne proportionnelle à la position de la membrane. Ainsi, la force électrostatique est uniquement proportionnelle à la tension appliquée à ces bornes. En testant différentes configurations d'impédances (capacité, résistance, résistance et inductance en série), ils démontrent que le niveau d'harmonique en sortie du transducteur peut être fortement diminué. Dans tous les cas testés durant leurs travaux, l'écart entre le fondamental et l'harmonique atteint des valeurs supérieures à 20 dB.

Chapitre 4

Présentation des outils de caractérisation

La caractérisation des sondes cMUT est une étape importante vers la compréhension de leur comportement. De part leurs spécificités, les transducteurs cMUT nécessitent des outils de caractérisation légèrement différents des transducteurs traditionnels, puisqu'il faut les « observer » aussi bien à l'échelle de la cellule qu'à l'échelle de la barrette.

Dans cette partie, les outils de caractérisation utilisés dans la suite du document sont présentés. Ils se limitent au nombre de trois : le Microscope Holographique Digitale (DHM), la mesure d'impédance électrique et la mesure de pression par interférométrie laser. Ces outils ont été choisis pour leur complémentarité. Ils permettent une caractérisation complète du comportement des cMUTs. A l'échelle de la cellule, le DHM permet la vérification de ses caractéristiques géométriques et de son comportement statique. De plus, l'homogénéité inter-cellules est facilement estimée grâce à son image de phase en trois dimensions. Les mesures d'impédance électrique permettent de caractériser le comportement des cMUTs à l'échelle de l'élément. L'avantage de cet outil de caractérisation est qu'il permet d'extraire l'ensemble des paramètres électromécaniques de l'élément (fréquence de résonance, coefficient couplage électromécanique, tension collapse) dans l'air et en immersion. Les performances électroacoustiques de la sonde sont déterminées par des mesures en interférometrie laser dont on peut déduire le champ de pression rayonné. Des mesures à l'hydrophone sont tout aussi équivalentes, mais en fournissant une mesure de pression calibrée sur une large gamme de fréquence, cette méthodologie de mesure est plus adaptée aux sondes cMUT compte tenue de leur bande passante. Pour chaque outil de caractérisation exposé dans cette partie, nous proposons :

- une brève présentation de leur principe de fonctionnement,
- la description des protocoles de mesure,
- des exemples de mesures donnés à titre illustratif.

Il est important de préciser que tous les résultats de caractérisation présentés dans ce chapitre ont été menés avec la même barrette cMUT. Cette barrette, composée de 64 éléments, est dédiée à l'imagerie échographique. Son élévation et son pas sont respectivement de 8 mm et de 350 μm. De plus, chaque élément est formé par plus d'une centaine de membranes carrées de 37 μm de côté.

4.1 Microscope Holographique Digital (DHM)

La connaissance de la géométrie 3-D des cellules est le premier pas indispensable vers la compréhension et l'interprétation du comportement global des barrettes cMUT. Le Microscope Holographique Digital (DHM) développé par la société Lyncée Tec est un outil intéressant pour l'étude statique des cellules cMUT. En effet, cet outil permet d'imager les cellules cMUT en trois dimensions avec une résolution hors plan sub-nanométrique.

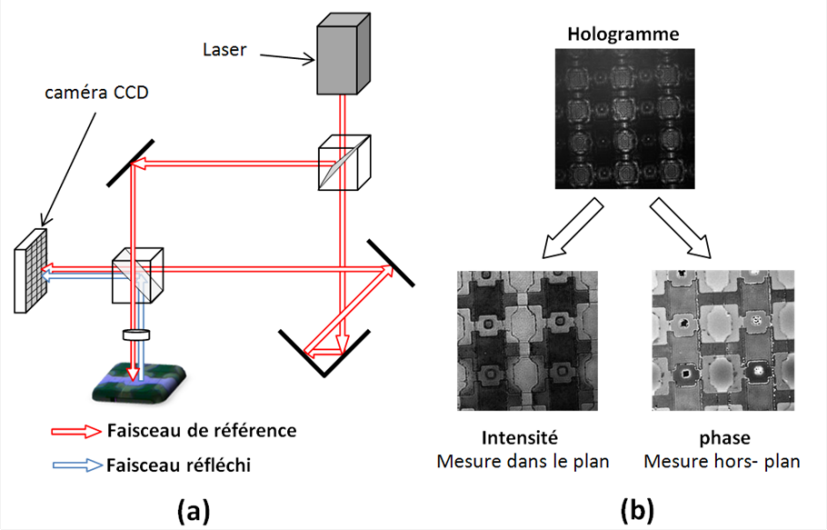


FIGURE 4.1 – (a) Schéma de principe du microscope holographique digital. (b) Principe du traitement des images. [118]

Selon le principe de cette technologie d'imagerie, les images sont obtenues par la création d'un hologramme résultant de la combinaison entre un faisceau laser cohérent de référence et le faisceau laser réfléchi par la cellule cMUT [34] (voir figure 4.1-(a)). Dans le cas du DHM utilisé dans le cadre de cette thèse, la longueur d'onde (λ) du faisceau laser de référence est de 632 nm. Une caméra CCD est utilisée pour recueillir les deux faisceaux. Le traitement numérique de l'hologramme permet d'obtenir deux images (voir figure 4.1-(b)) : une image d'intensité et une image de phase. Similaire à une image optique traditionnelle, l'image d'intensité fournit uniquement des informations dans le plan de l'image. Les informations sur le contenu hors plan sont uniquement fournies par l'image de phase. Selon les données du constructeur, la résolution hors plan est de 0.1 nm avec une répétabilité de mesures de 0.01 nm.

Cependant, les résultats obtenus doivent être interprétés avec prudence. En effet, la profondeur d'excursion de l'image de phase étant limitée à $\frac{\lambda}{2}$, des sauts de phases sont mesurés si la hauteur des dépôts observés dépasse cette valeur. La société Lyncée Tec propose deux solutions pour s'affranchir de ce problème. La première réside dans le développement d'une fonction numérique permettant de réaliser un déroulement de la phase en deux dimensions. La seconde solution proposée, consiste à augmenter la profondeur d'excursion de l'image, en utilisant un procédé basé sur l'utilisation de deux lasers de longueurs d'ondes différentes [66]. De plus, des précautions doivent être prises en fonction de la nature des matériaux

imagés. En effet, la réflectivité des matériaux joue un rôle important sur la qualité des mesures réalisées. Certains matériaux sont même transparents pour la longueur d'onde du laser. Afin d'éviter tous problèmes liés à la réflectivité des matériaux, on s'attache, si cela est possible, à toujours réaliser les mesures sur les zones métallisées des dispositifs.

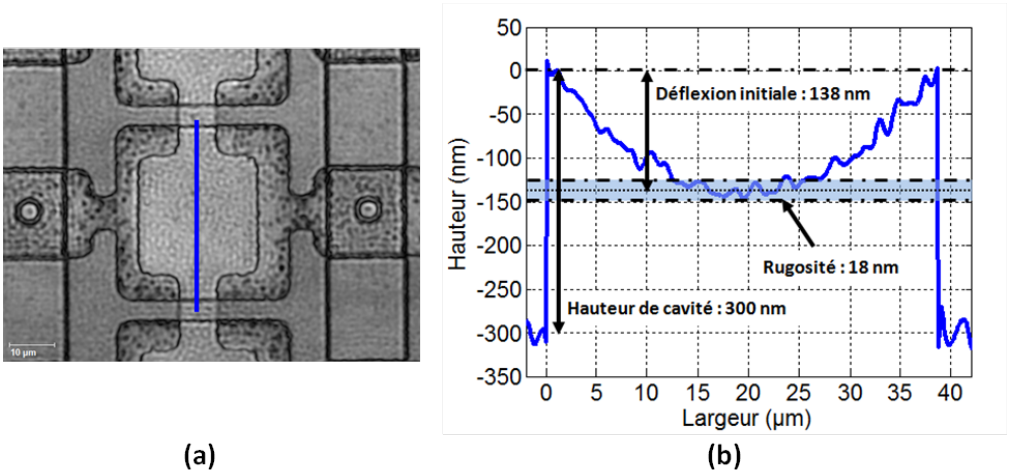


FIGURE 4.2 – (a) Image DHM (objectif x50) et représentation de la ligne d'observation du profil de la cellule cMUT (ligne bleue). (b) Profil de la cellule cMUT.

L'avantage du DHM est qu'il permet d'obtenir, en fonction de l'objectif sélectionné, des informations simultanées sur un nombre plus ou moins important de cellules. Ainsi, avec le même outil de caractérisation, il est possible de réaliser une étude précise de la déflexion d'une cellule ou d'estimer l'homogénéité sur un groupement de cellules. Un profil de cellule, réalisé avec le grossissement maximale (x50), est présenté figure 4.2. Sur cette mesure, plusieurs paramètres importants de la cellule cMUT sont clairement identifiés : la déflexion initiale, la hauteur de la cavité et la rugosité.

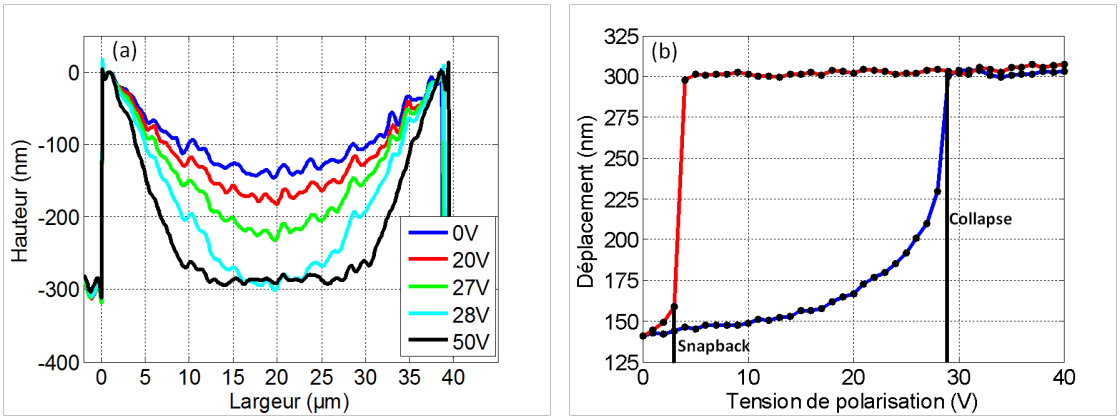


FIGURE 4.3 – (a) Evolution du profil de la cellule en fonction de la tension de polarisation (tension croissante). (b) Variation de la déflexion maximale de la membrane en fonction de la tension de polarisation (bleue : tension croissante, rouge : tension décroissante).

Dans le cadre de cette thèse, un protocole expérimental a été défini afin d'étudier le comportement statique des cellules cMUT en fonction de la tension de polarisation. Pour cela, une alimentation continue pilotable (MOTECH 0-250V) est connectée aux bornes de l'élément étudié. Le contact avec l'élément est assuré par l'intermédiaire de deux pointes en tungstène dirigées à l'aide de micro-positionneurs. L'alimentation est pilotée par ordinateur via une liaison GPIB. Afin de permettre la synchronisation entre les acquisitions réalisées avec le DHM et la tension de polarisation appliquée aux bornes de l'élément, un simple programme MATLAB a été développé.

Un exemple de mesure réalisée selon ce protocole est présenté figure 4.3. En appliquant un cycle de tension croissant-décroissant, la courbe d'hystérésis de la déflexion de la membrane en fonction de la tension de polarisation est mesurée. Sur cette courbe, les tensions de collapse et de snapback sont facilement identifiables. Dans l'exemple présenté ici, les tensions de collapse et de snapback valent respectivement 29 V et 3 V.

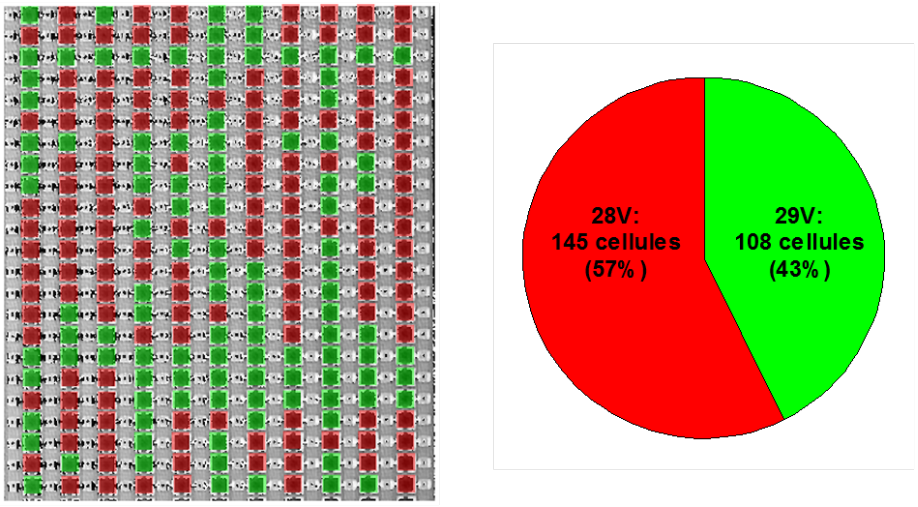


FIGURE 4.4 – Répartition de la tension de collapse sur une population 239 cellules (objectif x5).

En utilisant le même protocole expérimental, il est aussi possible d'étudier le comportement d'une population de cellules. La différence, entre les deux types de mesures, réside uniquement dans le choix de l'objectif du DHM. Ainsi, en sélectionnant un petit objectif (x2.5 ou x5), le comportement de plus d'une centaine de cellules peut être étudié simultanément. L'homogénéité inter-cellules est ainsi facilement vérifiable. La figure 4.4 représente la répartition de la tension de collapse pour une population de 253 cellules. Avec des tensions de collapse variant uniquement entre 28 et 29 V, une bonne homogénéité de comportement est constatée pour la population de membranes observées.

4.2 Impédance électrique

La mesure de l'impédance électrique d'un dispositif cMUT permet d'extraire de nombreuses informations sur son comportement. Etant facile à mettre en place, la caractéri-

sation par impédancemétrie est l'outil de contrôle par excellence des cMUTs en sortie de fabrication.

Les mesures d'impédance présentées dans ces travaux de thèse ont été réalisées selon un protocole expérimental faible bruit développé au sein du laboratoire. Un analyseur d'impédance HP4294 relié à une sonde active 4294A1 est utilisé. Cet analyseur présente l'avantage de pouvoir mesurer la faible capacité des cMUTs (quelques dizaines de picofarads) sur une gamme de fréquences variant de 40 Hz à 110 MHz. Le signal de référence de l'analyseur est conjugué à la tension de polarisation du cMUT par l'intermédiaire d'un circuit de découplage de type RC. La tension de polarisation est fournie par une alimentation pilotable MOTECH (0-250V). De plus, une enceinte d'isolation CEM (Compatibilité ElectroMécanique) est utilisée afin de s'affranchir de toutes les perturbations électromagnétiques extérieures. Des micro-pointes hautes fréquences sont généralement connectées en sortie de circuit de découplage afin d'assurer le contact avec l'élément. A chaque utilisation de l'analyseur d'impédance, une calibration en trois étapes (ouvert, fermé et en charge 50 Ω) est réalisée en sortie des micro-pointes. Ainsi, l'ensemble de la chaine de mesures est compensé.

Selon le protocole expérimental défini au sein du laboratoire, les parties réelles et imaginaires de l'impédance électrique du cMUT sont relevées en fonction de la tension de polarisation. A partir de ces deux grandeurs, l'ensemble des paramètres électromécaniques du cMUT sont extraits :

- la fréquence de résonance électrique (f_r) qui correspond au maximum de la partie réelle de l'admittance,
- la fréquence d'antirésonance électrique (f_a) qui correspond au maximum de la partie réelle de l'impédance,
- les capacités basses fréquences (C_{BF}) et hautes fréquences (C_{HF}),
- le coefficient de couplage électromécanique obtenu par l'une des deux relations suivantes [143] :

$$k_t^2 = 1 - \frac{C_{HF}}{C_{BF}} = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2 \tag{4.1}$$

Afin d'illustrer le protocole expérimental décrit précédemment, quelques résultats de mesures sont reportés figure 4.5. Déjà observée dans la section précédente, la bonne homogénéité du dispositif se traduit sur les courbes d'impédance et d'admittance par la présence d'un unique pic de résonance (figure 4.5-(a) et (b)). Une diminution de la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation est observée sur la courbe représentant la partie réelle de l'admittance. Cette diminution est due à l'effet de « softening » présenté dans le chapitre 1.2. Une légère diminution de la fréquence d'antirésonance est aussi constatée. Bien que non prédite par le modèle 1-D, elle résulte de la présence d'une capacité parasite dans le cas expérimental [126]. Ainsi, en réduisant la fréquence d'antirésonance, la capacité parasite réduit aussi le coefficient de couplage électromécanique (équation 4.1). Cependant, grâce à l'excellente homogénéité du dispositif, le coefficient de couplage atteint des valeurs plus que satisfaisantes (supérieures à 0.50) (figure 4.5-(d)). Une fois les membranes collapsées, les fréquences de résonnances et d'antirésonances augmentent for-

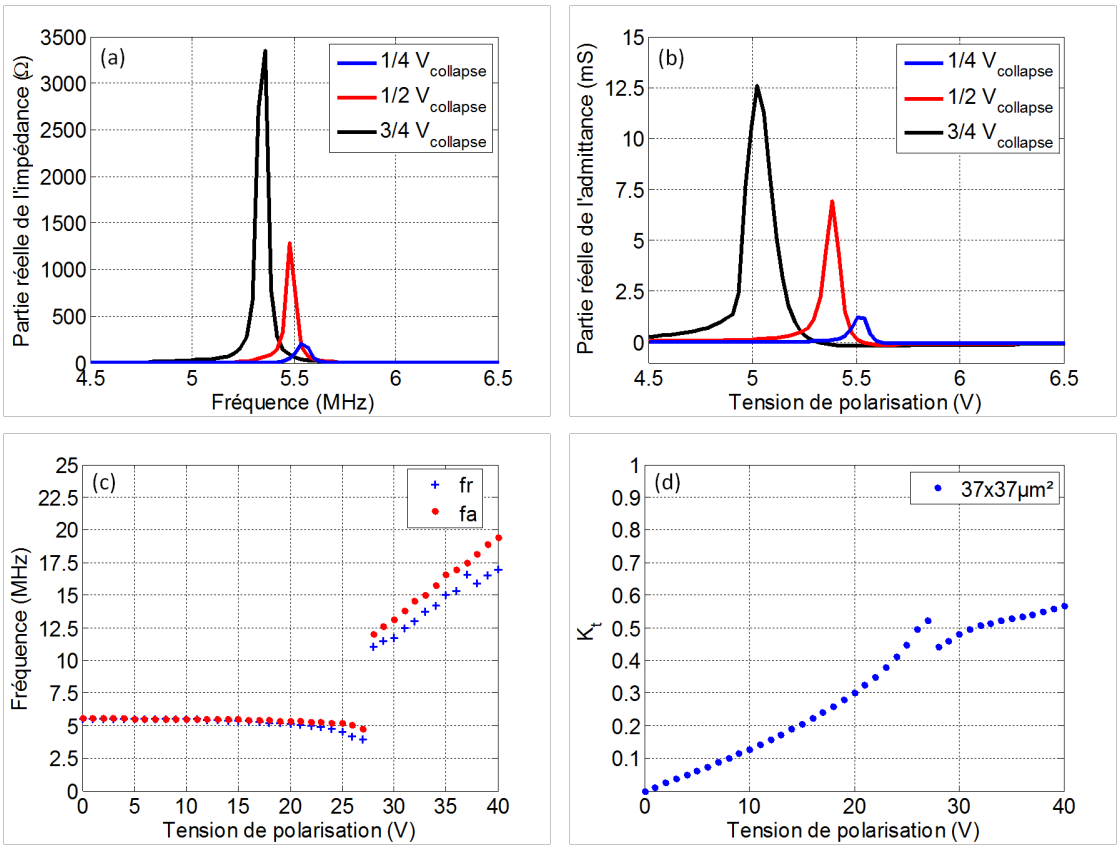


FIGURE 4.5 – Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'air : (a) partie réelle de l'impédance pour trois tensions de polarisation, (b) partie réelle de l'admittance pour trois tensions de polarisation, (c) variation des fréquences de résonance et d'antirésonance en fonction de la tension de polarisation, (d) variation du coefficient de couplage électromécanique en fonction de la tension de polarisation.

tement (figure 4.5-(c)). Ce phénomène correspond à la vibration des bords non-collés des membranes. Au-delà de la tension de collapse, l'augmentation de la tension de polarisation provoque une diminution des surfaces vibrantes des membranes, et par conséquence une augmentation de la fréquence de résonance.

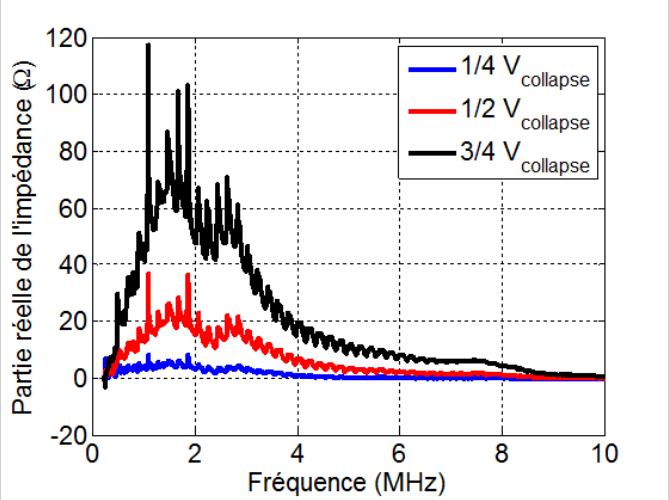


FIGURE 4.6 – Mesure de la partie réelle de l'impédance d'un élément de sonde cMUT en immersion dans l'huile pour trois différentes tensions de polarisation.

La plupart du temps, les dispositifs cMUT sont destinés à des applications en immersion. La mesure d'impédance dans l'huile est une méthode simple pour les caractériser dans des conditions d'utilisation proches de la réalité, c'est à dire recouvert d'un polymère en silicone. De plus, en étant un isolant électrique, l'huile présente l'avantage d'éviter les problèmes de court-circuit entre les deux électrodes. En condition de chargement acoustique, les pics de résonances disparaissent complètement. Dans ces conditions, on ne parle plus de fréquence de résonance mais plutôt de fréquence centrale et de bande-passante. Dans le cas étudié ici, la fréquence centrale du dispositif, initialement à 5.5 MHz dans l'air, passe aux alentours de 2 MHz dans l'huile (figure 4.6). Les fortes oscillations observées sur les courbes sont dues aux ondes acoustiques réfléchies à la surface de l'huile. Dans la suite du document, ces oscillations seront parfois filtrées numériquement afin de faciliter l'identification de certains phénomènes.

4.3 Mesure de pression par interférométrie laser

La pression rayonnée par le transducteur est généralement la grandeur observée pour quantifier ses performances à l'émission. Les mesures de pression sont couramment réalisées à l'aide d'hydrophones à aiguille. Cependant, les hydrophones présentent l'inconvénient d'être calibrés pour une gamme de fréquence relativement étroite.

Afin de s'affranchir de cette limitation, la mesure de pression par interférométrie laser semble être une solution intéressante. Le principe de ce type de mesure se décompose en deux phases. Une première qui consiste à mesurer les déplacements en face avant de la

sonde. Puis une seconde, pour calculer numériquement le champ de pression à partir des données mesurées. Ainsi, en utilisant l'intégrale de Rayleigh, la pression est obtenue par propagation numérique des déplacements mesurés en face avant de la sonde.

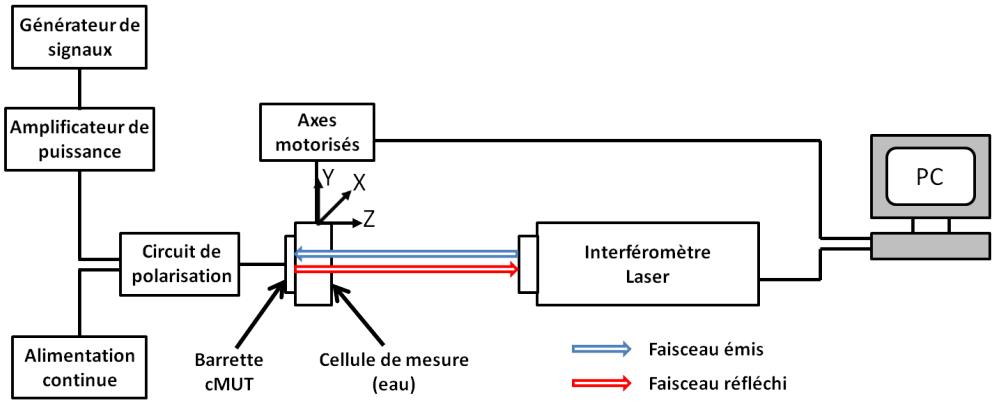


FIGURE 4.7 – Schéma du protocole expérimental mis en place pour la mesure de la pression par interférométrie laser.

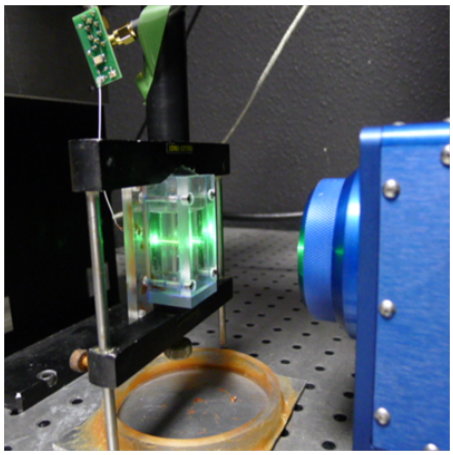


FIGURE 4.8 – Photographie du banc expérimental mis en place pour la mesure de la pression par interférométrie laser.

En reprenant les travaux de Certon *et al.* [25], un protocole expérimental à été défini afin de mettre en place cette méthodologie de mesure (voir figure 4.7). Toutes les mesures de pressions présentées dans la dernière partie de ce document ont été réalisées selon ce protocole. Les mesures de déplacement en face avant de la sonde sont réalisées par l'intermédiaire d'un interféromètre laser (TEMPO-200, Bossa Nova). En fournissant un déplacement calibré de 20 kHz à 100 MHz, il permet de mesurer des niveaux de pression sur la même gamme de fréquence. De plus, les interactions acousto-optiques sont compensées en utilisant la méthode décrite dans [25]. Une cellule de mesure en plexiglas est utilisée pour permettre l'immersion de la sonde dans l'eau lors de la mesure du déplacement (voir figure 4.8). L'épaisseur de la paroi traversée par le faisceau laser est réduite afin de limiter au

maximum l'atténuation du faisceau. La sonde et sa cellule de mesure sont ensuite assemblées sur des axes motorisés afin de balayer la face avant de la sonde. En général, le pas du balayage est fixé à un dixième de la longueur d'onde ultrasonore dans l'eau. La tension d'excitation est délivrée par un générateur de fonction arbitraire (Tektronix) amplifiée par un amplificateur de puissance (150A100B, Amplifier Research). La tension de polarisation est fournie par une alimentation continue standard (Motech). Il est important de noter que ce protocole expérimental permet uniquement de mesurer la pression sur des sondes finies. Une fine couche de mylar est généralement déposée sur la face avant des dispositifs afin d'améliorer leur réflectivité optique.

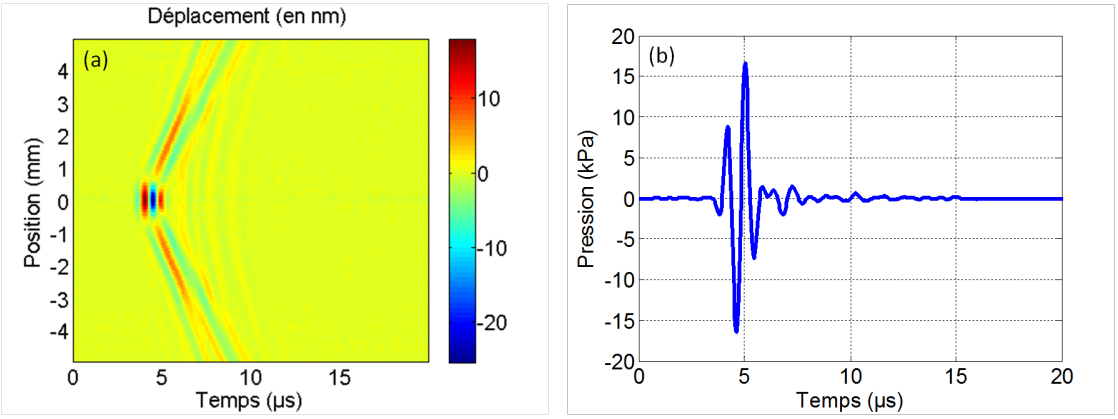


FIGURE 4.9 – (a) Mesure du déplacement en face avant de la sonde. (b) Pression obtenue à 1 mm dans l'axe de sonde.

Selon ce protocole, un exemple de mesure de pression réalisée avec la sonde déjà étudiée dans les sections précedentes (section 4.1 et 4.2) est présenté figure 4.9. Dans le cas rapporté ici, le signal d'excitation était composé de deux périodes de sinusoïde centrées à 1 MHz et la pression a été calculée en champ proche à 1 mm dans l'axe de l'élément excité.

Conclusion

Dans cette première partie, une présentation complète de la topologie des barrettes cMUT et de leur principe de fonctionnement a été réalisée. Un modèle analytique unidimensionnelle a notamment été exposé, afin de définir clairement les principales caractéristiques du comportement des barrettes cMUT (tensions de collapse et de snapback, fréquence de résonance et coefficient de couplage électromécanique). Bien que déjà très réaliste, ce type d'approche ne suffit pas à simuler complètement une sonde cMUT, il faut en réalité tenir compte de sa déformation non homogène, de la présence d'un fluide en face avant et surtout, pour un émetteur, des couplages mutuels inter-cMUTs. Tous ces aspects font l'objet des parties 2 et 3.

Une revue des différents procédés de fabrication a ensuite été détaillée. Après un bref rappel historique sur l'évolution des méthodes de conception des transducteurs ultrasonores capacitifs, une description des deux grandes familles de procédé de fabrication existantes de nos jours (procédés de micro-usinage de surface et de wafer-bonding) a été réalisée. D'un point de vu industriel, suivre toutes les évolutions proposées à ce jour en « temps réel » est clairement impossible. L'essentiel aujourd'hui sur ces technologies pour avancer est avant tout de stabiliser un procédé, de le fiabiliser, pour ensuite être capable de réutiliser les technologies cMUT sur des applications en émergence ou non. C'est uniquement sur les bases d'un procédé fiabilisé que toute amélioration proposée n'a de sens. Dans le cadre des travaux présentés par la suite, et notamment dans la dernière section, le procédé de fabrication est du micro-usinage de surface, sur une base relativement classique d'un point de vu de la littérature, mais développé en milieu industriel.

Une présentation des différentes applications médicales ayant fait l'objet de développement de sondes cMUT a aussi été réalisée. On peut souligner qu'en imagerie conventionnelle, certes ces technologies étaient attendues, mais il faut constater qu'elles n'émergent pas aujourd'hui d'un point de vu commercial. C'est évident, migrer toute une filière industrielle qui s'appuie ici sur les matériaux PZT vers une voie complètement différente, semble encore risqué, voire peut-être impossible aux yeux des acteurs de l'imagerie médicale ultrasonore. C'est donc uniquement à travers des applications médicales en émergence que toute la communauté se positionne aujourd'hui pour exploiter les performances de ces dispositifs. C'est le cas de l'imagerie intra-vasculaire, où des besoins existent et sont encore bien identifiés, en imagerie haute résolution, en thérapie et d'autres voies qui peut être feront jour. Dans la dernière section, l'imagerie du tissu osseux par transmission axiale se positionne clairement dans ce contexte de modalité en émergence pour lesquels la technologie PZT ne remplit toutes les fonctions attendues.

L'ensemble des outils de caractérisation utilisés pour ce travail de thèse a été finalement présenté au cours du dernier chapitre. Ces outils de caractérisation ont été choisis pour leurs complémentarités. Ainsi, l'utilisation du microscope holographique digitale (DHM) a été la solution retenue pour étudier le comportement statique des cellules. En ce qui concerne le comportement de la barrette à l'échelle de l'élément, il a été choisi de le caractériser au moyen de mesure d'impédance électrique et de pression. Les protocoles expérimentaux, développés au sein du laboratoire pour ces mesures d'impédance électrique et de pression par interférométrie laser, ont ainsi été décrits.

Deuxième partie

Comportement d'une cellule cMUT en milieu fluide

Introduction

La cellule cMUT étant l'élément de base d'un transducteur, la connaissance de ses performances acoustiques est primordiale avant d'envisager la conception d'une barrette. L'objectif de cette partie est d'étudier le comportement d'une cellule couplée à un milieu fluide dans des cas extrêmes de répartition : une cellule isolée, une cellule dans un réseau 2-D périodique et une cellule dans un réseau 1-D périodique. Ces différentes configurations sont des extensions de situations réelles de répartition de cellules. Ainsi, l'étude d'un réseau 2-D périodique permet de décrire en première approche, la réponse d'un mono-transducteur ou d'une matrice. L'étude d'un réseau 1-D périodique concerne plutôt les barrettes échographiques, où naturellement, chaque élément peut être modélisé comme une association de plusieurs réseaux 1-D de cMUTs. Nous verrons, par ailleurs, dans la prochaine partie que cette condition de périodicité constitue le point de départ du modèle complet de barrette que nous avons mis en place.

De façon similaire à certains travaux réalisés par éléments finis [2, 132, 3], la technique développée ici consiste à utiliser une matrice de condition aux frontières (BEM : Boundary Element Matrix) pour modéliser les différents arrangements de cellules. Ainsi, le même schéma numérique, basé sur la méthode des différences finies, sera utilisé pour simuler le comportement de la cellule quelles que soient ses conditions aux limites.

Dans un premier temps, le comportement d'une cellule cMUT isolée sera étudié. Cette première analyse nous permettra de définir clairement le cadre et les différentes grandeurs nécessaires à la modélisation des cellules cMUT en immersion. Des conditions de périodicité 2-D seront ensuite introduites en considérant que toutes les cellules sont en phase (cas d'un mono-transducteur), puis, qu'elles peuvent être déphasées (cas d'une barrette). Cette seconde situation permettra d'étudier la façon dont les ondes situées à l'interface cMUT/fluide se dispersent. Cette étude théorique permet d'expliquer, assez simplement, l'un des principaux modes de couplage dans les barrettes cMUT, comme nous l'avons vu précédemment. Dans la littérature, l'utilisation de ce mode a été envisagé pour le développement de capteur de viscosité [80, 10, 127]. Citons les travaux de thèse de M. Wilm [131], sur la description de ces phénomènes de dispersion en milieu périodique, qui sont plus exhaustifs que ceux reportés ici dans la mesure où le substrat est intégré dans le modèle qu'il a développé. Toutefois, notre objectif ici était de vérifier qu'un modèle de cMUT sans couplage au substrat permet de rendre compte correctement de l'existence du principal mode de couplage dans les barrettes cMUT et de confronter nos simulations à des résultats expérimentaux. Le point de développement essentiel de cette partie concerne la condition de périodicité 1-D qui fait l'objet du dernier chapitre. Le développement du calcul de l'expression analytique de la fonction de Green d'un milieu semi-infini avec des conditions de

périodicité 1-D sera ainsi présenté, avant d'être numériquement couplé au modèle mécanique discret d'une cellule. Par la suite, les résultats théoriques seront confrontés à des mesures expérimentales.

Chapitre 5

Modélisation d'une cellule cMUT isolée

Pour la totalité des situations que nous traitons, en termes de simulation, les cellules sont toutes de géométrie rectangulaire (figure 5.1). Elles sont constituées d'un diaphragme composé d'une membrane d'épaisseur h_m, d'une électrode d'épaisseur h_e (qui peut recouvrir partiellement la membrane) et selon les situations, d'une couche de passivation. Dans le cas traité ici, le choix a été fait de ne pas modéliser la couche de passivation. Chacun des matériaux consituant le diaphragme est caractérisé par ses propriétés mécaniques, électriques et géométriques. Par la suite, les modules de Young de la membrane et de l'électrode seront notés E_m et E_e et les coefficients de Poisson seront respectivement appelés σ_m et σ_e. La permittivité diélectrique relative de la membrane sera quant à elle notée ϵ_r. Le vide, de permittivité diélectrique ϵ_0, est supposé présent dans les cavités. Par ailleurs, toutes les modélisations que nous présentons ici s'appuient sur trois hypothèses :

- les effets de bords électrostatiques sont négligés dans le calcul de la capacité d'une cellule,
- le comportement mécanique du diaphragme s'appuie sur la théorie des plaques minces de Kirchoff-Love [130],
- le diaphragme est supposé encastré sur son pourtour.

De plus, il s'agit de conduire ici des simulations en régime harmonique, dans l'hypothèse où la tension sinusoïdale d'excitation sera considérée comme faible devant la tension de polarisation. Ces hypothèses sont valables lorsque le cMUT fonctionne en réception, mais aussi en émission, dès lors que la fréquence d'excitation est dans la bande passante du transducteur [118].

5.1 Equation de comportement mécanique et acoustique

Lorsqu'une cellule cMUT est placée dans un fluide non visqueux, le comportement de son diaphragme est soumis à deux pressions extérieures : la pression électrostatique générée par la tension d'excitation ($p_e(x, y, t)$) et la pression exercée par le fluide du fait du déplacement de la membrane ($p_r(x, y, t)$) (voir figure 5.1). En considérant que le comportement

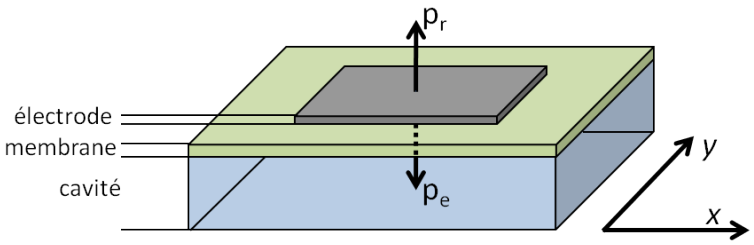


FIGURE 5.1 – Schéma d'une cellule cMUT

mécanique de la membrane suit la théorie des plaques minces développée par Timosshenko [128], la deuxième loi de Newton appliquée à la membrane donne :

$$\rho(x,y)\frac{d^2u(x,y,t)}{dt^2} = -K_m[u(x,y,t)] + K_{perte}\frac{du(x,y,t)}{dt} + p_e(x,y,t) + p_r(x,y,t) \quad (5.1)$$

avec :

- $u(x,y,t)$ le déplacement dynamique de la membrane,
- $\rho(x,y)$ la masse de la membrane par unité de surface,
- K_{perte} le terme traduisant les pertes mécaniques de la membrane,
- K_m est un opérateur dérivé qui s'applique au déplacement $u(x,y,t)$. Il est défini par :

$$K_m[u] = \left[\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y}\right] \quad (5.2)$$

où M_x, M_y et M_{xy} sont les moments de flexion d'un élément plaque. M_x et M_y dérivent des efforts de compression. Ils tendent à faire tourner l'élément de plaque autour des axes x et y. M_{xy} résulte de l'effort de cisaillement et tend à imposer une torsion à la membrane. Les moments sont définis par :

$$\begin{aligned} M_x &= D\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \sigma\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \\ M_y &= D\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \sigma\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right) \\ M_{xy} &= D(1-\sigma)\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (5.3)$$

D et σ sont respectivement la rigidité en flexion et le coefficient de Poisson de la plaque. Etant donné que l'électrode ne recouvre qu'une partie de la membrane, ces grandeurs varient en fonction de leurs coordonnées. Ainsi, la théorie des matériaux multicouches est utilisée afin de déterminer des paramètres équivalents pour les zones où l'électrode est superposée à la membrane. Les expressions de la rigidité flexionnelle et du coefficient de Poisson deviennent pour le diaphragme [84] :

$$D(x,y) = \begin{cases} D_m = \frac{E_m h_m^3}{12(1-\sigma_m^2)} & \text{si } (x,y) \notin \text{à l'électode} \\ D_{eq} & \text{si } (x,y) \in \text{à l'électode} \end{cases} \quad (5.4)$$

$$\sigma(x,y) = \begin{cases} \sigma_m & \text{si } (x,y) \notin \text{à l'électode} \\ \\ \sigma_{eq} & \text{si } (x,y) \in \text{à l'électode} \end{cases} \tag{5.5}$$

Les calculs de la rigidité en flexion équivalente (D_{eq}) et du coefficient de Poisson équivalent (σ_{eq}) sont détaillés en annexe de ce document (annexe A).

5.2 Linéarisation de la pression électrostatique

Considérant les hypothèses de modélisation déjà formulées, c'est à dire que les lignes de champs sont parfaitement verticales et que les effets de bords électrostatiques sont négligeables, l'expression de la pression électrostatique (P_{elec}) se formule comme celle exercée sur un condensateur plan (voir section 1.2.3) :

$$P_{elec}(U,V) = \frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 V^2}{(h_{eq}-U)^2} \tag{5.6}$$

avec :
- V la tension globale appliquée à la cellule cMUT,
- U la position de la membrane au point de coordonnées (x,y),
- h_{eq} la hauteur équivalente définie à la section 1.2.2.

Etant donné que la tension globale (V) est la somme de la tension d'excitation (v) et de la tension de polarisation (V_{DC}), on peut exprimer la pression électrostatique (P_{elec}) et le déplacement (U) comme la somme d'un terme dynamique et d'un terme statique. Autrement dit, on peut écrire :

$$\begin{aligned} V &= V_{DC} + v \\ U &= u_0 + u(x,y,t) \\ P_{elec}(U,V) &= P_{elec}(u_0, V_{DC}) + p_e(u,v) \end{aligned} \tag{5.7}$$

où :
- u_0 est la position d'équilibre statique du diaphragme,
- $P_{elec}(u_0, V_{DC})$ est la composante statique de la pression électrostatique.

La tension d'excitation (v) étant supposée nettement inférieure à la tension de polarisation (V_{DC}), un développement de Taylor de la pression électrostatique est réalisé à l'ordre 1, autour de la position équilibre statique de la membrane ((u_0, V_{DC})), afin de déterminer l'expression de la pression électrostatique dynamique ($p_e(u,v)$). On obtient ainsi :

$$\begin{aligned} P_{elec}(U,V) &= P_{elec}(u_0,V_{DC}) + \left.\frac{\partial P_{elec}(U,V)}{\partial U}\right|_{u_0,V_{DC}} u + \left.\frac{\partial P_{elec}(U,V)}{\partial V}\right|_{u_0,V_{DC}} v \\ &= P_{elec}(u_0,V_{DC}) + \frac{\epsilon_0 V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3}u + \frac{\epsilon_0 V_{DC}}{(h_{eq}-u_0)^2}v \end{aligned} \tag{5.8}$$

La pression électrostatique dynamique s'exprime alors :

$$\begin{aligned} p_e(u,v) &= P_{elec}(U,V) - P_{elec}(u_0,V_{DC}) \\ &= \frac{\epsilon_0 V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3}u + \frac{\epsilon_0 V_{DC}}{(h_{eq}-u_0)^2}v \\ &= K_{soft}u + p_{dyn} \end{aligned} \tag{5.9}$$

Deux termes sont identifiés dans l'expression de la pression électrostatique : la pression d'entrainement dynamique engendrée par la tension d'excitation (p_{dyn}) et un terme de raideur mécanique qui dépend de la tension de polarisation (K_{soft}). De plus, la pression d'entrainement dynamique n'est rien d'autre que le produit de la tension d'excitation avec le coefficient de transformation électroacoustique (φ). On a :

$$K_{soft} = \frac{\epsilon_0 V_{DC}^2}{(h_{eq}-u_0)^3} \tag{5.10}$$

et

$$\begin{aligned} p_{dyn} &= \varphi v \\ \varphi &= \frac{\epsilon_0 V_{DC}}{(h_{eq}-u_0)^2} \end{aligned} \tag{5.11}$$

Etant donné que la pression électrostatique s'applique uniquement sur la partie métallisée de la membrane, son expression généralisée en fonction des coordonnées (x,y) est :

$$p_e(x,y,t) = \begin{cases} 0 & \text{si } (x,y) \notin \text{à l'électode} \\ K_{soft}u(x,y,t) + p_{dyn} & \text{si } (x,y) \in \text{à l'électode} \end{cases} \tag{5.12}$$

En remplaçant l'expression de la pression électrostatique dynamique dans l'équation du comportement de la membrane (équation 5.1), on obtient :

$$\rho(x,y)\frac{d^2u(x,y,t)}{dt^2} = -K_m[u(x,y,t)] + K_{perte}\frac{du(x,y,t)}{dt} + K_{soft}u(x,y,t) + p_{dyn} + p_r(x,y,t) \tag{5.13}$$

Il est intéressant de noter que, de façon identique aux observations réalisées lors de l'étude unidimensionnelle (section 1.2), le terme de softening s'oppose à la composante de raideur de la membrane (K_m).

5.3 Discrétisation des équations et résolution par différences finies

Une discrétisation de la membrane est réalisée afin de résoudre, par différences finies, l'équation traduisant son comportement (équation 5.13). Les détails liés à cette étape de discrétisation sont présentés dans plusieurs publications de notre laboratoire [27, 85, 84]. Un maillage régulier de la membrane est ainsi réalisé dans les directions x et y (voir figure 5.2). Les pas du maillage suivant les directions x et y sont respectivement δ_x et δ_y. La

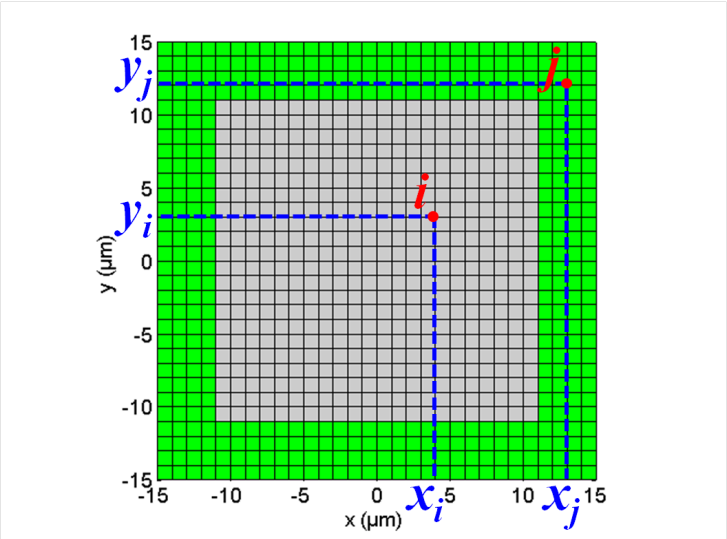


FIGURE 5.2 – Exemple de maillage pour une cellule carrée de dimension 30 x 30 μm^2. Les vecteurs coordonnées des points i et j sont respectivement $r_i = (x_i, y_i)$ et $r_j = (x_j, y_j)$.

surface élémentaire du maillage dS vaut donc : $dS = \delta_x \delta_y$. Sous forme discrète, l'équation comportementale de la membrane devient :

$$[M]\frac{d^2}{dt^2}[u] = -[K_m][u] + [K_{perte}][u] + [K_{soft}][u] + [p_{dyn}] + [p_r] \tag{5.14}$$

où :

- $[u]$ est le vecteur déplacement de la membrane,
- $[M]$ est la matrice des masses,
- $[K_m]$ est la matrice de raideur,
- $[K_{perte}]$ est la matrice d'amortissement,
- $[K_{soft}]$ est la matrice de softening,
- $[p_{dyn}]$ est le vecteur de la pression entrainement dynamique,
- $[p_r]$ est le vecteur de la pression de rayonnement.

La construction de ces différents vecteurs et matrices est présentée dans la thèse de Cyril Meynier [84]. On précise juste ici que les conditions limites de la membrane sont intégrées dans la construction de la matrice des raideurs $[K_m]$.

De façon classique [1], la matrice d'amortissement ($[K_{perte}]$) est définie en fonction de la matrice des raideurs ($[K_m]$) de la manière suivante :

$$[K_{perte}] = j\omega\alpha[K_m] \tag{5.15}$$

avec α le facteur de perte de la membrane est exprimé en seconde.

Les pertes mécaniques de la membrane étant négligeables devant celles liées à la masse du fluide, nous avons fait le choix de définir arbitrairement le facteur de perte de la membrane à une valeur faible ($\alpha = 10^{-9}$seconde). Pour la suite de notre étude, la matrice des

raideurs $[K_m]$ et la matrice d'amortissement $[K_{perte}]$ sont regroupées sous la forme d'une matrice des raideurs complexe $[K]$, permettant de traduire l'amortissement des membranes.

$$[K] = [K_m]\,(1 - j\omega\alpha) \tag{5.16}$$

Une matrice de condition aux frontières $[K_{fluide}]$ (de type BEM : Boundary Element Matrix) est utilisée afin de relier le champ de pression $[p_r]$ au champ de déplacement $[u]$ de la membrane :

$$[p_r] = j\omega[K_{fluide}][u] \tag{5.17}$$

Dans le cas où la cellule cMUT est isolée dans un fluide, la matrice $[K_{fluide}]$ est calculée en utilisant la fonction de Green ($G(\vec{r},\omega)$) en trois dimensions d'un milieu semi-infini pour des conditions de baffle rigide. Chaque élément $K_{fluide\ ,\ ij}$ de la matrice correspond à la pression exercée au point j par le déplacement d'un point source placé au point i. La pression des éléments de surface sur eux-mêmes, correspondant au terme $K_{fluide\ ,\ ii}$ de la matrice, est obtenue en utilisant l'expression de l'impédance de rayonnement d'un piston de petites dimensions. Le rayon équivalent (r_{eq}) du piston est défini de façon à ce que sa surface soit équivalente à la surface élémentaire du maillage : $r_{eq} = \sqrt{\frac{d_S}{\pi}}$. Ainsi, la matrice $[K_{fluide}]$ s'exprime par [84] :

$$K_{fluide\ ,\ ij} = \begin{cases} G(\vec{r},\omega)d_S = \frac{j\pi\rho_0\omega}{2}\frac{e^{-j\frac{\omega}{c_0}(|r_i - r_j|)}}{(|r_i - r_j|)}d_S & \text{si } i \neq j \text{ (Fonction de Green)} \\ \rho_0 c_0 \left(\frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{c_0}r_{eq}\right)^2 + j\frac{8}{3\pi}\left(\frac{\omega}{c_0}r_{eq}\right)\right) & \text{si } i = j \text{ (Rayonnement d'un piston)} \end{cases} \tag{5.18}$$

où :

- r_i et r_j sont respectivement les vecteurs position des points i et j,
- ρ_0 est la masse volumique du fluide,
- c_0 est la vitesse de propagation dans le fluide.

De plus, en considérant que l'excitation, et par conséquent le déplacement sont purement harmoniques de pulsation ω, il est possible d'écrire l'équation comportementale de la cellule cMUT sous la forme :

$$-\omega^2[M][u] = -[K][u] + [K_{soft}][u] + [p_{dyn}] + j\omega[K_{fluide}][u] \tag{5.19}$$

A partir de l'équation précédente, il est facile de déterminer le déplacement de la membrane du cMUT en fonction de la pression électrostatique dynamique, c'est à dire en fonction de la tension d'excitation. Ainsi, on a :

$$[u] = \left[-\omega^2[M] + [K] - [K_{soft}] - j\omega[K_{fluide}]\right]^{-1}[p_{dyn}] \tag{5.20}$$

5.4 Mise en place du schéma électroacoustique équivalent

L'objectif de cette section est de définir un schéma électroacoustique équivalent d'une cellule isolée en s'appuyant sur le modèle exact. Le schéma électroacoustique équivalent

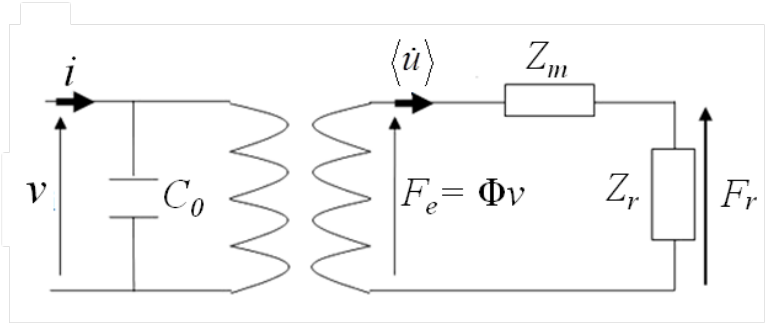


FIGURE 5.3 – Schéma électroacoustique équivalent d'une cellule cMUT isolée dans un fluide

mis en place est présenté figure 5.3. Selon la définition de Foldy [41], ce schéma équivalent est réalisé de façon à assurer la conservation de deux des grandeurs acoustiques obtenues à partir du modèle exact : la puissance emmagasinée par le cMUT et la vitesse moyenne de déplacement de la membrane. Pour cela, de nouvelles grandeurs acoustiques équivalentes sont introduites. La force électrostatique (F_e) et la force de rayonnement (F_r) ainsi définies correspondent aux grandeurs associées au comportement d'un piston équivalent, en termes de puissance et vitesse moyenne, à notre cellule. Ainsi, les variables composant la partie électrique sont : v la tension d'excitation appliquée aux bornes du cMUT, i le courant entrant dans la cellule et C_0 la capacité statique de la cellule. La partie acoustique est composée de Z_m l'impédance mécanique de la membrane, Z_r l'impédance de rayonnement de la membrane sur elle-même, et $\langle \dot{u} \rangle$ la vitesse moyenne de déplacement de la membrane. La partie électrique est reliée à la partie acoustique par l'intermédiaire du coefficient de transformation électroacoustique Φ. Il est important de préciser que le coefficient de transformation électroacoustique défini ici est lui aussi différent de celui exprimé à partir du modèle exact.

Ainsi, selon la définition de Foldy [41], l'impédance de rayonnement de la membrane sur elle-même (Z_r), l'impédance mécanique de la membrane (Z_m) et le coefficient de transformation électroacoustique (Φ) s'écrivent :

$$Z_r = \frac{2P_r}{|\langle \dot{u} \rangle|^2} \tag{5.21}$$

$$Z_m = \frac{2P_m}{|\langle \dot{u} \rangle|^2} \tag{5.22}$$

$$\Phi = \frac{2(P_m + P_r)}{\langle \dot{u}^* \rangle v} \tag{5.23}$$

où :

- P_r est la puissance acoustique de rayonnement,
- P_m est la puissance mécanique emmagasinée dans la membrane,
- * indique le conjugué.

Ces deux grandeurs s'expriment facilement en fonction des matrices définies à partir

du modèle distribué [85]. On a donc :

$$P_r(\omega) = \frac{1}{2}[\dot{u}][K_{fluide}][\dot{u}]^* \tag{5.24}$$

$$P_m(\omega) = \frac{1}{2}[\dot{u}]\left[-\omega^2[M] + [K] - [K_{soft}]\right][\dot{u}]^* \tag{5.25}$$

Notons que ce choix de schéma équivalent ne permet pas de préserver une expression analytique de la force électrostatique et donc, de la réutiliser pour des simulations temporelles. D'autres auteurs [102] ont fait le choix de préserver l'expression de la force électrostatique et de la vitesse moyenne, ceci afin de prendre en compte la non linéarité du cMUT par des simulations temporelles.

Pour une configuration de cellule donnée (voir tableau 5.1), nous avons représenté figure 5.4 la réponse en fréquence de la vitesse moyenne de la membrane et ses différentes déformées associées. Pour les simulations présentées ici, on considère que la cellule cMUT est immergée dans l'eau (ρ_0 = 1000 kg\m^3 et c_0 = 1500 m/s).

Sur la figure 5.4-(a), trois fréquences de résonance de la membrane sont parfaitement identifiées (à 3.8 MHz, 23.7 MHz, et 38.7 MHz). A la fréquence de résonance de tous ces modes, la valeur absolue de la vitesse moyenne est à un extremum et sa phase subit une inversion. Tous ces modes de résonance sont symétriques (figure 5.4-(b), (c) et (d)). Le mode 1, observé à 3.8 MHz, correspond au mode de résonance fondamentale (1,1) de la membrane (figure 5.4-(b)). Un maximum de vitesse lui est ainsi logiquement associé. A la fréquence de résonance du mode 2, la forme du déplacement produit une vitesse moyenne nulle (figure 5.4-(c)). Cette fréquence de coupure ainsi formée, délimite la bande passante de la cellule. Ce mode résulte de la combinaison des modes de vibration (1,3) et (3,1) de la membrane. Le mode de vibration 3 correspond au mode (3,3) de la membrane (figure 5.4-(d)). Selon ce mode, les angles et le centre de la membrane vibrent en phase. Un maximum local de vitesse est ainsi observé à sa fréquence de résonance.

TABLE 5.1 – Structure et paramètres de la cellule étudiée

Cavité	Hauteur	375nm
Membrane	Dimensions	27 x 27 μm^2
	Epaisseur	410 nm
	Module d'Young E_m	230 GPa
	Coefficient de Poisson σ_m	0.22
	Masse volumique ρ_m	3300 kg\m^3
	Permittivité diélectrique relative	7.5
Electrode	Dimensions	19 x 19 μm^2
	Epaisseur	425 nm
	Module d'Young E_e	68 GPa
	Coefficient de Poisson σ_e	0.35
	Masse volumique ρ_m	2700 kg\m^3

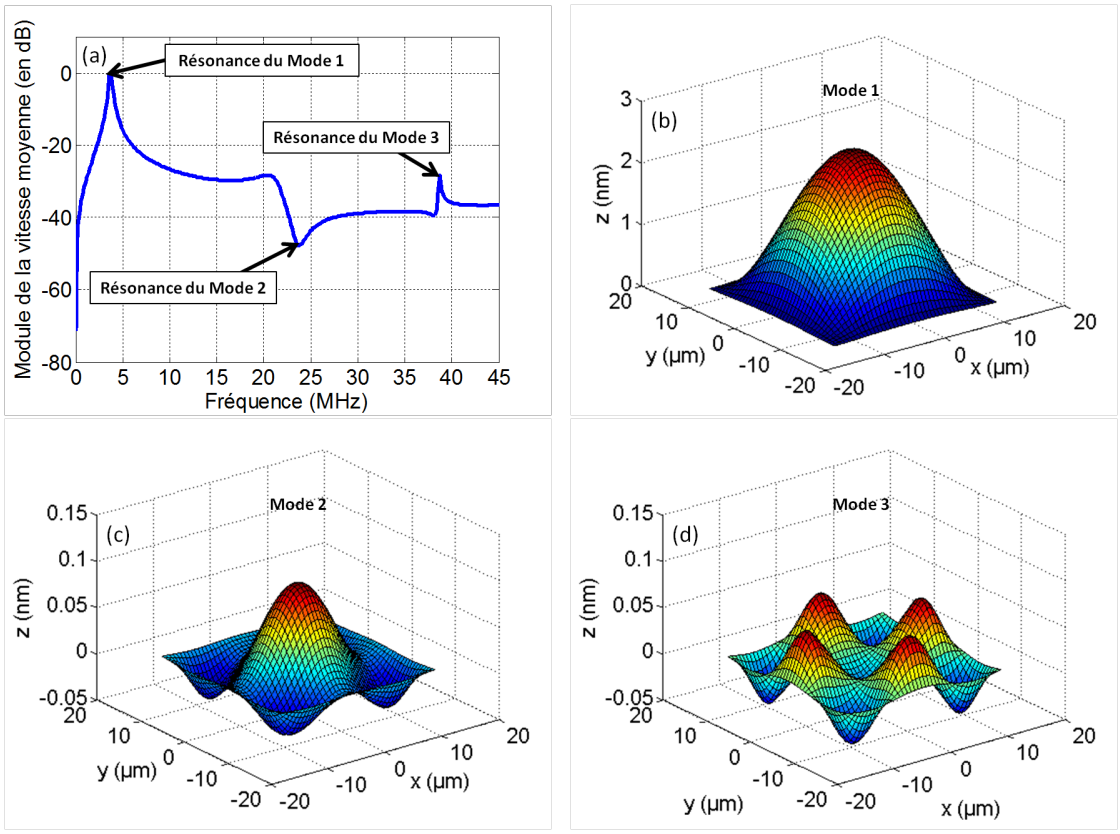


FIGURE 5.4 – (a) Réponse en fréquence de la vitesse moyenne de déplacement de la membrane ($V_{DC} = 0.5V_c$). (b) Forme du déplacement de la membrane à la fréquence de résonance du mode 1. (c) Forme du déplacement de la membrane à la fréquence de résonance du mode 2. (d) Forme du déplacement de la membrane à la fréquence de résonance du mode 3.

Chapitre 6

Comportement en conditions de périodicité 2-D

Ce chapitre est dédié à l'étude d'une cellule dans un réseau 2-D périodique. Après avoir introduit l'écriture de conditions de périodicité 2-D, notre étude s'orientera vers l'explication des modes de couplage dans les barrettes par le fluide. Pour cela, nous introduirons un déphasage entre les cellules cMUTs afin de construire le diagramme de dispersion de ces modes de couplage. Les résultats de simulations seront confrontés à des résultats expérimentaux.

6.1 Présentation des conditions de périodicité de 2-D

Dans cette section, on étudie le comportement d'une cellule cMUT appartenant à un réseau 2-D périodique. Le motif de périodicité est défini, respectivement suivant les axes x et y, par les vecteurs $\overrightarrow{X_0}$ et $\overrightarrow{Y_0}$ (voir figure 6.1). On nomme d_x la largeur du motif (suivant x) et d_y sa hauteur (suivant y). Autrement dit, on a :

$$\begin{cases} \overrightarrow{X_0} = d_x \vec{i} \\ \overrightarrow{Y_0} = d_y \vec{j} \end{cases} \tag{6.1}$$

Cette étude est réalisée selon une approche similaire à celle utilisée pour le cas de la cellule isolée, soit en intégrant des conditions de périodicité 2-D directement dans la matrice de condition aux frontières. Il est ainsi possible de conserver le même formalisme d'équations que précédemment. En reprenant l'équation 5.20, le comportement d'une cellule dans un réseau 2-D périodique devient simplement :

$$[u] = \left[-\omega^2[M] + [K] - [K_{soft}] - j\omega[K_{fluide\ 2D}]\right]^{-1} [p_{dyn}] \tag{6.2}$$

avec $[K_{fluide\ 2D}]$ la matrice de condition aux frontières intégrant les conditions de périodicité 2-D de la cellule.

Les termes de la matrice $[K_{fluide\ 2D}]$ doivent prendre en compte les contributions de toutes les cellules appartenant au réseau 2-D. Pour cela, la fonction de Green 2-D périodique

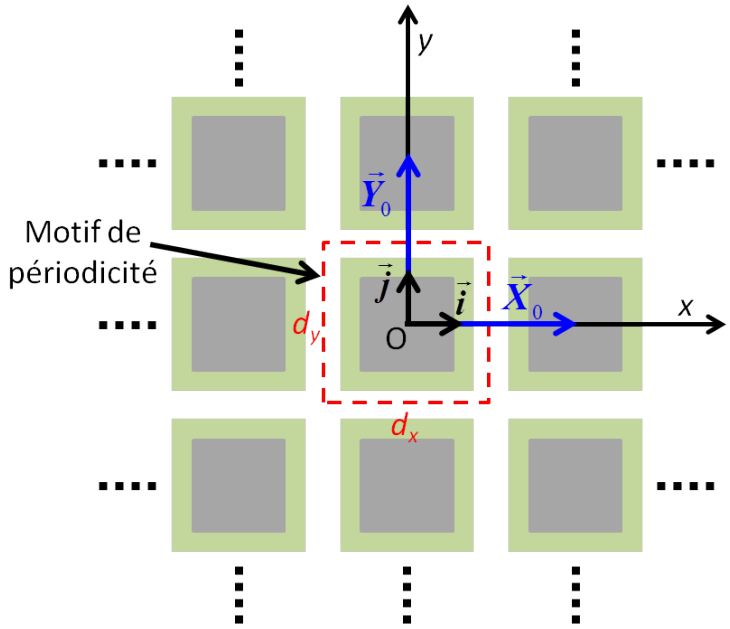


FIGURE 6.1 – Schéma d'une cellule cMUT dans un réseau 2-D périodique

(G_{2D}) est utilisée. En prenant en compte l'introduction d'un possible déphasage dans l'excitation du réseau 2-D, elle s'écrit sous la forme générale suivante [132, 131] :

$$G_{2D}(x,y,\omega) = \sum_{n\in\mathbb{Z}}\sum_{m\in\mathbb{Z}} G(x+n\overrightarrow{X_0}, y+m\overrightarrow{Y_0}, \omega)e^{-j\overrightarrow{k_{inc}}.\overrightarrow{r_{mn}}} \tag{6.3}$$

avec :

$$\begin{cases} \overrightarrow{k_{inc}} = \gamma_x \dfrac{2\pi}{d_x}\vec{i} + \gamma_y \dfrac{2\pi}{d_y}\vec{j} \\ \overrightarrow{r_{mn}} = nd_x\vec{i} + md_y\vec{j} \end{cases} \tag{6.4}$$

γ_x et γ_y sont respectivement les paramètres d'excitation du réseau de cellule suivant les directions x et y. Ils permettent d'introduire un déphasage entre les cellules. Ainsi, une excitation en phase de toutes les cellules est obtenue pour des paramètres d'excitation nuls. Une excitation, où deux cellules voisines selon x et y sont en opposition phase, est réalisée avec des paramètres d'excitation fixés à 0.5.

Numériquement, on choisit d'exprimer la fonction de Green 2-D périodique par sa décomposition en série de Bloch-Floquet [131, 63] :

$$G_{2D}(x,y,\omega) = \sum_{n\in\mathbb{Z}}\sum_{m\in\mathbb{Z}} \hat{G}(k_x,k_y,\omega)e^{-j(k_x x+k_y y)} \tag{6.5}$$

où $\hat{G}$ est la fonction de Green d'un milieu semi-infini, pour des conditions de baffle rigide, exprimée dans l'espace des vecteurs d'onde. Elle est définie par :

$$\hat{G}(k_x,k_y,\omega) = \frac{\omega\rho_0}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \tag{6.6}$$

avec :

$$\begin{aligned} k_0 &= \frac{\omega}{c_0} \\ k_x &= (\gamma_x + n)\frac{2\pi}{d_x} \\ k_y &= (\gamma_y + m)\frac{2\pi}{d_y} \end{aligned} \tag{6.7}$$

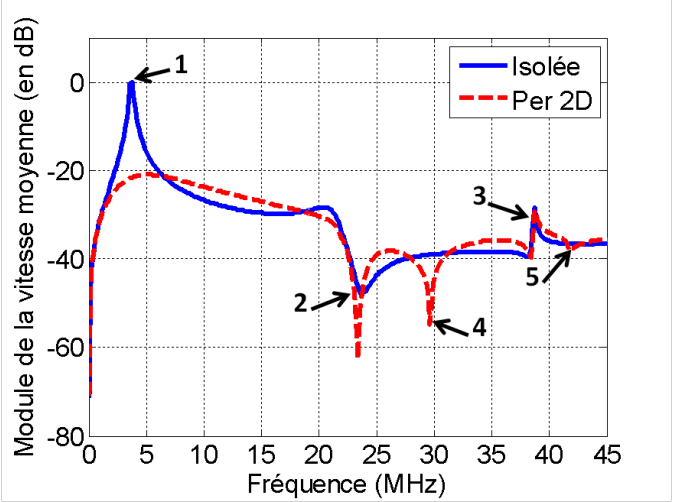


FIGURE 6.2 – Vitesses moyennes de déplacement pour une cellule isolée (courbe bleue) et pour une cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe rouge). Dans ce cas, les paramètres d'excitation du réseau 2-D cellule sont nuls (excitation synchrone du réseau de cellule). La tension de polarisation est pour les deux simulations fixée à $V_{DC} = 0.5V_c$.

Afin de déterminer l'impact du réseau sur le comportement de la cellule, nous avons comparé figure 6.2 la réponse en fréquence d'une cellule isolée à celle d'une cellule dans un réseau 2-D périodique. Dans le cas présenté ici, le comportement de la cellule est simulé dans l'eau pour une excitation synchrone du réseau ($\gamma_x = 0$ et $\gamma_y = 0$). La géométrie de la cellule étudiée est la même que celle décrite dans la section 5.4. Les pas du réseau de périodicité sont définis identiquement suivant x et y et valent 50 μm (soit un espace inter-membranes de 23 μm).

L'impact du réseau se manifeste sur la réponse en fréquence de la cellule principalement sous deux aspects (figure 6.2). En amortissant la résonance du mode 1 (référence 1), le réseau 2-D de cellules provoque un élargissement de la bande passante. Les distances inter-membranes jouent un rôle important sur la forme de la réponse. En effet, des travaux précédents [84] ont démontré que la bande passante était fortement augmentée lorsque les distances inter-cellules étaient réduites. Aucun impact n'est observé sur les modes de vibration d'ordre supérieur de la membrane. En effet, quelles que soient ses conditions de voisinage, on constate clairement que les fréquences de résonance des modes 2 et 3 (références 2 et 3) sont inchangées. Cependant, d'autres minima de vitesse sont observés pour la cellule en conditions de périodicité de 2-D (références 4 et 5). L'origine de ces minima,

provenant de la périodicité du réseau, est expliquée dans la section suivante (section 6.2). Il est cependant intéressant de préciser que dans certains cas, ces minima peuvent se trouver avant la fréquence de coupure mécanique de la membrane et réduire significativement la bande passante de la cellule cMUT.

6.2 Introduction d'un déphasage dans l'excitation du réseau 2-D de cellules

Dans cette section, nous allons discuter de l'impact d'un déphasage dans l'excitation d'un réseau 2-D de cellules. Pour cela, les paramètres d'excitation de la cellule sont variés de façon à ce que le vecteur d'onde incident couvre la première zone de Brillouin [63], soit le chemin A-B-C-D-A dans le plan des vecteurs d'onde (voir figure 6.3). Pour des cellules carrées de symétrie 1/4, le chemin A-B-C-A suffit. De cette façon, on construit le diagramme de dispersion des ondes planes émises par le réseau 2-D périodique de cellules pour différentes orientations, selon le chemin choisi.

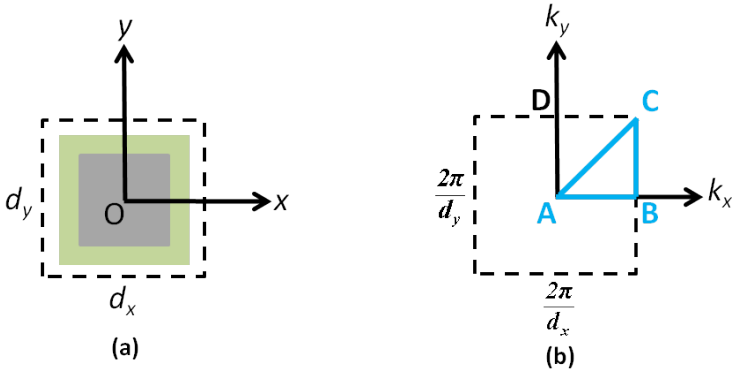


FIGURE 6.3 – (a) Motif de périodicité du réseau 2-D de cellules. (b) Première zone de Brillouin associée.

La figure 6.4-(a) représente le diagramme de dispersion sur le chemin C-A-B-C pour la configuration de cellule étudiée dans le paragraphe précédent (section 6.1). La grandeur observée est la vitesse moyenne de déplacement de la membrane. Le milieu de propagation simulé est toujours de l'eau. Nous avons associé à ce diagramme celui de la fonction Green 2-D périodique (équation 6.5) moyennée sur une cellule, pour les mêmes paramètres d'excitation (figure 6.4-(b)). Ce dernier permet de connaître l'impact de la périodicité sur le rayonnement des cellules sans couplage avec la partie mécanique des membranes. Pour mémoire, ou pour aider à l'interprétation de ces diagrammes, nous rappelons que l'axe horizontal entre A et B correspond à l'ensemble des vecteurs d'onde k_x parallèles au plan de la source, que pourrait rayonner le réseau 2-D de cellules. A chaque couple de points vecteur d'onde (k_x)/fréquence correspond une onde plane propagée dans le milieu dont l'angle (θ), son sinus plus précisément, est donné par le rapport entre le vecteur d'onde k_x et le vecteur d'onde k_0 associé à l'onde plane rayonnée. Selon les valeurs de ce rapport, il peut être associé deux types de modes [62] : ceux pour lesquels il sera inférieur à 1, ils

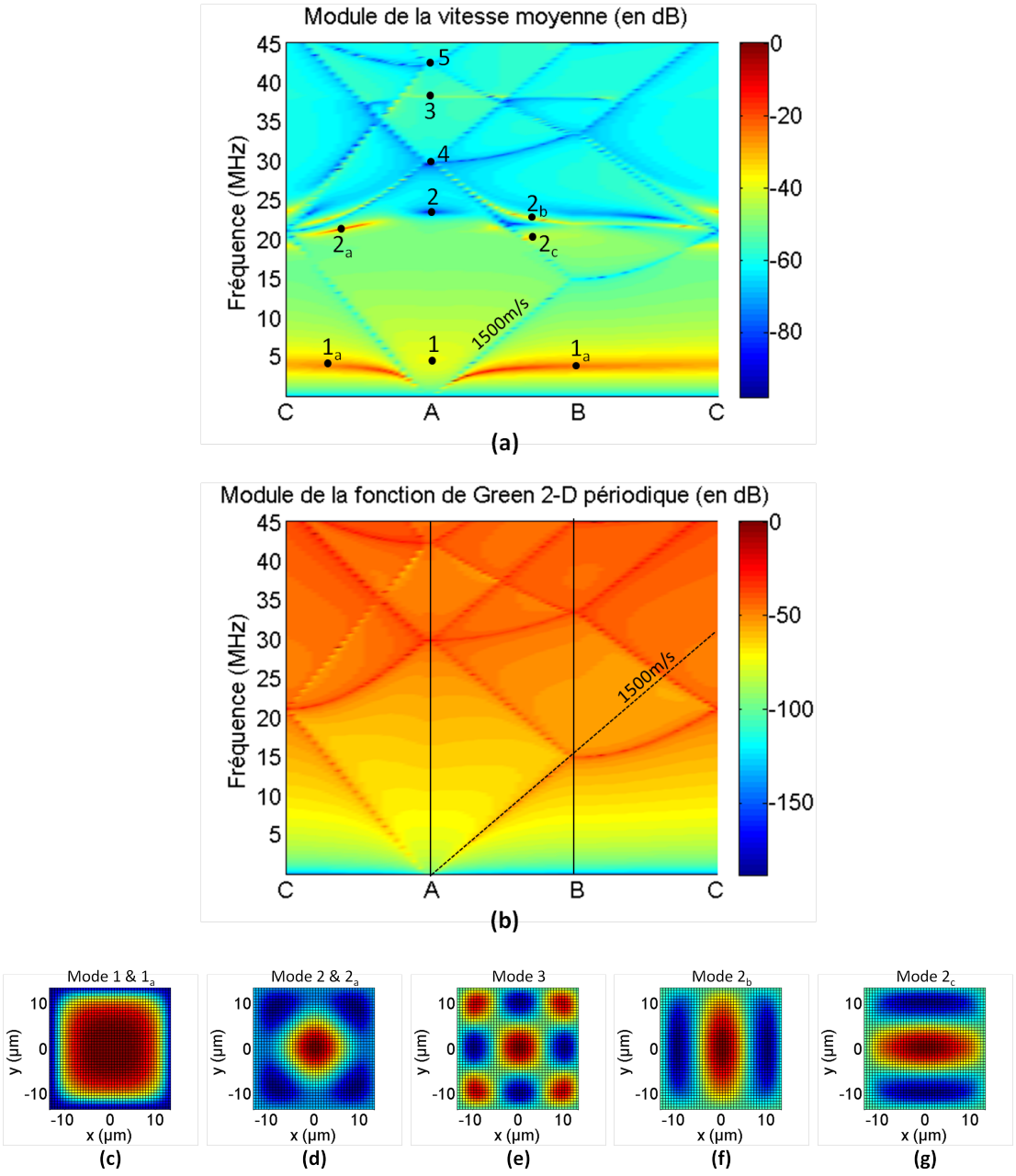


FIGURE 6.4 – (a) Vitesse moyenne de déplacement de la membrane suivant le chemin C-A-B-C dans la première zone de Brillouin. (b) Module de la fonction Green 2-D périodique (équation 6.5) moyennée sur une cellule, pour des paramètres d'exciation correspondant au chemin C-A-B-C dans la première zone de Brillouin. Les différents modes de vibration de la membrane sont réprésentés : (c) mode 1, (d) mode 2, (e) mode 3, (f) mode 2_b et (g) mode 2_c.

seront rayonnés et ceux pour lesquels il est supérieur à 1, ce sont des modes évanescents qui restent confinés dans le plan de la source.

Lorsque l'on analyse le diagramme en figure 6.4-(b), on retrouve des phénomènes connus liés au rayonnement d'une source ultrasonore. En l'occurrence, si l'on se concentre uniquement sur le trajet A-B, on observe un mode situé à 1500 m/s (zone marquée en rouge foncé), auquel correspond un maximum de la fonction de Green. Mathématiquement, il corresponds au pôle de l'expression 6.5. Associé à un angle de 90°, ce mode n'est pas rayonné en champ lointain et reste confiné dans le plan de la sonde. Notons que l'on voit ici ce pôle car chaque cMUT est de dimension très inférieure aux longueurs d'onde mises en jeu, avec donc naturellement, des ouvertures angulaires de presque 180°. Ainsi, sur ce même trajet A-B, toute la partie du diagramme située à l'intérieur de la limite des 1500 m/s donne lieu à un champ de pression qui sera rayonné dans le milieu. La partie située au delà correspond à des ondes évanescentes. Du fait des effets de périodicté du réseau, et donc des phénomènes de repliement de spectre connus des structures périodiques, on va retrouver ce mode à 1500 m/s ailleurs qu'uniquement à la limite ondes propagées/ondes évanescentes. Plus précisément, toujours sur ce même trajet A-B, lorsque l'on arrive en limite de la première zone Brillouin (point B), là où la condition de Bragg est respectée, la branche se replie et donne cette fois un maximum de pression pour des couples de points auxquels correspondent des ondes propagées. On voit ainsi, au point A, du fait de ce phénomène de repliement, apparaître des fréquences avec un maximum de pression dont on peut donner analytiquement la position (avec $n \in \mathbb{N}$) :

$$\begin{aligned} f_{c_x} &= n\frac{c_0}{d_x} && \text{onde propagée suivant } x \\ f_{c_y} &= n\frac{c_0}{d_y} && \text{onde propagée suivant } y \\ f_{c_{xy}} &= n\frac{c_0\sqrt{d_x^2+d_y^2}}{d_x d_y} && \text{onde propagée suivant } x=y \end{aligned} \tag{6.8}$$

L'ensemble de ces branches (zones marquées en rouge foncé) placées sur la figure 6.4-(b), définit donc toutes les zones où il y a un maximum de pression rayonnée par la source, soit, dit autrement, un maximum de couplages mutuels entre les cellules. Il y aura pour ces couples vecteur d'onde/fréquence des effets de surpression du réseau qui vont entraîner un blocage des membranes et donc des fréquences de coupure dans le spectre rayonné. Sur la figure 6.2, les deux fréquences de coupure de référence 4 et 5 proviennent de ce phénomène. Si l'on analyse la figure 6.4-(a) donnant la vitesse moyenne du cMUT, on retrouve au point A ces mêmes coupures, mais aussi en d'autres points (zones marquées en bleu foncé) correspondant naturellement aux branches (zones marquées en rouge foncé) de la figure 6.4-(b).

Les autres points d'analyse de la figure 6.4-(a) résultent de l'interaction fluide/membrane, tenant compte de l'impédance mécanique des cMUTs. A titre d'exemple, si l'on reprend le trajet A-B, on retrouve toute la partie utile du spectre émis par la source, centrée autour d'une fréquence centrale référencée 1 sur le diagramme, et située dans le cône défini par la limite des 1500 m/s. En $\gamma_x = 0$, on a le même résultat que celui de la figure 6.2 où on distingue la fréquence de coupure d'origine mécanique (référence 2). Par contre, pour

d'autres valeurs de γ_x, et donc d'autres angles de rayonnement, cette fréquence de coupure disparaît et ce sont clairement les effets de périodicité du réseau qui définissent la coupure haute du spectre. La bande passante tend même à diminuer alors que l'angle augmente.

Il apparaît des fréquences de résonance en plusieurs points du diagramme. En référence 3, on retrouve la même résonance que sur la figure 6.2, c'est le mode (3,3) de la membrane (chapitre 5) comme on peut le vérifier sur la topologie de la vibration donnée en figure 6.4-(e). Les autres apparaissent pour des valeurs γ_x et γ_y non nulles, références 1_a, 2_a, 2_b, 2_c. La topologie des modes pour chacune de ces fréquences est représentée dans la figure 6.4. On constate que le mode 1_a n'est pas rayonné, tandis que le mode 2_a l'est. Ils correspondent respectivement aux modes de vibration 1 et 2 de la membrane (figure 5.4). Les fréquences 2_b, 2_c, sont elles associées respectivement au mode (3,1) et (1,3) de la membrane.

Enfin, on peut souligner, dans la partie non rayonnée du diagramme, l'existence d'une onde dispersive associée au mode 1_a. Sa vitesse de phase, alors que la fréquence temporelle et γ_x tendent vers zéro, tend vers la vitesse de propagation dans le milieu, ici 1500 m/s. Cette onde pourrait s'apparenter, en très grande longueur, à une onde de type Stoneley-Scholte, bien qu'ici le substrat ne soit pas pris en compte. C'est uniquement du fait de l'ouverture angulaire des sources cMUT que l'on en justifie l'existence ici. Par contre, on voit clairement que cette onde « d'interface » interagit avec les membranes dès lors que la longueur d'onde diminue, de telle sorte qu'elle devient dispersive et reste confinée à l'interface fluide/cMUTs. Ce mode est la principale source de couplage dans les barrettes comme déjà discuté et observé par d'autres auteurs [5]. Enfin, on peut faire remarquer, sans aucune démonstration ici, que le mode 1_a vers lequel tend la courbe de dispersion en B est le mode de résonance que présenterait une seule colonne de cMUTs, avec une répartition 1-D périodique (cf prochain chapitre) dont le pas en y serait le même que celui du réseau 2-D périodique. On peut intuitivement comprendre ce résultat dans la mesure où en B, $\gamma_x = 0.5$ correspond au cas où deux colonnes voisines de membranes sont en opposition de phase, et par conséquent à une situation où les couplages inter-colonnes sont faibles.

6.3 Mesure de la propagation d'une onde à la surface d'un réseau 2-D de cellules cMUT

Afin d'illustrer le phénomène de dispersion d'onde par un réseau 2-D de cellules, nous proposons dans cette section de confronter les prédictions théoriques à une mesure expérimentale. Le dispositif de mesure est composé de 25 colonnes pilotables individuellement (voir figure 6.5-(a)). Ainsi, en excitant la première colonne, nous proposons de suivre la propagation de l'onde cMUTs/fluide, en relevant le signal électrique produit par son passage sur les colonnes voisines. Cette mesure correspond au parcours A-B de la zone de Brillouin. Les caractéristiques des cellules cMUT présentes sur le dispositif expérimental sont décrites tableau 5.1. La taille des cellules est de 27 x 27 μm^2 et les pas de périodicité du réseau sont 65 μm suivant x et 33 μm suivant y. Chacune des colonnes présentes sur le dispositif mesure 8 mm en élévation et est composée de 244 cellules. Afin d'éviter les courts-circuits électriques, les mesures ont été réalisées dans de l'huile végétale ($\rho_0 = 920$ kg\m^3 et $c_0 = 1450$ m/s). Le signal d'excitation émis sur la première colonne est une demi-arche de sinusoïde centrée à 5 MHz. Ce signal d'excitation a été choisi afin de couvrir la

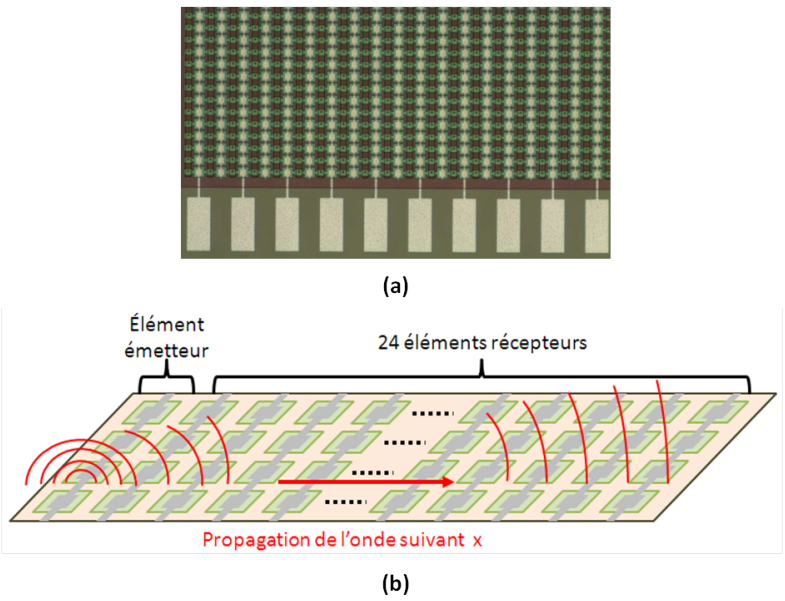


FIGURE 6.5 – (a) Photo du dispositif expérimental utilisé. Les contacts des colonnes impaires étant reportés en haut du dispositif, uniquement les contacts des colonnes paires sont visibles sur la photo. (b) Principe de mesure de l'onde propagée.

gamme de fréquence théorique de l'onde dispersée (0 - 5 MHz). L'amplitude de l'excitation est fixée à 20 V_{pp} et la tension de polarisation appliquée à la colonne émettrice vaut 60 V. Afin d'augmenter l'amplitude des signaux reçus, la tension de polarisation des colonnes réceptrices est quant à elle fixée proche de la tension de collapse à 75 V. L'ensemble des signaux collectés est représenté figure 6.6-(a). La propagation d'une onde dispersive est clairement identifiée. A partir de ces mesures, le diagramme de dispersion est simplement obtenu en réalisant une transformée de Fourier 2-D du diagramme espace/temps. Il est présenté figure 6.6-(b).

Afin de comparer la mesure à nos prédictions théoriques, la même topologie de cellule à été simulée selon la méthode décrite dans la section précédente. Dans ce cas, le paramètre d'excitation suivant y à été fixé à zéro et seul le paramètre d'excitation suivant x a été varié de façon à simuler la propagation d'une onde suivant l'axe x. La tension de polarisation de la cellule a été fixée à 75 V afin d'être dans les mêmes conditions électriques que dans le cas expérimental. Le diagramme de dispersion ainsi obtenu est représenté figure 6.7. L'onde dispersée théorique est relevée puis reportée sur le diagramme de dispersion issu de la mesure. Elle se superpose parfaitement à l'onde mesurée. On remarque cependant que la mesure ne représente qu'une partie de l'onde dispersée. Ce phénomène provient de la bande passante des colonnes de cellules cMUT utilisées en réception. En effet, la colonne cMUT peut uniquement mesurer l'onde dispersée dans sa bande passante, c'est-à-dire, pour cette topologie, dans une gamme de fréquence variant autour de sa fréquence centrale 3.2 MHz (voir figure 7.7-(a)).

En ce qui concerne les minima de vitesse parfaitement visibles sur le diagramme de dispersion théorique (points correspondant à une vitesse de phase égale à la vitesse dans

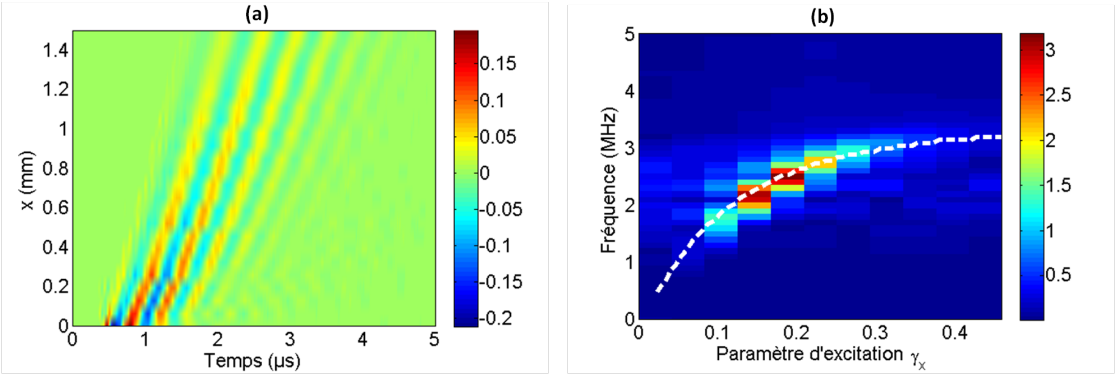


FIGURE 6.6 – (a) Signaux temporels relevés sur l'ensemble des colonnes réceptrices. (b) Décomposition en ondes planes ($\omega(k)$) des signaux reçus. L'onde dispersée obtenue théoriquement (figure 6.7) est superposée sur le diagramme de dispersion (pointillés blancs).

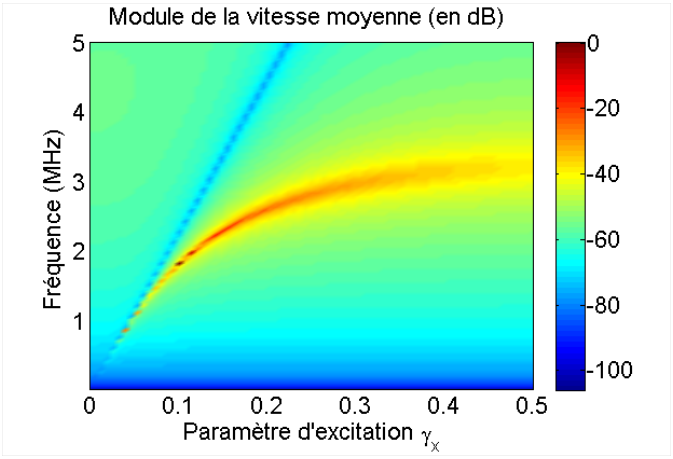


FIGURE 6.7 – Diagramme de dispersion simulé pour γ_x variant de 0 à 0.5 et $\gamma_y = 0$.

le fluide), il est difficile de les identifier dans le cas expérimental. La faible résolution de la mesure dans l'espace des vecteurs d'onde peut justifier les difficultés à détecter ce phénomène. En effet, avec un dispositif limité à 25 colonnes, le pas du paramètre d'excitation est de 0.04 ce qui est trop important pour envisager de détecter ces minima. Par conséquent, la mesure de ce phénomène nécessite l'utilisation d'un dispositif comprenant plus de colonnes ou de mesurer par interférométrie la propagation de l'onde sur une barrette d'imagerie classique [5, 23].

Chapitre 7

Comportement en conditions de périodicité 1-D

Après avoir traité des cas de la cellule isolée et de la cellule dans un réseau 2-D périodique, notre étude s'oriente naturellement vers le cas intermédiaire de la cellule dans un réseau 1-D périodique. L'objectif de cette section est ainsi d'exprimer, d'implémenter et de valider la fonction de Green traduisant cette nouvelle condition de périodicité.

Après avoir détaillé la méthodologie de calcul nécessaire à l'écriture de la fonction de Green en conditions de périodicité 1-D, des confrontations théorie/théorie puis théorie/expérience seront réalisées afin de valider son expression. L'étude théorique consistera à confronter, pour des répartitions de cellule quasi-identique, les résultats obtenus avec le modèle d'une cellule dans un réseau 1-D périodique à ceux obtenus avec les méthodes de calcul développées pour la cellule isolée et la cellule dans un réseau 2-D périodique. Expérimentalement on comparera, pour des dispositifs composés d'une unique colonne de cellules, l'impédance électrique mesurée à celle simulée à partir du comportement d'une cellule dans un réseau 1-D périodique.

7.1 Détermination de la fonction de Green en conditions de périodicité 1-D

L'introduction de la condition de périodicité 1-D à la cellule cMUT nécessite d'exprimer la fonction de Green traduisant cette même condition. Ainsi, on cherche à déterminer l'expression de la fonction Green traduisant le comportement d'un réseau 1-D périodique de points sources en conditions de baffle rigide. Cette fonction est notée par la suite (G_{1D}). Un schéma décrivant la géométrie du problème à modéliser est présenté figure 7.1. Le réseau de points à modéliser est orienté suivant l'axe y du repère. Le pas de périodicité entre deux points sources est nommé d_y.

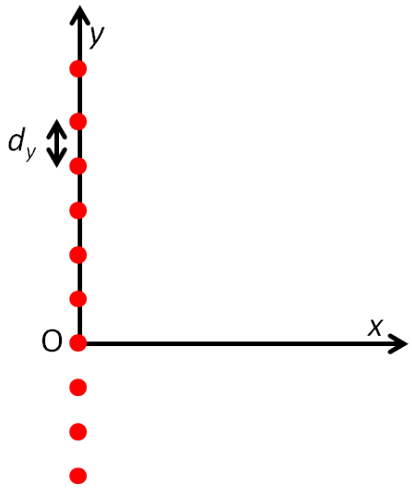


FIGURE 7.1 – Schéma d'un réseau 1-D périodique de points sources.

La fonction de Green 1-D traduisant cette répartition de points sources s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} G_{1D}(x,y,\omega) &= \sum_{n\in\mathbb{Z}} G(x,y-nd_y,\omega) \\ &= \sum_{n\in\mathbb{Z}} G(x,y,\omega) \otimes \delta(y-nd_y) \end{aligned} \tag{7.1}$$

où :
- $G(x,y,\omega)$ est la fonction de Green dans un milieu fluide semi-finie,
- $\delta(y)$ est la fonction de dirac,
- $\otimes$ indique le produit de convolution.

Par conséquent, la fonction de Green 1-D périodique s'exprime dans l'espace des vecteurs d'onde sous la forme :

$$\hat{G}_{1D}(k_x,k_y,\omega) = \sum_{n\in\mathbb{Z}} \hat{G}(k_x,k_y,\omega)\delta\left(k_y - \frac{2n\pi}{d_y}\right) \tag{7.2}$$

avec $\hat{G}$ l'expression de la fonction de green exprimée dans l'espace des vecteurs d'onde.

Selon la méthodologie de calcul développée ici, l'expression de la fonction de Green 1-D périodique est déterminée dans l'espace des vecteurs d'onde (domaine de Fourier). Ainsi,

le calcul de la fonction de Green 1-D périodique est réalisé de la manière suivante :

$$\begin{aligned} G_{1D}(x,y,\omega) &= \frac{1}{4\pi^2}\int\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{G}_{1D}(k_x,k_y,\omega)\ e^{jk_x x}e^{jk_y y}d_{k_x}d_{k_y} \\ &= \frac{1}{4\pi^2}\int\int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n\in\mathbb{Z}} \hat{G}(k_x,k_y,\omega)\delta\left(k_y-\frac{2n\pi}{d_y}\right)\ e^{jk_x x}e^{jk_y y}d_{k_x}d_{k_y} \\ &= \frac{1}{4\pi^2}\int\int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n\in\mathbb{Z}} \hat{G}(k_x,\frac{2n\pi}{d_y},\omega)\delta\left(k_y-\frac{2n\pi}{d_y}\right)\ e^{jk_x x}e^{jk_y y}d_{k_x}d_{k_y} \\ &= \sum_{n\in\mathbb{Z}} \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \delta\left(k_y-\frac{2n\pi}{d_y}\right)\ \left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\hat{G}(k_x,\frac{2n\pi}{d_y},\omega)e^{jk_x x}d_{k_x}\right]\ e^{jk_y y}d_{k_y} \end{aligned} \tag{7.3}$$

Le calcul de l'expression entre crochet est détaillé dans l'annexe B (équation B.14). Il a ainsi été démontré que :

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\hat{G}(k_x,\frac{2n\pi}{d_y},\omega)e^{jk_x x}d_{k_x} = \frac{\rho_0\omega}{2}H_0^{(1)}\left(x\sqrt{k_0^2-\left(\frac{2n\pi}{d_y}\right)^2}\right) \tag{7.4}$$

avec $H_0^{(1)}$ la fonction de Hankel de première espèce à l'ordre 0.

L'équation de la fonction de Green 1-D périodique devient par conséquent :

$$\begin{aligned} G_{1D}(x,y,\omega) &= \sum_{n\in\mathbb{Z}} \frac{\rho_0\omega}{2}H_0^{(1)}\left(x\sqrt{k_0^2-\left(\frac{2n\pi}{d_y}\right)^2}\right)\ \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\ \delta\left(k_y-\frac{2n\pi}{d_y}\right)\ e^{jk_y y}d_{k_y} \\ &= \sum_{n\in\mathbb{Z}} \frac{\rho_0\omega}{2}H_0^{(1)}\left(x\sqrt{k_0^2-\left(\frac{2n\pi}{d_y}\right)^2}\right)e^{j\frac{2n\pi}{d_y}y} \end{aligned} \tag{7.5}$$

Ainsi, on retrouve l'expression de la fonction de Green 1-D périodique démontrée, dans le domaine de l'électromagnétisme, par Capolino *et al.* [20].

Afin d'analyser la fonction de Green 1-D périodique, l'expression de la pression rayonnée par une ligne ($P_l(x,y,\omega)$) source infinie, déterminée en annexe (équation B.6), est reportée :

$$P_l(x,y,\omega) = \frac{\rho_0\omega}{2}H_0^{(1)}\left(x\sqrt{k_0^2-k_{y0}^2}\right)e^{jk_{y0}y} \tag{7.6}$$

En la comparant à cette expression, la fonction de Green 1-D périodique peut être interprétée comme la somme de la pression générée par une infinité de lignes sources excitées avec des phases différentes. De plus, une brève analyse théorique des harmoniques spatiales générées par la fonction de Green 1-D périodique permet de démonter que chaque harmonique spatiale n est négligeable tant que la fréquence est inférieure à $n\frac{c_0}{d_y}$ (fréquences de résonance de la cellule de Bragg). A titre d'illustration, nous avons représenté figure 7.2 les deux premières harmoniques spatiales de la fonction de Green 1-D périodique. Il est ainsi clairement identifié que la deuxième harmonique spatiale est négligeable tant que la

fréquence est inférieure à 30 MHz. Cette fréquence correspond à la première résonance de la cellule de Bragg pour le cas simulé. Ainsi, tant que la première harmonique spatiale n'est pas atteinte, c'est-à-dire tant que $f < \frac{c_0}{d_y}$, la fonction de Green 1-D périodique exprime la pression générée par une ligne source infinie excitée avec une phase nulle.

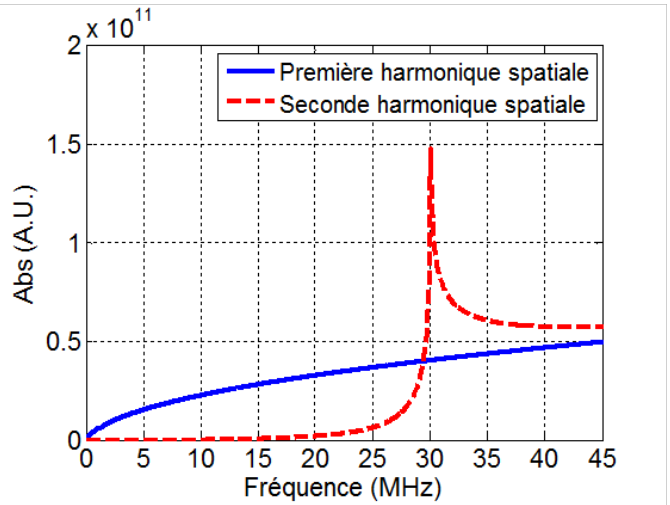


FIGURE 7.2 – Evolution des deux premières harmoniques spatiales de la fonction de Green 1-D périodique en fonction de la fréquence. Les composantes sont tracées pour un pas de périodicité d_y=50μm et pour x = 27 μm. Ce cas correspond au couplage de deux points du maillage de la membrane distants de 27 μm.

Une fois l'expression de la fonction Green en conditions de périodicité 1-D établie, elle est introduite à la matrice de condition aux frontières. Ainsi, pour chaque couple de points (i,j) maillant la membrane, les éléments de la matrice $[K_{fluide\ 1D}]$ sont calculés de la façon suivante :

$$K_{fluide\ 1D\ ,\ ij} = \ G_{1D}(x_j - x_i, y_j - y_i, \omega)\delta_x \quad \text{si } i \neq j \text{ (Fonction de Green 1-D)} \tag{7.7}$$

La fonction de Hankel divergeant en zéro, il est impossible d'utiliser la formule précédente pour définir les termes de la matrice $[K_{fluide\ 1D}]$ lorsque $i = j$. La solution proposée ici, consiste à utiliser l'impédance de rayonnement d'un fil infini pour déterminer l'impédance de rayonnement d'un élément du maillage sur lui-même. Etant donné que la fonction de Green 1-D périodique se comporte comme une ligne source infinie jusqu'à la première harmonique spatiale, il est possible de faire cette approximation sans trop introduire d'erreur. Notons cependant que des méthodes plus complexes ont été développées dans la littérature afin d'exprimer de façon précise l'expression de la fonction de Green 1-D périodique en zéro [20, 38]. Ainsi, la largeur du fil est fixée à δ_x (pas du maillage suivant x). Puis en posant $k = \left[\sqrt{k_0^2 + \frac{2n\pi}{d_y}}\right]$ on obtient d'aprés [81] que :

$$\begin{aligned} K_{fluide\ 1D\ ,\ ii} = \ & \rho_0 c_0 k_0 \delta_x \Big[H_0^2(k\delta_x) - \tfrac{H_1^2(k\delta_x)}{k\delta_x} + \tfrac{2j}{\pi(k\delta_x)^2} \\ & + \tfrac{\pi}{2}\left(H_1^2(k\delta_x)S_0(k\delta_x) - H_0^2(k\delta_x)S_1(k\delta_x)\right)\Big] \end{aligned} \tag{7.8}$$

avec :
- H_0^2 la fonction de Hankel de seconde espèce à l'ordre 0,
- H_1^2 la fonction de Hankel de seconde espèce à l'ordre 1,
- S_0 la fonction de Struve à l'ordre 0,
- S_1 la fonction de Struve à l'ordre 1.

En reprenant les équations établies dans le cas de la cellule isolée (équation 5.20) et en introduisant la matrice de condition aux frontières traduisant les conditions de périodicité 1-D ($[K_{fluide\ 1D}]$), il est possible d'établir l'équation comportementale d'une cellule dans un réseau 1-D périodique. Ainsi, le déplacement d'une membrane ($[u]$) dans un réseau 1-D de cellules est donné par l'équation suivante :

$$[u] = \left[-\omega^2[M] + [K] - [K_{soft}] - j\omega[K_{fluide\ 1D}]\right]^{-1} [p_{dyn}] \tag{7.9}$$

7.2 Définition du schéma électroacoustique équivalent

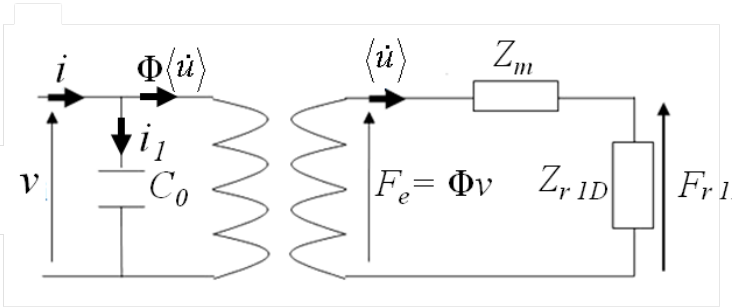


FIGURE 7.3 – Schéma électroacoustique équivalent d'une cellule cMUT dans un réseau 1-D périodique

Le schéma électroacoustique décrivant le comportement d'une cellule cMUT dans un réseau 1-D est présenté figure 7.3. Etabli toujours selon la définition de Foldy [41], sa structure est inchangée par rapport à celle du schéma traduisant le comportement d'une cellule isolée. La différence, entre les deux répartitions de cellule, réside dans la définition de l'impédance de rayonnement. En effet, dans le cas où la cellule est en conditions de périodicité 1-D, l'impédance de rayonnement exprime en plus du couplage de la cellule sur elle même, le couplage de l'ensemble des cellules du réseau 1-D périodique. Ainsi, la force de rayonnement associée à cette impédance ($F_{r\ 1D}$) traduit, pour le piston équivalent, l'ensemble des forces exercées sur la membrane (force exercée par la membrane sur elle-même + force exercée par les membranes du réseau 1-D). En respectant la définition de Foldy [41], on définit l'impédance de rayonnement d'une cellule dans un réseau 1-D périodique ($Z_{r\ 1D}$) de la manière suivante :

$$Z_{r\ 1D} = \frac{2P_{r\ 1D}}{|\langle \dot{u} \rangle|^2} \tag{7.10}$$

avec $P_{r\ 1D}$ la puissance acoustique de radiation de la membrane dans le cas où celle-ci est située dans un réseau 1-D périodique. Numériquement, elle s'exprime à partir de la matrice

de condition aux frontières traduisant les conditions de périodicité 1-D ($[K_{fluide\ 1D}]$). Ainsi, on a :

$$P_{r\ 1D}(\omega) = \frac{1}{2}[\dot{u}][K_{fluide\ 1D}][\dot{u}]^* \tag{7.11}$$

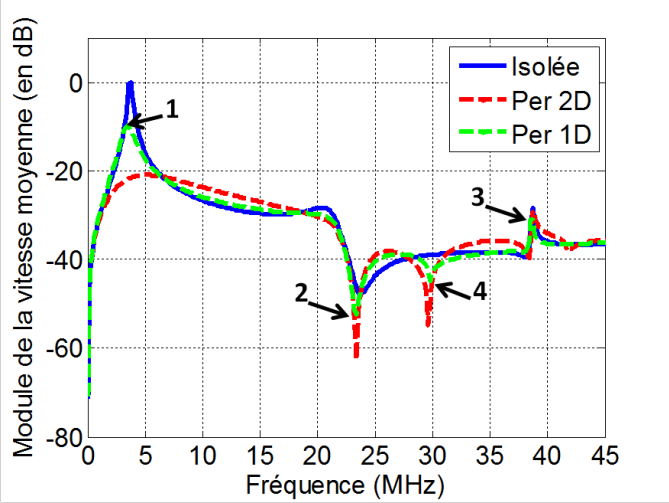


FIGURE 7.4 – Vitesses moyennes de déplacement de la membrane isolée (courbe bleue), dans un réseau 2-D périodique (courbe rouge) et dans un réseau 1-D périodique (courbe verte). La tension de polarisation est fixée à $V_{DC} = 0.5V_c$.

La réponse en vitesse d'une cellule dans un réseau 1-D est comparée figure 7.4 à celles obtenues pour une cellule isolée et pour une cellule dans un réseau 2-D. La cellule cMUT étudiée est la cellule de référence présentée section 5.4. Le milieu de propagation est toujours de l'eau. Les pas des réseaux périodiques sont identiques et valent 50 μm. De façon prévisible, le cas de la cellule dans un réseau 1-D périodique apparait comme une situation intermédiaire aux deux autres répartitions de cellule. En effet, les couplages entre cellules étant plus faibles que pour le cas du réseau 2-D périodique, il apparait sur la courbe de la réponse en vitesse de la cellule dans un réseau 1-D, que la résonance du mode 1 est moins amortie (référence 1). Les fréquences de résonance des autres modes sont identiques quel que soit l'environnement de la membrane (références 2 et 3). De plus, il est intéressant de noter que la périodicité du réseau 1-D provoque, de façon identique au réseau 2-D, une fréquence de coupure sur la réponse en vitesse de la cellule (référence 4). Le pas du réseau 1-D étant identique à celui du réseau 2-D, les fréquences de coupure sont identiques dans les deux cas.

L'impédance électrique étant une grandeur souvent mesurée sur les dispositifs cMUT, nous allons, à partir du schéma équivalent, chercher à établir son expression théorique dans le cas d'une cellule dans un réseau 1-D. Selon le schéma électroacoustique équivalent (figure 7.3), on peut établir les équations suivantes :

$$i = i_1 + \Phi\langle\dot{u}\rangle \tag{7.12}$$

$$i_1 = j\omega C_0 v \tag{7.13}$$

$$\langle \dot{u} \rangle = \frac{\Phi}{Z_m + Z_{r\ 1D}} v \tag{7.14}$$

A partir de ces trois équations, l'admittance d'une cellule dans un réseau 1-D périodique ($Y_{cellule\ 1D}$) s'exprime sous la forme :

$$Y_{cellule\ 1D} = \frac{i}{v} = \left[j\omega C_0 + \frac{\Phi^2}{(Z_m + Z_{r\ 1D})} \right] \tag{7.15}$$

Les cellules cMUT étant associées en parallèle pour former une colonne, le calcul de l'admittance équivalente d'une colonne de cMUTs revient à sommer l'admittance de chacune des cellules. En considérant que les comportements des cellules d'une colonne sont tous identiques et équivalents à celui d'une cellule dans un réseau 1-D périodique, l'expression de l'admittance d'une colonne de cMUTs (Y_{col}) devient :

$$\begin{aligned} Y_{col} &= N_{cel} Y_{cellule\ 1D} \\ &= N_{cel} \left[j\omega C_0 + \frac{\Phi^2}{(Z_m + Z_{r\ 1D})} \right] \end{aligned} \tag{7.16}$$

avec N_{cel} le nombre de cellules cMUT présentes dans la colonne.

Par conséquent, l'impédance électrique d'une colonne de cMUTs (Z_{col}) est simplment obtenue de la façon suivante :

$$Z_{col} = \frac{1}{Y_{col}} \tag{7.17}$$

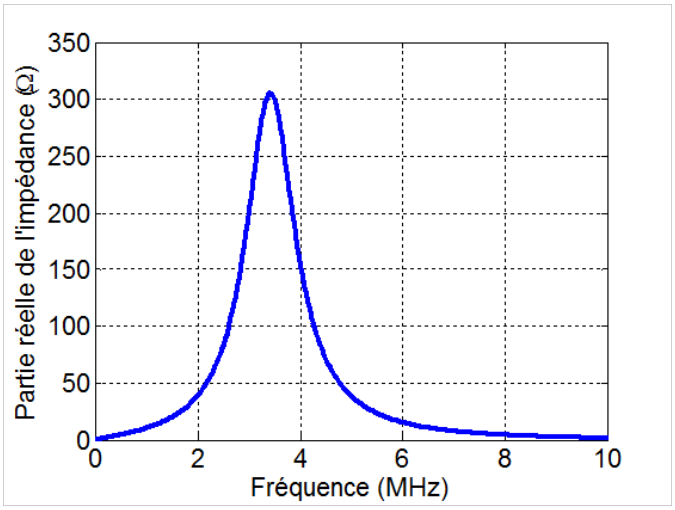


FIGURE 7.5 – (a) Partie réelle de l'impédance électrique simulée pour une colonne composée de 100 cellules. La topologie des cellules est identique à la cellule de référence décrite section 5.4. La tension de polarisation est fixée à : $V_{DC} = 0.5V_c$

La partie réelle de l'impédance d'une colonne de cMUTs est présentée figure 7.5. Pour ce cas, on considère que la colonne est composée de 100 cellules cMUT de topologie identique

à celle de la cellule de référence décrite section 5.4. L'espace inter-cellules est fixé à 50 μm. La bande passante de la colonne de cMUTs apparait centrée autour de 3.4 MHz. Elle est identique à la bande passante mesurée sur la réponse en vitesse de la cellule dans un réseau 1-D périodique (figure 7.4). Ainsi, on a vérifié que la mesure de l'impédance électrique permet bien d'identifier les fréquences de résonance d'un dispositif cMUT.

7.3 Confrontation théorique

Les résultats obtenus en utilisant la fonction de Green 1-D périodique sont confrontés ici, sur des répartitions de cellule similaire, à ceux obtenus avec le modèle développé pour une cellule isolée (chapitre 5) et pour une cellule dans un réseau 2-D (chapitre 6). Tous les résultats, présentés dans cette section, sont réalisés dans l'eau avec des cellules identiques à la cellule de référence décrite section 5.4.

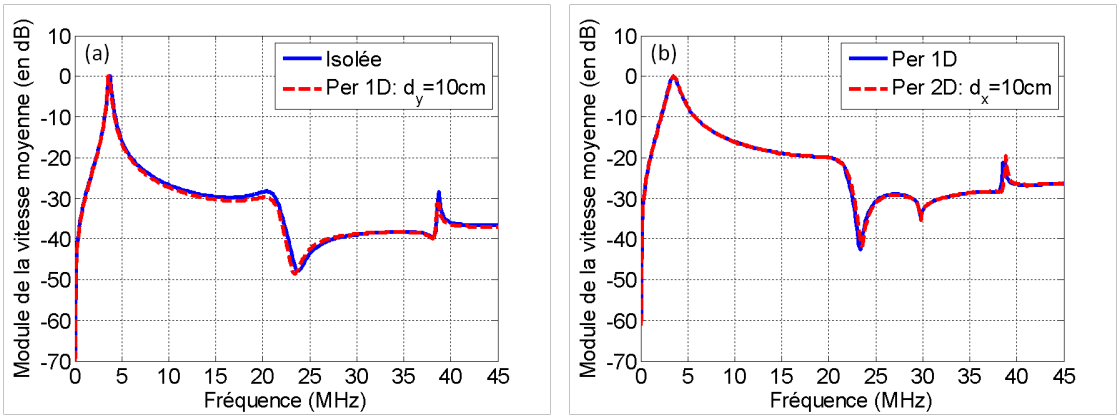


FIGURE 7.6 – (a) Réponses en fréquence de la vitesse moyenne de déplacement d'une cellule isolée (courbe bleue) et d'une cellule dans un réseau 1-D avec un pas de periodicité de 10 cm. (b) Réponses en fréquence de la vitesse moyenne de déplacement d'une cellule dans un réseau 1-D périodique (courbe bleue) et d'une cellule dans un réseau 2-D avec un pas de periodicité suivant x de 10 cm. Pour toutes ces courbes la tension de polarisation est fixée à : $V_{DC} = 0.5V_c$

Le cas de la cellule isolée est approché à partir du modèle d'une cellule dans un réseau 1-D périodique en choisissant un pas inter-cellules grand. La figure 7.6-(a) compare la réponse en vitesse d'une cellule isolée avec celle d'une cellule dans un réseau 1-D périodique dont le pas de périodicité suivant y a été fixé à 10 cm. On observe figure 7.6-(a) que les réponses en vitesse de la cellule sont identiques quelle que soit la méthode de calcul. De façon similaire, le comportement d'une cellule dans un réseau 1-D est simulé en choisissant, selon une direction, un pas inter-cellules important (10 cm aussi) dans le modèle d'un réseau 2-D périodique. Les réponses en vitesse des 2 modèles sont comparées figure 7.6-(b). Les pas de périodicité suivant y sont identiques (50 μm). Encore une fois, les réponses en fréquences se superposent parfaitement.

On démontre sans ambiguité que le modèle d'une cellule dans un réseau 1-D périodique permet bien d'assurer la continuité des résultats entre le cas de la cellule isolée et le cas

de la cellule dans un réseau 2-D périodique. L'implémentation de la fonction de Green 1-D périodique pour le calcul du comportement d'une cellule dans un réseau 1-D est ainsi validée.

7.4 Confrontation expérimentale

Afin de valider expérimentalement la fonction de Green 1-D périodique développée, des dispositifs comportant une seule colonne de cMUTs ont été fabriqués de façon à confronter leur impédance électrique mesurée à celle simulée. Les mesures d'impédance présentées ici ont été réalisées dans l'huile selon le protocole expérimental décrit section 4.2. Quatre dispositifs expérimentaux, possédant chacun des géométries de cellule différentes, ont été mesurés puis simulés. Les caractéristiques géométriques de chacun de ces dispositifs sont présentées tableau 7.1. Quelle que soit la configuration, le pas inter-cellules (d_y) est de 6 μm. Les propriétés mécaniques des matériaux, utilisées pour les simulations, sont présentées section 5.4 (Tableau 5.1). Il est important de préciser qu'expérimentalement, les colonnes sont séparées les unes des autres d'une distance de 400 μm alors que dans les simulations elles sont considérées isolées.

La figure 7.7 représente pour chaque géométrie de cellule testée, la partie réelle de l'impédance électrique mesurée et simulée pour les quatres topologies de cMUTs. On constate que, quelle que soit la géométrie de la cellule, et cela même pour le dispositif composé de cellules rectangulaires (dispositif 4), les simulations se superposent parfaitement aux mesures en terme de fréquences de résonance. Les irrégularités observées sur les mesures sont dues à la présence des colonnes de cellules voisines dans le cas expérimental. Malgré l'éloignement de 400 μm, il subsiste des interactions entre les colonnes.

Ces résultats valident l'expression de la fonction de Green 1-D périodique et son implémentation numérique. De plus, il est démontré que le comportement d'une colonne de cMUTs, de hauteur finie, est assimilable à un réseau 1-D infini de cellules. En effet, au vu de l'important nombre de cellules présentes dans une colonne (plus d'une centaine), il est possible de négliger les effets de bord acoustiques sans introduire d'erreurs significatives.

TABLE 7.1 – Caractéristiques géométriques des dispositifs composés d'une unique colonne de cellule cMUT

Dispositif	Dimensions de la membrane	Dimensions de l'électrode	Nombre de cellules dans la colonne
1	27 x 27 μm^2	19 x 19 μm^2	242
2	32 x 32 μm^2	23 x 23 μm^2	211
3	37 x 37 μm^2	26 x 26 μm^2	186
4	27 x 37 μm^2	19 x 26 μm^2	186

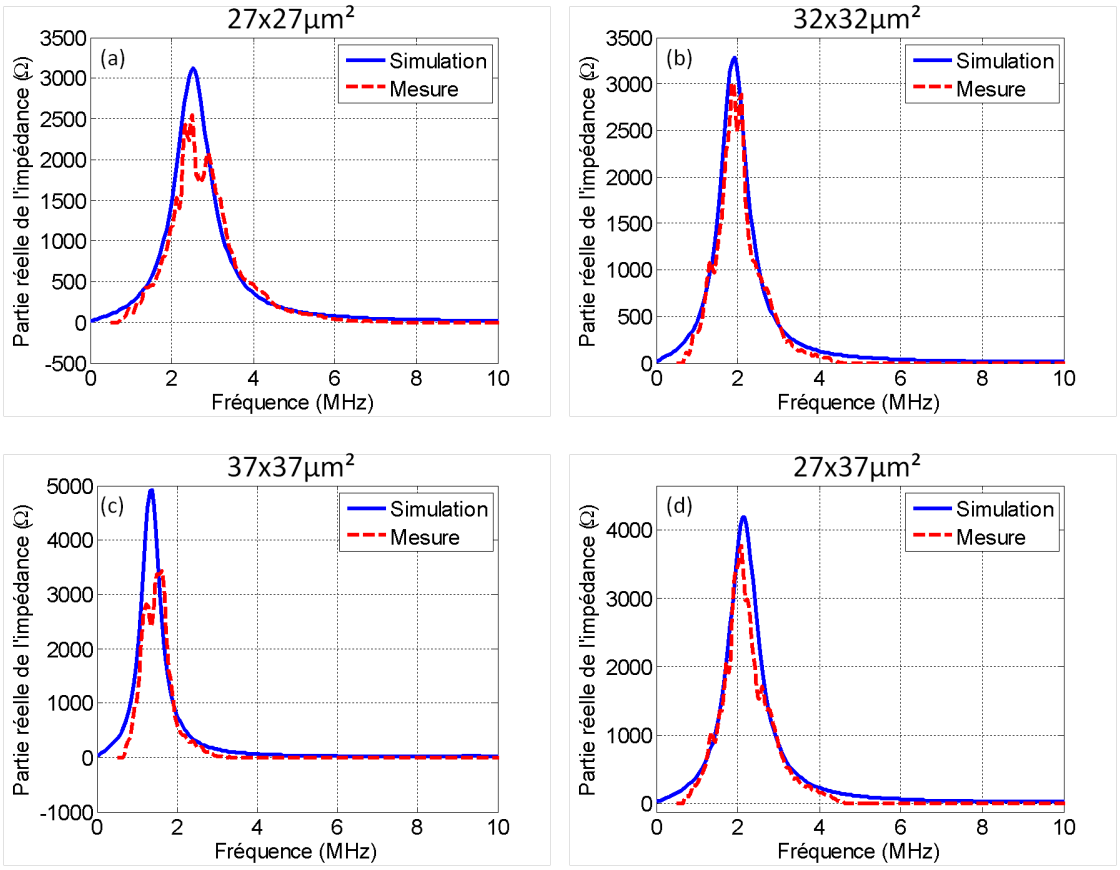


FIGURE 7.7 – Partie réelle de l'impédance électrique mesurée (courbes rouges) et simulée (courbes bleues) pour les dispositifs composés d'une colonne de cellules de dimensions : (a) 27 x 27 μm^2, (b) 32 x 32 μm^2, (c) 37 x 37 μm^2, (d) 27 x 37 μm^2. Toutes les courbes sont obtenues pour des tensions de polarisation fixées à : $V_{DC} = 0.75V_c$

Conclusion

Le comportement d'une cellule cMUT en milieu fluide a été modélisé dans cette deuxième partie, pour différentes conditions aux limites : cellule isolée, cellule dans un réseau 2-D périodique et cellule dans un réseau 1-D périodique. Partant d'un même formalisme numérique, décrit pour la cellule isolée, nous avons, sans difficulté, pu traiter les deux autres cas en modifiant uniquement la matrice de couplage cMUTs/fluide, dite matrice des frontières. Pour le cas de périodicité 1-D, cette matrice a été développée en s'appuyant sur l'expression de la fonction de Green associée à un réseau de sources 1-D périodique, dont nous avons, à ce titre, pu établir une expression analytique. Dans les trois situations, le calcul est mené sans aucune hypothèse simplificatrice. Les trois modèles ont ensuite été confrontés afin de valider l'implémentation numérique de cette matrice des frontières en conditions de périodicité 1-D. Nous en avons confirmé la validité par des résultats expérimentaux.

Des trois situations décrites, seul le cas du réseau de périodicité 2-D se rapproche d'une situation réelle de transducteurs. Ce modèle a ainsi permis de retrouver des points de comportement connus des technologies cMUT. En particulier, il a été démontré l'existence de fréquences de coupure d'origine mécanique et d'autres liées à la périodicité des sources. On les retrouve dans la réponse en fréquence des transducteurs. La dépendance de la fréquence centrale et de la bande passante au taux de couverture sont aussi des tendances que l'on peut retrouver sans difficulté avec cette approche. Enfin, nous avons proposé une façon originale d'expliquer l'existence du principal mode de couplage dans les barrettes, avec une validation expérimentale des simulations proposées. Ce modèle de propagation en milieu 2-D périodique ne décrit toutefois pas tous les phénomènes rencontrés dans le rayonnement d'un élément de barrette. Il faut pour approcher de la réalité introduire, dans la simulation, la possibilité de limiter le nombre de cMUTs présents sur la surface. C'est l'objectif de la prochaîne partie. Toutefois, il est clair que dans le cas où les éléments de barrettes possèdent un nombre suffisant de cMUTs pour les assimiler à des sources périodiques, cette approche convient. Cependant, il est nécessaire d'en définir proprement les limites, comme nous le ferons dans la section 8.2.

Troisième partie

Modélisation d'un élément de barrette cMUT

Introduction

L'objectif de cette partie est de définir une stratégie de modélisation permettant de décrire le comportement d'un élément de barrette cMUT. La modélisation précise d'un émetteur nécessite la prise en compte de plusieurs paramètres, tels que : l'agencement des cellules au sein de l'élément, les couplages inter-cellules et les couplages inter-éléments. La grande difficulté posée par l'ensemble de ces contraintes réside dans l'échelle des ordres de grandeur mise en jeu au sein d'une sonde cMUT. Nous sommes, à l'échelle d'une cellule, à quelques dizaines de micromètres pour atteindre, à l'échelle de la barrette, plusieurs dizaines de millimètres. On comprend ainsi que l'utilisation d'outils numériques complets capables de considérer la structure d'une sonde dans sa totalité peut s'avérer extrêmement couteuse en termes de temps de calcul et de puissance machine nécessaire.

L'approche que nous proposons ici ne considère qu'une seule source de couplage, le fluide. Les couplages causés par le substrat ne sont pas pris en compte. Les intégrer à la simulation d'une barrette ne présente pas d'intérêt, car ils n'interagissent pas de manière directe avec la réponse acoustique nominale d'un élément de barrette cMUT, contrairement aux sondes de technologies PZT. Ces couplages, ainsi que leur impact sur les performances élémentaires de la sonde, peuvent être simulés séparément. La stratégie de simulation présentée ici, se démarque des méthodes décrites dans la littérature [109, 100, 119, 85], car elle modélise chaque élément de barrette comme un ensemble de colonnes de cMUTs couplées, plutôt que plusieurs cellules cMUT considérées unitairement. Chaque colonne est naturellement assimilée à un réseau 1-D périodique de cellules cMUT. Deux raisons justifient ce choix. La première est liée à la topologie d'un émetteur ultrasonore dont la hauteur est bien supérieure à sa largeur (facteur 100). La seconde résulte de l'étude réalisée section 7.4, où nous avons prouvé expérimentalement la validité de cette hypothèse. A ce titre, l'ensemble des approximations et des grandeurs définies dans ce chapitre (chapitre 7) seront réutilisées ici.

De cette hypothèse simplificatrice, nous pouvons alors construire un modèle numérique exact associant plusieurs colonnes de cMUTs et tenant compte des couplages mutuels inter-colonnes. Cette approche est comparable à ce qui a pu être fait, par ailleurs, dans la littérature, à travers les travaux de Caronti *et al.* [24] et Yaralioglu *et al.* [144], au moyen des éléments finis. Nous présentons ce premier modèle dans le chapitre 8. Le chapitre 9 propose de simplifier ce modèle numérique par une hypothèse forte visant à alléger le calcul des couplages mutuels entre colonnes de cMUTs. Pour cela, on fait l'hypothèse que les cMUTs vibrent comme des pistons parfaits, ce qui permet de déterminer une matrice des impédances mutuelles, indépendamment du champ de vitesse propre à chaque membrane. Cette matrice des impédances mutuelles inter-colonnes est ensuite associée au schéma électroa-

coustique équivalent d'une colonne de cMUTs, pour construire le schéma électroacoustique équivalent d'un émetteur. Cette approche dérive des travaux abordés dans le cadre de le thèse de Cyril Meynier [84] où la simplification était menée au niveau de la cellule cMUT, ce qui nécessitait, pour déterminer la réponse d'un émetteur, de tenir compte des couplages mutuels inter-cMUTs et donc des temps de calcul bien plus importants. Dans ce même chapitre, nous intégrons à la modélisation d'un émetteur la présence d'éléments voisins inactifs afin de construire un modèle complet de barrette cMUT. Le chapitre 10 propose une validation expérimentale du modèle simplifié par des mesures d'impédance électrique et des mesures de couplage inter-colonnes.

Enfin, à travers les différents résultats théoriques et expérimentaux présentés dans les chapitres 9 et 10, nous mettrons en avant l'existence de modes parasites qui proviennent de couplages inter-colonnes au sein d'un même émetteur. Ces modes, que l'on appelle modes de baffle ou effets de baffle, ont déjà été discutés dans la littérature, mais jamais réellement expliqués. Nous proposerons, dans le chapitre 11, par une décomposition en modes propres de la matrice de rayonnement d'un émetteur, d'établir de manière analytique l'origine de ces phénomènes. Nous utiliserons, par ailleurs, cette même analyse pour optimiser la réponse en fréquence d'un émetteur, et plus précisément sa bande passante.

Chapitre 8

Modélisation exacte d'un élément de barrette

Sur la base des équations de comportement d'une colonne de cMUTs déjà présentées précédemment (chapitre 7), nous établissons ici celles d'un ensemble de N colonnes couplées. Nous présentons, par ailleurs, le calcul du champ de pression rayonné par un émetteur. Une étude, non exhaustive, visant à analyser l'impact du nombre de colonnes couplées sur la réponse de l'élément est proposée. Il s'agira notamment de faire un comparatif avec les situations extrêmes que sont les cas des réseaux 1-D périodique (chapitre 7) et 2-D périodique (chapitre 6).

8.1 Equations de comportement d'un ensemble de N colonnes couplées

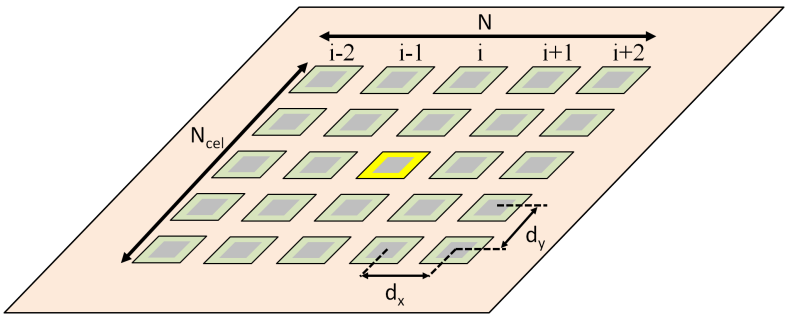


FIGURE 8.1 – Schéma descriptif de l'élément de barrette cMUT à modéliser. Par la suite, les équations sont établies pour la cellule de couleur jaune appartenant à la colonne i.

De base, un élément de barrette est défini comme un ensemble de plusieurs cellules cMUT mises en parallèles. La topologie générique d'un émetteur est représentée figure 8.1. Chacun est composé d'un nombre fini de lignes et de colonnes. On note N le nombre de colonnes et N_{cel} le nombre de cellules par colonne. Le pas entre deux colonnes (axe x) est

noté par d_x et celui entre deux lignes (axe y), d_y. On suppose naturellement que toutes les cellules présentes sur la barrette sont identiques. La modélisation de l'élément complet nécessite, sans l'introduction de conditions de périodicité, la prise en compte de l'ensemble des couplages inter-cellules. Pour un élément, on a ainsi $N \times N_{cel}$ couplages à modéliser. En reprenant les hypothèses formulées pour l'étude de la cellule isolée (chapitre 5), l'équation comportementale d'une cellule (nommée i) dans un élément de barrette s'écrit :

$$\begin{aligned}\rho(x,y)\frac{d^2u_i(x,y,t)}{dt^2} =& -K_m[u_i(x,y,t)] + K_{perte}\frac{du_i(x,y,t)}{dt} + p_{e,i}(x,y,t) \\ &+ p_{r,i}(x,y,t) + \sum_{j=1,j\neq i}^{N_{tot}} p_{mut,ij}(x,y,t)\end{aligned} \tag{8.1}$$

où :

- $u_i(x,y,t)$ est le déplacement de la membrane de la cellule i,
- K_m est l'opérateur dérivé appliqué au déplacement (présenté section 5.1),
- K_{perte} est le terme traduisant les pertes mécaniques de la membrane de la cellule i,
- $p_{e,i}(x,y,t)$ est la pression électrostatique exercée sur la cellule i,
- $p_{r,i}(x,y,t)$ est la pression rayonnée par la cellule i sur elle-même,
- $p_{mut,ij}(x,y,t)$ est la pression mutuelle exercée entre la cellule i et la cellule j,
- N_{tot} est le nombre total de cellules présentes sur l'élément ($N_{tot} = N_{cel} \times N$).

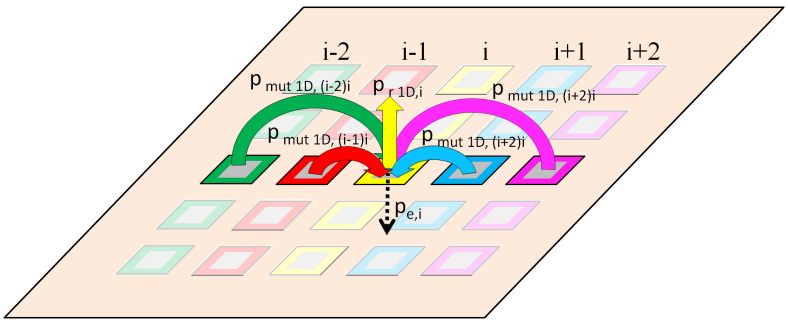


FIGURE 8.2 – Représentation en condition de périodicité 1-D des pressions exercées sur une cellule de la colonne i placée dans un élément barrette

Partant de l'hypothèse simplificatrice visant à assimiler chaque colonne à un réseau périodique 1-D, le problème est réduit à la modélisation de N colonnes couplées (voir figure 8.2). La modélisation d'un élément de barrette devient alors une extension du cas périodique 1-D présenté chapitre 7. L'équation du comportement des cellules de la colonne i appartenant à l'élément de barrette devient alors :

$$\begin{aligned}\rho(x,y)\frac{d^2u_i(x,y,t)}{dt^2} =& -K[u_i(x,y,t)] + K_{perte}\frac{du_i(x,y,t)}{dt} + p_{e,i}(x,y,t) \\ &+ p_{r\ 1D,i}(x,y,t) + \sum_{j=1,j\neq i}^{N} p_{mut\ 1D,ij}(x,y,t)\end{aligned} \tag{8.2}$$

où :
- $p_{r\ 1D,i}(x,y,t)$ est la pression rayonnée par la colonne i,
- $p_{mut\ 1D,ij}(x,y,t)$ est la pression exercée par les cellules de la colonne j sur celles de la colonne i.

Si, comme dans la partie précédente, on suppose être en régime sinusoïdal, avec une linéarisation des forces électrostatiques, cette équation s'écrit sous forme matricielle :

$$-\omega^2[M][u_i] = -[K][u_i] + [K_{soft}][u_i] + [p_{dyn}] + [p_{r\ 1D,i}] + \sum_{j=1,j\neq i}^{N} [p_{mut\ 1D,ij}] \tag{8.3}$$

où :
- $[u_i]$ est le vecteur déplacement de la cellule i,
- $[M]$ est la matrice des masses,
- $[K]$ est la matrice de raideur complexe tenant compte de l'amortissement,
- $[K_{soft}]$ est la matrice de softening,
- $[P_{dyn}]$ est le vecteur pression électrostatique appliquée à la cellule i,
- $[p_{r\ 1D,i}]$ est le vecteur associé à la pression $p_{r\ 1D,i}(x,y,t)$,
- $[p_{mut\ 1D,ij}]$ est le vecteur associé aux pressions mutuelles $p_{mut\ 1D,ij}(x,y,t)$.

Le champ de pression $[p_{r\ 1D,i}]$ est relié au champ de déplacement $[u_i]$ par l'intermédiaire de la matrice de frontière ($[K_{fluide\ 1D}]$) précédemment établie :

$$[p_{r\ 1D,i}] = j\omega[K_{fluide\ 1D}][u_i] \tag{8.4}$$

De façon similaire, pour déterminer la pression mutuelle exercée par les cellules de la colonne j sur celles de la colonne i, on utilisera une matrice de frontière $[K_{mut\ 1D,ij}]$ dédiée :

$$[p_{mut\ 1D,ij}] = j\omega[K_{mut\ 1D,ij}][u_j] \tag{8.5}$$

où les termes de $[K_{mut\ 1D,ij}]$ traduisent les interactions mutuelles entre chaque noeud du maillage des cellules i et j. Autrement dit, en appelant k les points maillant une cellule de la colonne i et l les points du maillage d'une cellule de la colonne j, la matrice de frontière $[K_{mut\ 1D,ij}]$ est obtenue de la façon suivante :

$$[K_{mut\ 1D,ij,kl}] = G_{1D}(x_k - x_l, y_k - y_l, \omega)\delta_x \tag{8.6}$$

avec :
- G_{1D} la fonction de Green 1-D périodique,
- (x_l,y_l) les coordonnées du point l,
- (x_k,y_k) les coordonnées du point k
- δ_x le pas du maillage en x.

Pour chacune des N colonnes de l'élément, on obtient l'équation de comportement suivante (avec $i \in \{1;2;\ldots;N\}$) :

$$\left[-\omega^2[M] + [K] - [K_{soft}] - j\omega[K_{fluide\ 1D}]\right][u_i] - j\omega \sum_{j=1,j\neq i}^{N} [K_{mut\ 1D,ij}][u_j] = [p_{dyn}] \tag{8.7}$$

Par conséquent, la recherche des vecteurs déplacements des cellules de chacune des N colonnes passe par la résolution d'un système linéaire de N équations couplées. En y associant une condition de symétrie, c'est-à-dire que le comportement de la colonne i est identique à celui de la colonne $N-i$, la taille du système à résoudre est réduite à $\frac{N}{2}$ si le nombre de colonnes est pair et à $\frac{N+1}{2}$ si le nombre de colonnes est impair. Chaque membrane étant maillée par $N_x \times N_y$ points, on a à résoudre pour un nombre pair de colonnes, $N_x \times N_y \times \frac{N}{2}$ équations (respectivement pour un nombre impair de colonnes on doit résoudre $N_x \times N_y \times \frac{N+1}{2}$). Malgré la réduction du nombre de degrés de liberté apportée par la mise en place des conditions de périodicité 1-D, les temps de calcul peuvent augmenter très rapidement avec le nombre de colonnes. A titre d'exemple, pour un élément composé de 6 colonnes et un maillage fixé à 40 points dans chacune des directions de la cellule, le calcul du vecteur déplacement de chacune des cellules nécessite la résolution de 4800 équations à chaque pas de fréquence.

Dans la littérature, les performances acoustiques d'un élément sont généralement définies par la topologie du champ de pression rayonné, à savoir sa répartition spatiale et son spectre. A partir du champ de déplacement obtenu pour chaque colonne, on peut sans difficulté déterminer le champ de pression, en s'appuyant sur la formulation intégrale de Rayleigh :

$$p_{ray}(r,\omega) = \frac{j\omega\rho_0 e^{j\omega t}}{2\pi} \int\int_{S_0} v_n(r_0,\omega) \frac{e^{jk_0|r-r_0|}}{|r-r_0|} d_{S_0} \tag{8.8}$$

avec :

- r la position du point de calcul de la pression (point cible),
- r_0 la position du point source,
- S_0 l'ensemble des surfaces sources.

Pour ce calcul, on fait l'hypothèse que les conditions de baffle sont rigides d'une part, et d'autre part, on assimile chaque cMUT à un piston auquel on associe comme vitesse particulaire v_n, la vitesse particulaire moyenne calculée à partir des champs de déplacement.

8.2 Impact du nombre de colonnes sur la réponse d'un élément

Afin d'illustrer la totalité des calculs mis en place, nous avons déterminé la réponse exacte d'un réseau de plusieurs colonnes couplées, successivement 2, 4 et 8 colonnes. Les cellules simulées sont identiques à celles étudiées dans la section 5.4. Il s'agit de membranes de dimensions 27x27 μm^2. Les pas inter-lignes (d_y) et inter-colonnes (d_x) sont identiques pour toutes les configurations simulées et valent 50 μm. Dans tous les cas, les simulations sont réalisées dans l'eau.

La figure 8.3 présente le cas 2 colonnes et le compare aux cas des réseaux 1-D périodique et 2-D périodique. On voit clairement que la réponse de l'élément est principalement centrée sur une seule fréquence (3.3 MHz) avec très peu de bande passante. Cette fréquence correspond, comme pour le cas une colonne (réseau 1-D périodique), au mode de résonance fondamentale des membranes couplées avec le fluide (référence 1). En hautes fréquences,

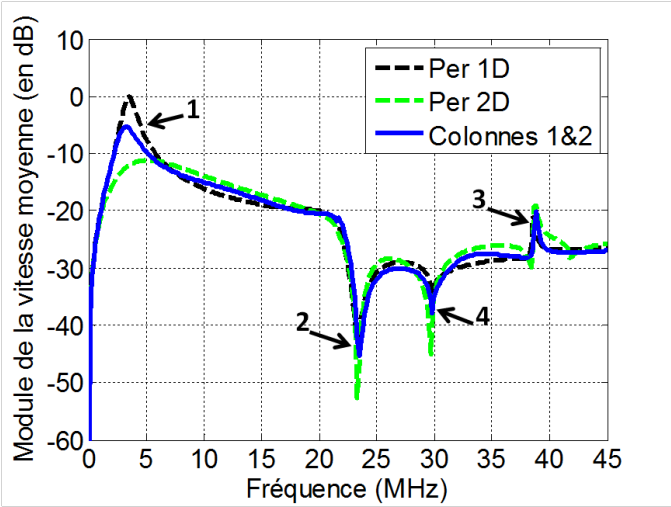


FIGURE 8.3 – Vitesse moyenne de déplacement des cellules appartenant à un élément composé de 2 colonnes (courbe bleue) comparée à celles obtenues dans le cas de la cellule dans un réseau 1-D périodique (courbe noire) et dans un réseau 2-D périodique (courbe verte).

on retrouve la fréquence de coupure liée à la périodicité en y (référence 4) et les fréquences de résonance des modes 2 et 3 des membranes (respectivement références 2 et 3). Rappelons que la bande passante utile de l'élément est délimitée par la fréquence de coupure provoquée par le mode 2 de résonance des membranes. Passée cette fréquence, les éléments cMUTs ne sont plus utilisables pour les applications ultrasonores.

Lorsque l'on analyse la réponse en fréquence de l'élément constitué de 4 colonnes (figure 8.4), on observe globalement que sa bande passante se rapproche de celle d'un réseau 2-D périodique de cellules. Avec 4 colonnes, le fluide commence à fournir un effet de masse suffisant pour gagner en bande passante. En hautes fréquences, les fréquences de coupures liées à la périodicité en y (référence 4) et aux modes de membranes d'ordre supérieur restent inchangées (respectivement références 2 et 3). La grande différence, avec le cas du réseau 2-D périodique, réside dans l'apparition d'une forte coupure dans le spectre (référence 5). Il est intéressant de remarquer qu'à la fréquence correspondant à cette coupure, les membranes des colonnes du centre et celles des colonnes du bord vibrent en opposition de phase (figure 8.4-(c)). Bien connu de la littérature [24, 13, 14], ce phénomène, appelé effet de baffle, a été démontré comme étant du aux interactions inter-colonnes. Le chapitre 11 sera dédié à l'analyse de ce phénomène et plusieurs approches seront proposées afin de le supprimer ou le diminuer.

Pour l'élément composé de 8 colonnes (figure 8.5), on constate que le nombre de résonance parasite augmente avec le nombre de colonnes couplées. Trois modes de résonance, associés chacun à une topologie bien précise de déplacement des cellules, sont ainsi observés pour cet élément (figure 8.5 (c), (d) et (e)). Bien que plus compliquées à décrire, ces topologies de mode seront parfaitement prédites et expliquées par l'analyse mise en place dans le chapitre 11.

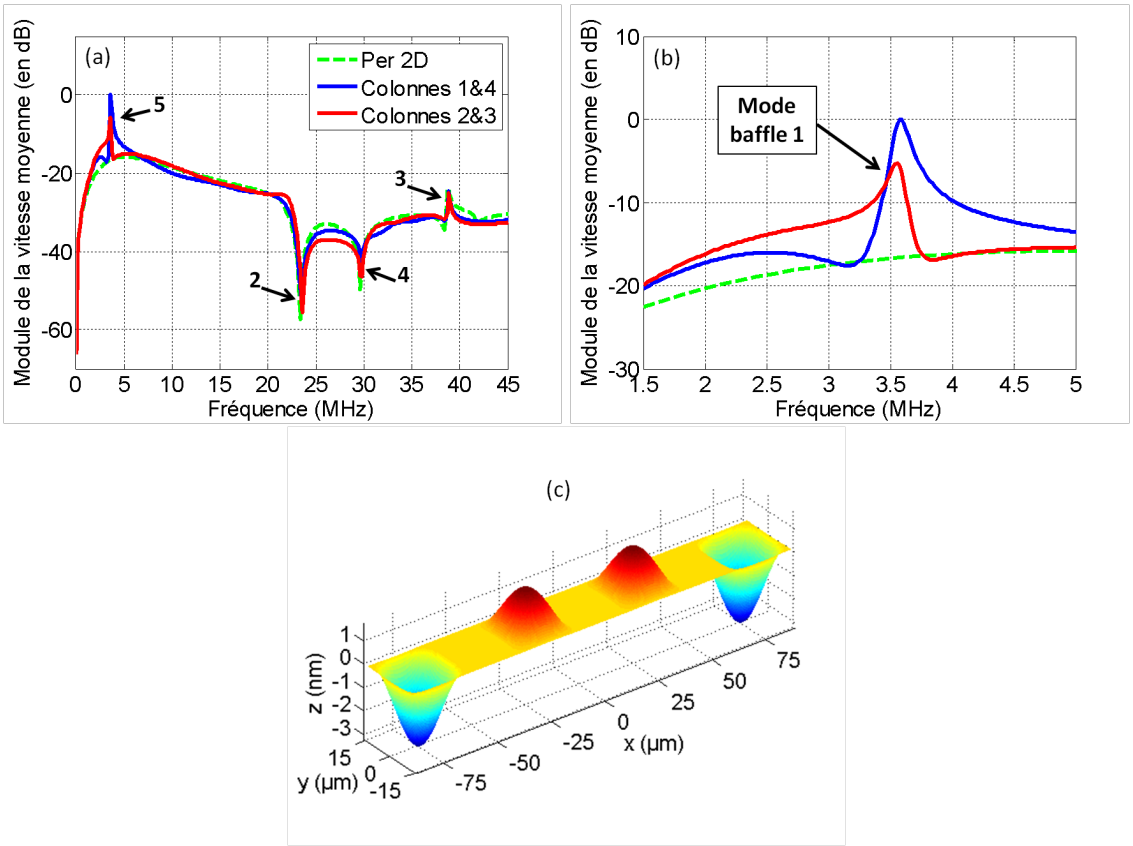


FIGURE 8.4 – (a) et (b) Vitesses moyennes de déplacement des cellules appartenant à un élément composé de 4 colonnes, comparées à celle obtenue dans le cas de la cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe verte). (c) Forme des déplacements de chacune des cellules composant l'élément à la fréquence de résonance du premier mode de baffle (f=3.6 MHz).

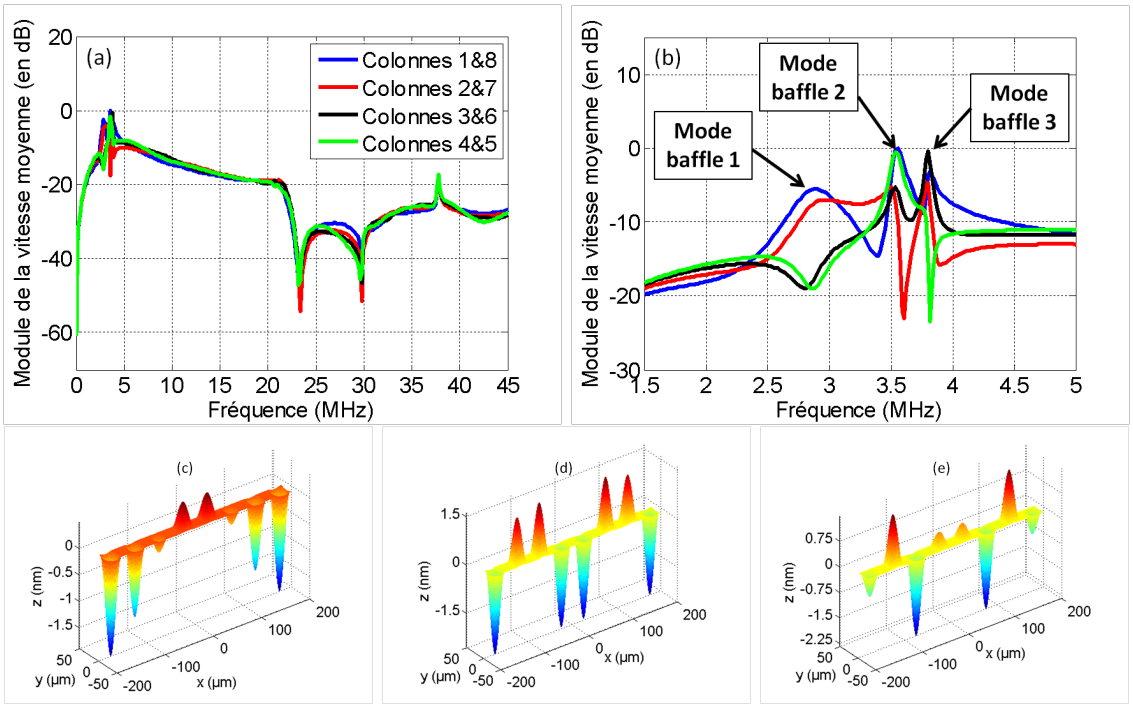


FIGURE 8.5 – (a) et (b) Vitesses moyennes de déplacement des cellules appartenant à un élément composé de 8 colonnes. Forme des déplacements de chacune des cellules composant l'élément : (c) à la fréquence de résonance du premier mode de baffle parasite (f=2.8 MHz), (d) à la fréquence de résonance du deuxième mode de baffle parasite (f=3.8 MHz) et (e) à la fréquence de résonance du troisième mode de baffle parasite (f=3.6 MHz).

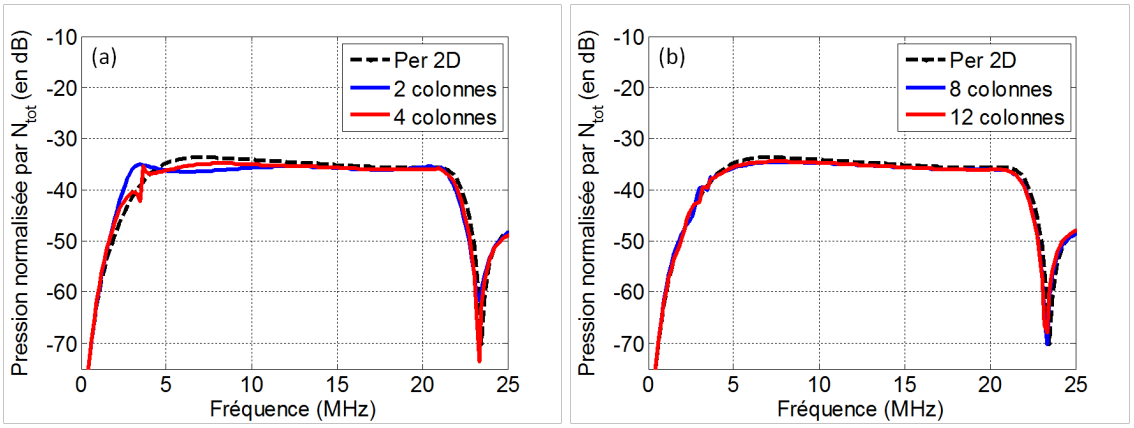


FIGURE 8.6 – Pression rayonnée en champ lointain (20 cm) pour : (a) une cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe noire), un élément composé de 2 colonnes (courbe bleue) et un élément composé de 4 colonnes (courbe rouge) et (b) une cellule dans un réseau 2-D périodique (courbe noire), un élément composé de 8 colonnes (courbe bleue) et un élément composé de 12 colonnes (courbe rouge). Chaque spectre est normalisé par le nombre de cellules (N_{tot}) présentes dans l'élément simulé.

Pour chacune de ces configurations (2, 4 et 8 colonnes et réseau 2-D périodique), auxquelles on ajoute le cas 12 colonnes, nous avons déterminé le champ de pression rayonné par la source. Compte tenu de la bande passante des réponses en vitesse, nous nous sommes placés à 20 cm afin d'être en champ lointain pour chacune des composantes fréquentielles. Afin que les grandeurs simulées soient comparables, la pression obtenue a été normalisée par le nombre de colonnes présentes dans l'élément. L'ensemble des résultats est représenté figure 8.6. Lorsque le nombre de colonnes augmente, on observe, sur le spectre de la pression rayonnée, que l'amplitude des coupures liées aux effets de baffle est réduite. Dans le cas 12 colonnes, ces oscillations sont quasiment indétectables. Ce phénomène provient du fait que la pression rayonnée est la somme des contributions de chacune des cellules et naturellement, tous ces modes ne s'additionnent pas forcément de manière constructive en champ lointain. On peut faire remarquer que lorsque le nombre de colonnes est faible, le début de la réponse en fréquence est marquée par la présence de ces pics parasites, qui rendent difficiles la détermination de la fréquence de coupure basse du spectre, et donc de sa bande passante. Des méthodes, afin de s'affranchir de cette difficulté, seront présentées dans le chapitre 11. Enfin, à partir de 8 colonnes, on voit que les bandes passantes simulées se superposent pratiquement à celle obtenue pour le réseau 2-D périodique de cellules. Ce résultat est en accord avec celui avancé par Ballandras *et al.* [2] qui ont évalué à 16 le nombre de cellules nécessaires pour converger vers le cas périodique. Notons cependant que ce résultat n'est valable que pour la pression rayonnée. Si l'on analyse les vitesses moyennes de chaque colonne, il y aura toujours, localement, les modes de baffle présents dans la réponse en fréquence.

Chapitre 9

Modèle simplifié d'un élément de barrette cMUT

Afin de réduire les temps de calcul, une approche simplifiée de la modélisation du comportement d'un élément cMUT a été développée. Basé sur l'extension du schéma électroacoustique d'une cellule dans un réseau 1-D périodique et une approximation des couplages mutuelles entre colonnes, ce modèle permet de réduire la modélisation de l'élément à la résolution d'un système de N équations couplées. Une confrontation avec le modèle exact sera réalisée afin de définir clairement le domaine de validité du modèle approché. Finalement, ce modèle sera étendu à la modélisation de la barrette complète, en introduisant la présence d'éléments voisins inactifs de part et d'autre de l'élément excité. Notons que ce modèle, plus complet, pourrait à termes trouver d'autres applications que la conception de sondes pour l'imagerie médicale, par exemple la conception de capteurs basés sur l'exploitation de l'onde guidée à l'interface cMUTs/fluide.

9.1 Schéma électroacoustique matriciel équivalent d'un élément

Le schéma électroacoustique équivalent d'une cellule dans un élément de barrette est présenté figure 9.1. Ce schéma est établi en considérant qu'un élément de barrette est une extension du cas 1-D périodique vu au chapitre 7. Pour passer du schéma de la cellule dans un réseau 1-D périodique, à celui de la cellule dans un élément de barrette, il suffit d'ajouter les forces exercées entre les colonnes de l'élément, dites forces mutuelles ($F_{mut\ 1D,ij}$). Les autres grandeurs sont conservées identiques à celles définies lors de l'étude d'une cellule dans un réseau 1-D périodique (section 7.2). On détermine les forces mutuelles à partir des impédances mécaniques mutuelles ($Z_{mut\ 1D,ij}$) définies selon Foldy [41] par :

$$Z_{mut\ 1D,ij} = \frac{P_{mut\ 1D,ij}}{\langle \dot{u}_i \rangle \langle \dot{u}_j^* \rangle} = \frac{\int\int_{N\in j} u_j \left\{ \int\int_{M\in i} u_i G_{1D}(N,M,\omega) dS_M \right\} dS_N}{\langle \dot{u}_i \rangle \langle \dot{u}_j^* \rangle} \tag{9.1}$$

avec :

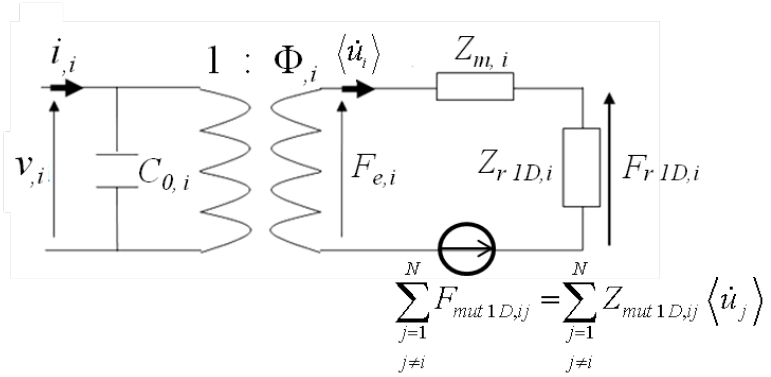


FIGURE 9.1 – Schéma électroacoustique équivalent d'une cellule de la colonne i dans un élément de barrette.

- $P_{mut\ 1D,ij}$ est la puissance acoustique transmise par les cellules de la colonne j à celles de la colonne i,
- $\langle u_i \rangle$ la vitesse moyenne des cellules de la colonne i,
- $\langle u_j \rangle$ la vitesse moyenne des cellules de la colonne j,
- * indique le conjugué.

Le calcul numérique des impédances mutuelles selon cette relation nécessite des temps de calcul relativement importants. De façon similaire à l'approche utilisée pour le modèle exact, il faut résoudre un système de $N \times N_x \times N_y$ équations couplées. Il a été démontré dans la référence [85] que l'expression de l'impédance mutuelle ($Z_{mut\ 1D,ij}$) pouvait être simplifiée en supposant que les cellules se comportent comme des pistons. De plus, puisque toutes les membranes ont la même géométrie et les mêmes dimensions, l'expression de l'impédance mutuelle entre les cellules de la colonne i et celles de la colonne j devient uniquement fonction de la distance entre les cellules et de la fréquence. Elle s'exprime alors de la façon suivante :

$$Z_{mut\ 1D,ij} = \int\int_{N \in j} \left\{ \int\int_{M \in i} G_{1D}(N, M, \omega) dS_M \right\} dS_N \tag{9.2}$$

Numériquement, le calcul de la valeur de l'impédance mutuelle revient à sommer les termes de la matrice $[K_{mut\ 1D,ij}]$ définie dans la section précédente (équation 8.6) pour exprimer les couplages inter-cellules en condition de périodicité 1-D. Ainsi, l'impédance mutuelle entre les cellules de la colonne i et celles de la colonne j vaut :

$$Z_{mut\ 1D,ij} = \sum_{k=1}^{N_x \times N_y} \sum_{l=1}^{N_x \times N_y} K_{mut\ 1D,ij,kl} \tag{9.3}$$

De cette façon, l'introduction de condition de périodicité 1-D permet de représenter le comportement d'un élément de barrette par simplement 4 grandeurs physiques (voir figure 9.2). En établissant un formalisme matriciel similaire à celui décrit dans la référence [26] pour la modélisation de simples cellules couplées entre-elles, il est possible de traduire le

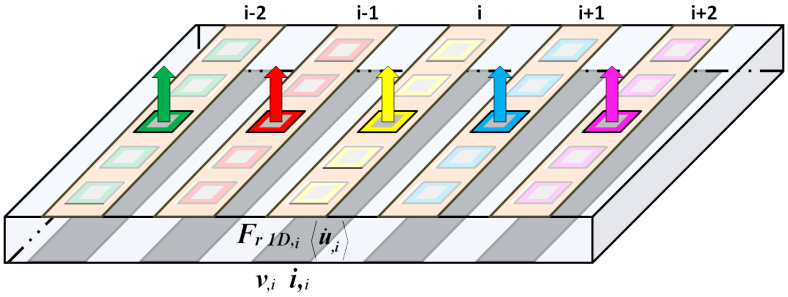


FIGURE 9.2 – Représentation simplifiée d'un élément de barrette en condition de périodicité 1-D.

schéma électroacoustique d'une cellule dans un élément (figure 9.1) sous la forme suivante :

$$\begin{cases} [I] & = [K_{ee}][V] + [K_{em}][\langle \dot{u} \rangle] \\ [F_r] & = [K_{me}][V] - [K_{mm}][\langle \dot{u} \rangle] \\ [F_r] & = [G_{eau}][\langle \dot{u} \rangle] \end{cases} \tag{9.4}$$

où $[I]$, $[V]$, $[F_r]$ et $[\langle \dot{u} \rangle]$ sont respectivement les vecteurs regroupant, les intensités électriques $(i_{,i})$ entrant sur chacune des cellules de la colonne i, les tensions $(v_{,i})$ appliquées à chacune des cellules de la colonne i, les forces acoustiques rayonnées $(F_{r\,1D,i})$ par chacune des cellules de la colonne i et les vitesses moyennes $(\langle \dot{u}_{,i} \rangle)$ de chacune des cellules de la colonne i. $[K_{ee}]$, $[K_{em}]$, $[K_{me}]$ et $[K_{mm}]$ sont quant à elles les matrices permettant de relier respectivement, les grandeurs électriques entre elles $([K_{ee}])$, les grandeurs acoustiques avec les grandeurs électriques ($[K_{em}]$ et $[K_{me}]$) et les grandeurs acoustiques entre elles $([K_{mm}])$. $[G_{eau}]$ est la matrice de rayonnement traduisant les couplages des N colonnes de cellules cMUT par le fluide. Notons que les vecteurs sont de dimension N et les matrices de dimemsion $N \times N$.

Etant donné que les couplages autres que ceux exercés par le fluide sont négligés, les matrices $[K_{ee}]$, $[K_{em}]$, $[K_{me}]$ et $[K_{mm}]$ se limitent à de simples matrices diagonales dont les termes sont issus du schéma électroacoustique équivalent (figure 9.1). De plus, les cellules ayant toutes la même géométrie et la même tension d'excitation, les grandeurs C_0, Z_m, $Z_{r\,1D}$, $F_{r\,1D}$, Φ, v et F_e sont identiques quelle que soit la colonne de l'élément. Par conséquent, les matrices s'expriment de la façon suivante :

$$[K_{ee}] = \begin{bmatrix} jC_0\omega & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & jC_0\omega \end{bmatrix} \tag{9.5}$$

$$[K_{em}] = [K_{me}] = \begin{bmatrix} \Phi & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \Phi \end{bmatrix} \tag{9.6}$$

$$[K_{mm}] = \begin{bmatrix} Z_m & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & Z_m \end{bmatrix} \tag{9.7}$$

De part le fait qu'elle traduit les couplages entre les colonnes par le fluide, la matrice de rayonnement $[G_{eau}]$ n'est pas diagonale. Elle est ainsi constituée sur sa diagonale de l'impédance de rayonnement d'une cellule dans un réseau 1-D périodique ($Z_{r\ 1D}$) et l'impédance de rayonnement mutuelle ($Z_{mut\ 1D,ij}$) pour les termes non diagonaux. Autrement dit, la matrice $[G_{eau}]$ s'écrit :

$$[G_{eau}] = \begin{bmatrix} Z_{r\ 1D} & Z_{mut\ 1D,12} & \cdots & Z_{mut\ 1D,1N} \\ Z_{mut\ 1D,21} & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & Z_{mut\ 1D,(N-1)N} \\ Z_{mut\ 1D,N1} & \cdots & Z_{mut\ 1D,N(N-1)} & Z_{r\ 1D} \end{bmatrix} \tag{9.8}$$

A partir des équations matricielles définies précédemment (équations 9.4), il est possible de déterminer la vitesse moyenne de déplacement des cellules composant l'élément. Pour cela, il suffit de résoudre le système de N équations suivant :

$$\begin{bmatrix} \langle \dot{u_1} \rangle \\ \vdots \\ \langle \dot{u_N} \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & \cdots & Y_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{N1} & \cdots & Y_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_e \\ \vdots \\ F_e \end{bmatrix} \tag{9.9}$$

où :

- $[Y]$ est la matrice admittance définie par : $[Y] = [[K_{mm}] + [G_{eau}]]^{-1}$,
- F_e est la force électostatique dynamique formulée selon le schéma électroacoustique équivalent par : $F_e = \Phi v$.

Les colonnes étant composées de N_{cel} cellules identiques, on définit le vecteur représentant les courants totaux entrant sur chacune des colonnes de l'élément ($[I_{col}]$) de la manière suivante :

$$[I_{col}] = N_{cel}[I] \tag{9.10}$$

En injectant l'équation de la vitesse (équation 9.9) dans celle de l'intensité électrique (équation 9.4), l'expression du courant entrant sur chacune des colonnes (équation 9.10) devient :

$$[I_{col}] = N_{cel}\big[[K_{ee}] + [K_{em}][Y][K_{me}]\big][V] \tag{9.11}$$

L'expression de l'admittance électrique (Y_{elec}) de l'élément de barrette est ensuite simplement obtenue en sommant les expressions des courants calculées sur chacune des colonnes (équation 9.11). De cette façon, l'admittance électrique d'un élément s'exprime sous la forme :

$$Y_{elec} = jNN_{cel}C_0\omega + NN_{cel}\Phi^2 \sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N} Y_{kl} \tag{9.12}$$

Il est intéressant de noter que cette représentation matricielle, basée dans notre cas sur un schéma de résolution par différences finies, est transposable à la plupart des méthodes de modélisation. En effet, le principe de cette représentation est indépendant de la méthode de calcul utilisée pour déterminer les coefficients des matrices. De cette façon, il est envisageable de modéliser tout type d'élément, à condition d'adapter les méthodes de calcul des coefficients.

9.2 Confrontation du modèle exact et du modèle approché

Les simulations réalisées dans le chapitre précédent à partir du modèle exact sont reprises et comparées aux résultats obtenus avec le modèle simplifié. Les réponses en fréquence obtenues avec le modèle exact et le modèle approché sont ainsi comparées figures 9.3, 9.4 et 9.5, respectivement pour des éléments composés de 2, 4 et 8 colonnes.

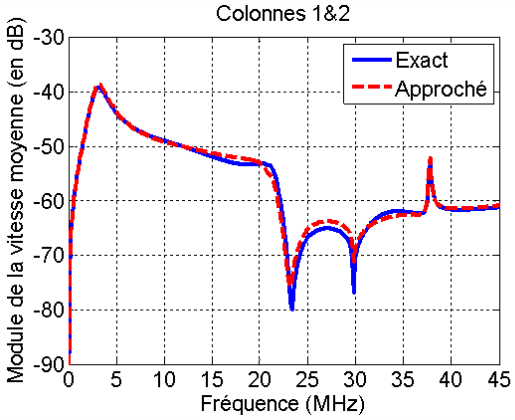


FIGURE 9.3 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbe bleue) et le modèle approché (courbe rouge) pour un élément composé de 2 colonnes.

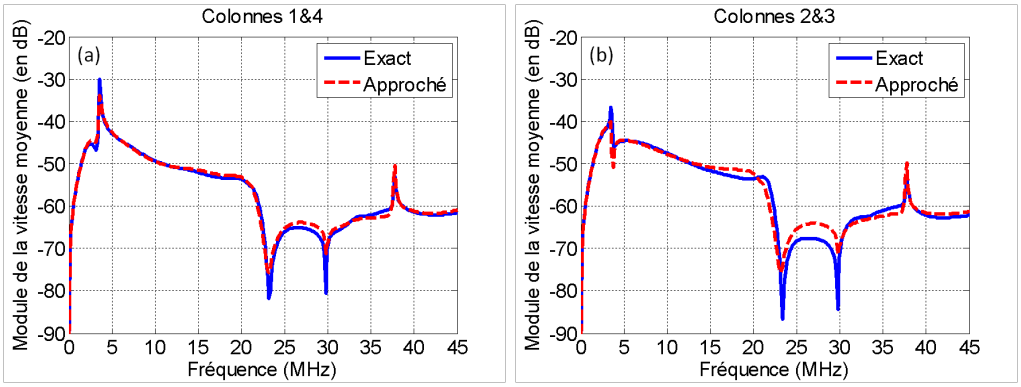


FIGURE 9.4 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément composé de 4 colonnes : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3.

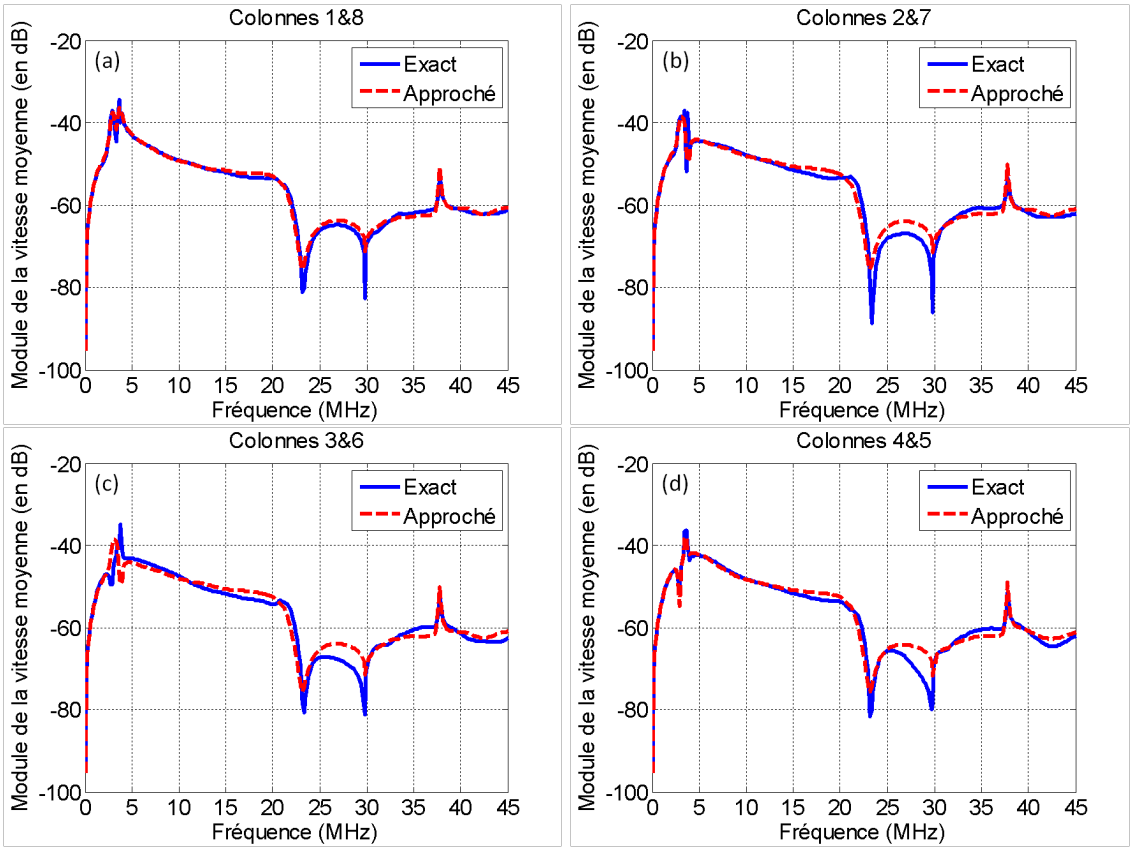


FIGURE 9.5 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément composé de 8 colonnes : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 8, (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 7, (c) vitesse des cellules des colonnes 3 et 6 et (d) vitesses des cellules des colonnes 4 et 5.

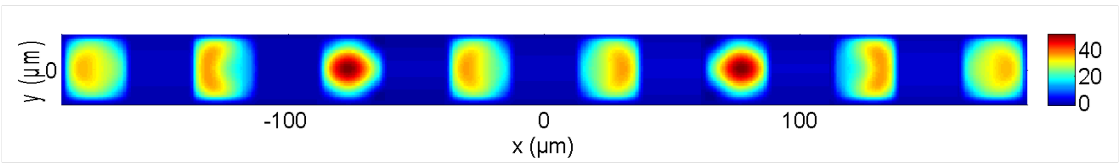


FIGURE 9.6 – Déplacement des cellules de l'élément 8 colonnes à la fréquence de 18.6 MHz.

Tant que la fréquence de résonance du second mode des membranes n'est pas atteinte, on constate que les résultats simulés avec le modèle approché sont quasi-identiques à ceux obtenus avec le modèle exact, et cela quel que soit le nombre de colonnes présentes dans l'élément. Les fréquences de résonance des modes de baffle sont parfaitement prédites avec le modèle approché. Seul un léger écart est observé de façon récurrente en fin de bande passante des éléments. A ces fréquences, les vitesses obtenues avec le modèle approché sont légèrement supérieures à celles calculées avec le modèle exact. Ce phénomène s'explique par le fait que les couplages inter-cellules provoquent une asymétrie du second mode de vibration des membranes. Parfaitement observable avec le modèle exact, cette asymétrie est plus difficilement modélisable à partir de notre approche simplifiée des couplages. A titre d'exemple, les déplacements des cellules de l'élément composé de 8 colonnes sont représentés figure 9.6, à la fréquence de 18.6 MHz. Au vu des importantes asymétries observées sur les déplacements, on conprend aisément que l'approche piston traduit difficilement les couplages existants entre ces cellules. Les couplages étant plus importants sur les cellules centrales, c'est sur celles-ci que l'on observe les écarts les plus prononcés.

Le tableau 9.1 représente, pour le modèle exact et le modèle approché, les temps de calcul nécessaires à la modélisation d'un élément composé de 2, 3, 4, 6 et 8 colonnes. La géométrie des éléments modélisés est identique à celle décrite précédemment. L'ensemble des calculs présentés ici ont tous été réalisés à partir du même ordinateur équipé d'un processeur Intel Xeon W3580 (3.33 GHz) et de 16 Go de RAM. Quelle que soit la méthode de modélisation, les temps de calcul obtenus sont très inférieurs à ceux des méthodes de calcul par éléments finis publiés dans la littérature (avec des configurations ordinateurs quasi-identiques). A titre d'exemple, Park *et al.* [109] comparent pour un élément composé de 169 cellules sa méthode de modélisation analytique à une méthode éléments finis classique. Avec une configuration d'ordinateur quasi-identique à la notre (Intel Xeon (3.3 GHz) + 32 GB de RAM), le temps de modélisation est estimé à 5880 secondes par fréquence pour la méthode éléments finis et à 30 secondes par fréquence pour sa méthode analytique. Pour l'élément composé de 8 colonnes (soit potentiellement 800 cellules), les temps de calcul moyens sont de 114 secondes par fréquence pour notre modèle exact et de 2.7 secondes par fréquence pour notre modèle approché. Ces résultats traduisent l'efficacité de notre stratégie de modélisation et l'intéret d'introduire des conditions de périodicité 1-D pour représenter le comportement des éléments. Au regard de la littérature actuelle, notre modèle approché apparait comme l'une des méthodes les plus rapides pour la modélisation d'un élément de barrette.

Les temps de calcul nécessaires pour le modèle approché sont très peu dépendants du nombre de colonnes à modéliser. C'est son principal atout par rapport au modèle exact. La raison est que, quel que soit le nombre de colonnes à modéliser, le modèle approché doit résoudre une seule équation discrétisée à l'échelle du maillage. Pour un élément de N colonnes, le modèle exact doit quant à lui résoudre un système de $\frac{N}{2}$ (ou $\frac{N+1}{2}$) équations discrétisées. Cette observation explique aussi pourquoi le temps de modélisation de l'élément 2 colonnes avec le modèle exact est similaire à ceux obtenus avec le modèle approché.

TABLE 9.1 – Temps de calcul nécessaire à la modélisation d'élément de barrette avec le modèle exact et le modèle approché. Les calculs ont tous été réalisés avec le même ordinateur (processeur Intel Xeon (3.33 GHz) + 16 Go de RAM).

Nombre de colonnes par élément	Modèle exact	Modèle approché
2	14 min 15 s	11 min 1 s
3	1 h 16 min 9 s	11 min 25 s
4	1 h 18 min 3 s	11 min 52 s
6	4 h 11 min 4 s	12 min 49 s
8	9 h 32 min 35 s	13 min 28 s

9.3 Modélisation d'éléments composés de cellules rectangulaires par le modèle approché

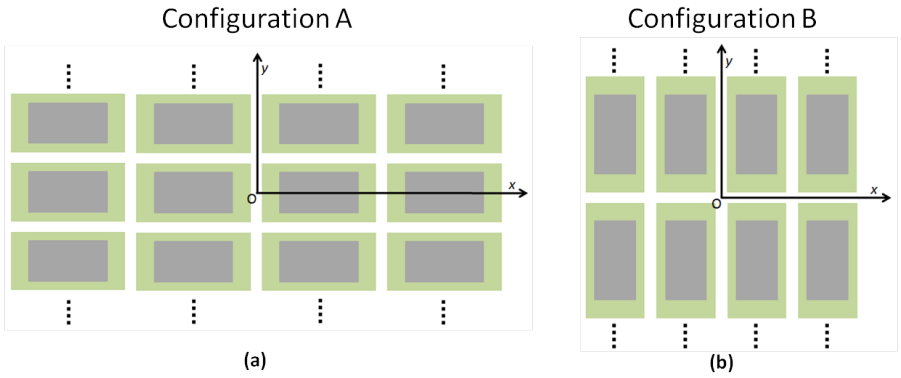


FIGURE 9.7 – (a) Elément dans la configuration A : le grand côté des cellules rectangulaires est dans la largeur de l'élément. (b) Elément dans la configuration B : le grand côté des cellules rectangulaires est dans la hauteur de l'élément.

Les couplages inter-colonnes étant simplifiés dans le modèle approché, les éléments composés de cellules rectangulaires possédant un fort rapport de forme sont nécessairement moins bien décrits par cette approche. L'objectif de cette section est de déterminer, pour une topologie d'un élément de barrette donnée, la limite de rapport de forme pour laquelle l'élément n'est plus correctement modélisable par le modèle approché. En repartant de la configuration de l'élément 4 colonnes étudiée au cours des sections précédentes (sections 8.2 et 9.2), la taille des cellules a été modifiée afin d'obtenir des cellules ayant des rapports de forme de 2 (cellules 54x27 μm^2) et de 3 (cellules 81x27 μm^2). Le rapport entre la longueur et la largeur de la cellule a volontairement été limité à 3, car il correspond à la plupart des cellules utilisées dans la littérature. A partir de cellules rectangulaires, il existe deux types de répartitions possibles pour former des éléments (voir figure 9.7). Soit le grand côté des membranes est placé suivant la largeur des éléments (configuration A), soit il est placé suivant son élévation (configuration B). Les deux configurations d'élément seront testées au cours de cette section. Notons que pour toutes les simulations, le maillage des

membranes est régulier et le nombre de points (N_x et N_y) est ajusté en fonction de la taille de la membrane. De cette façon, les pas de discrétisation sont identiques pour toutes les configurations d'éléments simulées.

Dans ces conditions, les réponses en fréquence d'éléments composés de cellules 54x27 μm^2 et 81x27 μm^2 ont été simulées pour les configurations A et B avec le modèle exact et le modèle approché (figures 9.8, 9.9, 9.10 et 9.11). Sur chaque figure, la réponse en fréquence de la cellule isolée est ajoutée afin d'identifier clairement les modes de résonance des membranes. L'augmentation du rapport de forme se traduit, sur les réponses en vitesse, par l'apparition des modes de membrane d'ordre supérieur à des fréquences relativement basses.

Pour les éléments dans la configuration A (figures 9.8 et 9.9), les écarts entre le modèle approché et le modèle exact sont quasiment nuls tant que la fréquence est inférieure à la fréquence de résonance du second mode des membranes. Il est intéressant de préciser que les modes de baffle sont parfaitement prédits avec le modèle approché. De cette façon, le modèle approché permet de prédire la bande passante des éléments en configuration A tant que le rapport de forme des cellules ne dépasse pas 3. Passée la fréquence de résonance du second mode des membranes, ou pour des membranes ayant un rapport de forme supérieur à 3, il parait préférable d'utiliser le modèle exact afin de prédire avec précision le comportement des éléments.

Dans la configuration B (figures 9.10 et 9.11), les couplages inter-colonnes étant plus importants (pas inter-colonnes plus faible), l'approximation piston devient plus problématique et des écarts plus prononcés sont observés entre les deux modèles. Cependant, en se limitant à la bande passante des éléments, on constate que les écarts entre le modèle excat et le modèle approché restent acceptables pour un rapport de forme de 2. Ainsi, pour des éléments en configuration B, l'utilisation du modèle approché sera limitée aux éléments dont les cellules ne dépassent pas un rapport de forme de 2.

Pour résumer, le modèle approché permet de prédire la bande passante des éléments tant que le rapport de forme ne dépasse pas 3 pour les éléments dans la configuration A et tant qu'il ne dépasse pas 2 pour les éléments dans la configuration B.

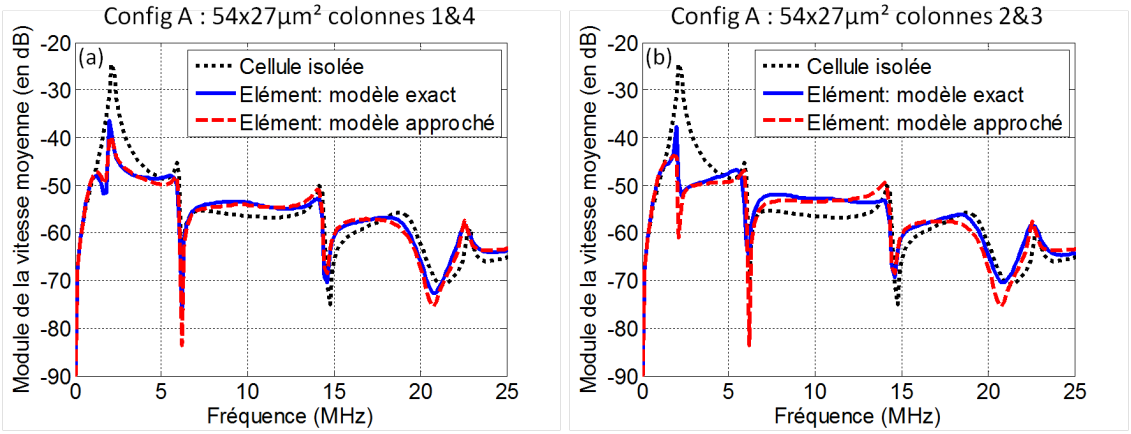


FIGURE 9.8 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration A composé de cellule 54 x 27 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire).

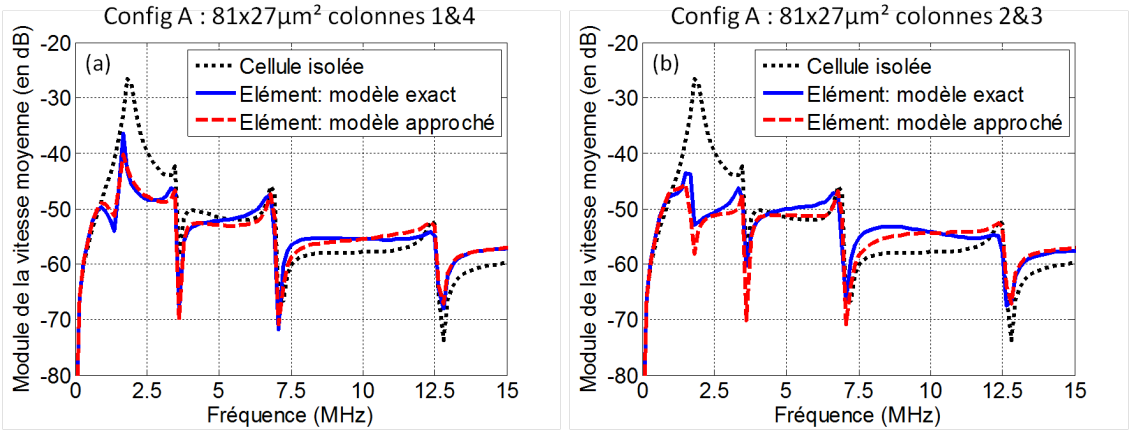


FIGURE 9.9 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration A composé de cellule 81 x 27 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire).

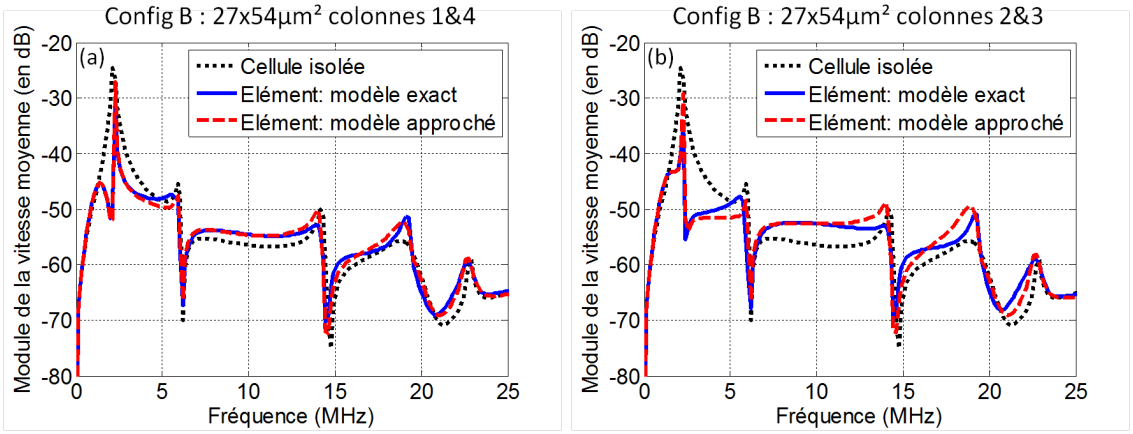


FIGURE 9.10 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration B composé de cellule 27 x 54 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire).

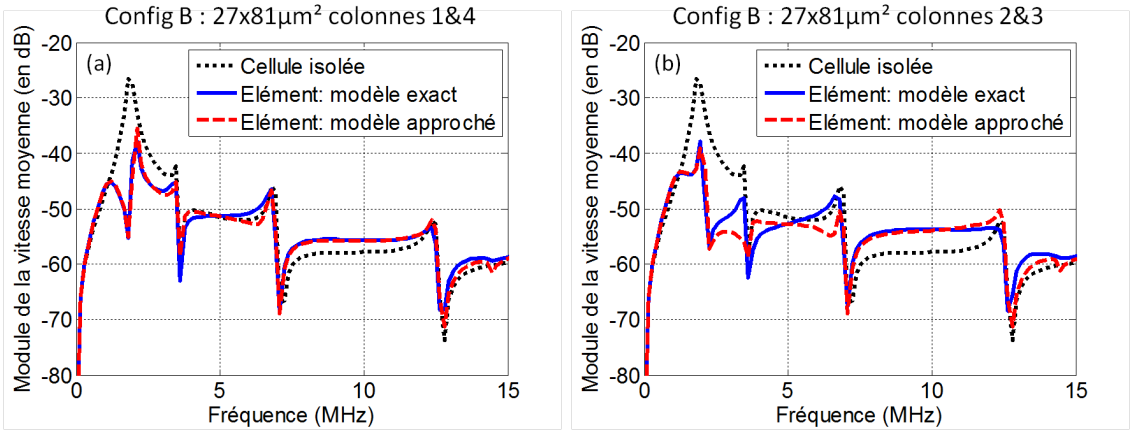


FIGURE 9.11 – Comparaison de la vitesse moyenne obtenue avec le modèle exact (courbes bleues) et le modèle approché (courbes rouges) pour un élément dans la configuration B composé de cellule 27 x 81 μm^2 : (a) vitesse des cellules des colonnes 1 et 4 et (b) vitesse des cellules des colonnes 2 et 3. La vitesse moyenne d'une cellule isolée est aussi représentée (courbe noire).

9.4 Introduction des éléments voisins inactifs

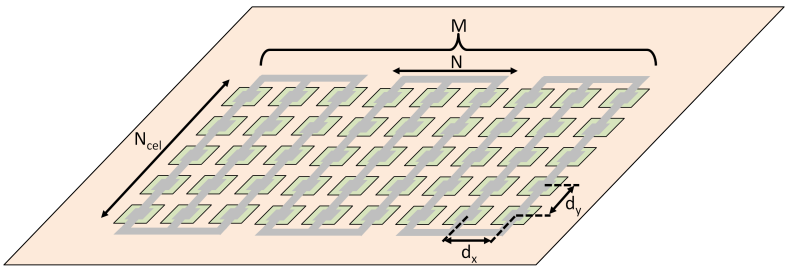


FIGURE 9.12 – Représentation de la topologie des barrettes cMUT à modéliser

La topologie de la barrette à modéliser est représentée figure 9.12. On considère que chaque élément est composé de N_{cel} lignes et de N colonnes de cellules. M est le nombre d'éléments pris en compte dans la modélisation. Il varie entre 1 (cas de l'élément isolé) et le nombre d'éléments présents sur la barrette (cas de la modélisation complète de la barrette).

Pour un élément composé de N colonnes et situé dans un réseau de M éléments, on peut réutiliser le système matriciel (équation 9.4) défini au chapitre précédent pour décrire le comportement de chacune des colonnes. Ainsi, on obtient :

$$\begin{cases} [I] & = [K_{ee}][V] + [K_{em}][\langle \dot{u} \rangle] \\ [Z]\,[\langle \dot{u} \rangle] & = [K_{me}][V] \end{cases} \tag{9.13}$$

avec :

- $[Z]$ la matrice d'impédance définie par : $[Z] = [Y]^{-1} = [K_{mm}] + [G_{eau}]$,
- $[I]$ le vecteur représentant le courant entrant sur une cellule de chacune des $N \times M$ colonnes du réseau,
- $[V]$ le vecteur représentant la tension d'excitation appliquée à chacune des $N \times M$ colonnes du réseau,
- $[\langle \dot{u} \rangle]$ le vecteur représentant la vitesse moyenne de déplacement des cellules pour chacune des $N \times M$ colonnes du réseau.

Les colonnes étant régroupées sous forme d'élément, il est possible de définir les grandeurs électriques associées à chacun de ces éléments. Ainsi, le courant (I'_k) et la tension (V'_k) appliqués à l'élément k s'écrivent de la manière suivante :

$$I'_k = N_{cel} \sum_{i=1}^{N} I_{(k-1)M+i} \quad \text{avec } k \in \{1; 2; \ldots; N\} \tag{9.14}$$

$$V'_k = V_{(k-1)M+1} = V_{(k-1)M+2} = \ldots = V_{kM} \quad \text{avec } k \in \{1; 2; \ldots; N\} \tag{9.15}$$

où :

- I_k est le courant entrant sur chacune des cellules de la colonne k,
- V_k est la tension appliquée à chacune des cellules de la colonne k.

Pour tenir compte de cette réduction du nombre de degrés de liberté, les matrices du sytème d'équations (équations 9.13) doivent étre reformulées. L'introduction des variables I'_k et V'_k dans le sytème matriciel revient à rédéfinir les matrices $[K_{ee}]$, $[K_{em}]$ et $[K_{me}]$ en sommant certains de leurs termes. Le système redéfini devient :

$$\begin{cases} [I'] & = N_{cel}\big[[K'_{ee}][V'] + [K'_{em}][\langle \dot{u} \rangle]\big] \\ [Z]\,[\langle \dot{u} \rangle] & = [K'_{me}][V'] \end{cases} \tag{9.16}$$

avec les termes des matrices $[K'_{ee}]$, $[K'_{em}]$ et $[K'_{me}]$ définis de la façon suivante :

$$\begin{aligned} K'_{ee\ i,j} &= \sum_{k,l=1}^{M} K_{ee\ ((i-1)M+k),((j-1)M+l)} \\ K'_{em\ i,j} &= \sum_{k,l=1}^{M} K_{em\ ((i-1)M+k),j} \\ K'_{me\ i,j} &= \sum_{k,l=1}^{M} K_{me\ i,((j-1)M+l)} \end{aligned} \tag{9.17}$$

A partir de ce nouveau système d'équation (équation 9.16), le vecteur des vitesses moyennes s'exprime de la façon suivante :

$$[\langle \dot{u} \rangle] = [Z]^{-1}\,[K'_{me}][V'] \tag{9.18}$$

D'après cette expression, les vitesses de déplacement des cellules de l'ensemble du réseau de colonnes modélisées peuvent être obtenues à partir du vecteur des tensions appliquées à chacun des éléments. De plus, en injectant l'expression de la vitesse (équation 9.18) dans celle de l'intensité électrique (équation 9.16), on établit la relation matricielle suivante entre ces deux grandeurs :

$$\begin{cases} [I'] = [K_e][V'] \\ \text{avec } [K_e] = N_{cel}\big[[K'_{ee}] + [K'_{em}]\,[Z]^{-1}\,[K'_{me}]\big] \end{cases} \tag{9.19}$$

La matrice $[K_e]$ (dimension $M \times M$) ainsi définie, traduit l'impact des couplages acoustiques sur les conditions électriques des éléments.

De façon à rester le plus général possible, on considére que les éléments voisins sont chargés par une impédance électrique Z_c. Ainsi, il sera possible de simuler sans difficulté les cas où les éléments voisins sont en condition de charge électrique ouverte ($Z_c = \infty$) ou fermée ($Z_c = 0$). Il est intéressant de préciser qu'expérimentalement les éléments voisins sont dans la plupart des cas en condition électrique ouverte (courant nul). Pour chacun des éléments voisins (nommé i), on peut ainsi écrire :

$$V'_i = Z_c I'_i \quad \text{avec } i \in \{1; 2; \ldots; M\} \text{ et } i \neq L \tag{9.20}$$

En considérant que l'élément étudié (actif) est l'élément numéroté L, il possible d'établir à partir des équations 9.19 et 9.20 les relations suivantes :

- pour $i \in \{1;2;\ldots;M\}$ et $i \neq L$, on a :

$$\begin{cases} \left(K_{e\ 1,1} - \frac{1}{Z_c}\right) V_1' + K_{e\ 1,2} V_2' + \ldots + \ldots + K_{e\ 1,M} V_M' = 0 \\ \vdots \\ K_{e\ i,1} V_1' + \cdots + \left(K_{e\ i,i} - \frac{1}{Z_c}\right) V_i' + \ldots + K_{e\ i,M} V_M' = 0 \\ \vdots \\ K_{e\ M,1} V_1' + K_{e\ M,2} V_2' + \ldots + \ldots + \left(K_{e\ M,M} - \frac{1}{Z_c}\right) V_M' = 0 \end{cases} \tag{9.21}$$

- pour $i = L$, on a :

$$K_{e\ L,1} V_1' + K_{e\ L,2} V_2' + \ldots + K_{e\ L,M} V_M' = I_L' \tag{9.22}$$

Ainsi, en utilisant l'ensemble de ces équations à l'exception de celle correspondant à l'élément L (équation 9.21), on définit le système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} K_{e\ 1,1} - \frac{1}{Z_c} & K_{e\ 1,2} & \cdots & K_{e\ 1,M} \\ K_{e\ 2,1} & K_{e\ 2,2} - \frac{1}{Z_c} & \cdots & K_{e\ 2,M} \\ \vdots & & & \vdots \\ K_{e\ M,1} & K_{e\ M,2} & \cdots & K_{e\ M,M} - \frac{1}{Z_c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1' \\ V_2' \\ \vdots \\ V_M' \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} K_{e\ 1,L} \\ K_{e\ 2,L} \\ \vdots \\ K_{e\ M,L} \end{pmatrix} V_L' \tag{9.23}$$

Cette équation permet de déterminer les tensions appliquées aux éléments voisins inactifs à partir de la tension définie pour l'élément actif (élément L). Autrement dit, on a :

$$\begin{pmatrix} V_1' \\ V_2' \\ \vdots \\ V_M' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{e\ 1,1} - \frac{1}{Z_c} & K_{e\ 1,2} & \cdots & K_{e\ 1,M} \\ K_{e\ 2,1} & K_{e\ 2,2} - \frac{1}{Z_c} & \cdots & K_{e\ 2,M} \\ \vdots & & & \vdots \\ K_{e\ M,1} & K_{e\ M,2} & \cdots & K_{e\ M,M} - \frac{1}{Z_c} \end{pmatrix}^{-1} \left(- \begin{pmatrix} K_{e\ 1,L} \\ K_{e\ 2,L} \\ \vdots \\ K_{e\ M,L} \end{pmatrix} V_L' \right) \tag{9.24}$$

A partir du vecteur des tensions ainsi calculé et de l'équation 9.22, le courant entrant dans l'élément L s'obtient par :

$$I_L' = (K_{e\ L,1} + K_{e\ L,2} + \ldots + K_{e\ L,M}) \begin{pmatrix} V_1' \\ V_2' \\ \vdots \\ V_M' \end{pmatrix} \tag{9.25}$$

L'impédance électrique (Y_{elec}) de l'élément actif L, entouré de M éléments voisins inactifs, est ensuite simplement obtenue de la façon suivante :

$$Y_{elec} = \frac{I_L'}{V_L'} \tag{9.26}$$

De plus, connaissant désormais le vecteur des tensions appliquées à chacun des éléments, il est possible de déterminer sans difficulté, à partir de l'équation 9.18, les vitesses de déplacement de toutes les colonnes composant la barrette modélisée.

Le système matriciel ainsi mis en place, permet de prédire simplement le comportement de l'ensemble des éléments (actif et inactifs) d'une barrette cMUT. En déterminant les tensions électriques appliquées aux éléments voisins, ce modèle permet de prédire l'impédance électrique et les vitesses de déplacement des cellules de l'élément actif et des éléments inactifs.

Chapitre 10

Confrontations expérimentales

Dans ce chapitre, les résultats de simulation obtenus avec le modèle approché sont confrontés à ceux mesurés sur des dispositifs expérimentaux. Ces confrontations sont dans un premier temps réalisées sur une simple colonne de cMUTs, afin de valider l'impact de colonnes voisines sur son impédance électrique. Ensuite, les impédances électriques de deux configurations expérimentales différentes seront confrontées à celles simulées avec le modèle approché.

10.1 Impédance électrique d'une colonne de cMUT : impact des colonnes voisines

La topologie des dispositifs utilisés pour cette étude est identique à celle de la barrette décrite section 6.3. Les colonnes sont ainsi toutes composées de cellules de dimensions 27x27 μm^2 réparties verticalement avec un pas de 6 μm. Le pas entre deux colonnes est quant à lui de 38 μm. Les mesures d'impédance ont été réalisées dans l'huile selon le protocole expérimental décrit section 4.2.

La figure 10.1 compare la partie réelle de l'impédance électrique mesurée à celle simulée pour les cas où la colonne cMUT est entourée de part et d'autre de 0, 1, 2, 3, 7 et 14 colonnes inactives. Notons que pour les simulations reportées ici, les conditions électriques des colonnes voisines ont été définies identiques à celles appliquées dans le cas expérimental, c'est-à-dire tension de polarisation nulle et en condition de charge électrique ouverte. Quel que soit le nombre de colonnes voisines, il apparait clairement que les simulations suivent parfaitement l'impédance électrique mesurée. On voit, en l'occurence, que la forme générale de la partie réelle de l'impédance électrique change lorsque le nombre de colonnes voisines augmente, et cela le modèle le retranscrit parfaitement. On souligne, par ailleurs, l'apparition de pics supplémentaires alors que le nombre de colonnes voisines augmente. Ces pics s'interprêtent naturellement comme étant des modes de baffle supplémentaires. Cela traduit l'existence d'interactions localisées, dans le plan de la barrette, entre colonnes voisines. Bien qu'ils soient parfaitement prédits en termes de fréquence, on constate que l'amplitude des pics simulés est nettement supérieure à celle des pics mesurés. Deux raisons expliquent cette différence : la non prise en compte de la viscosité du fluide dans le modèle

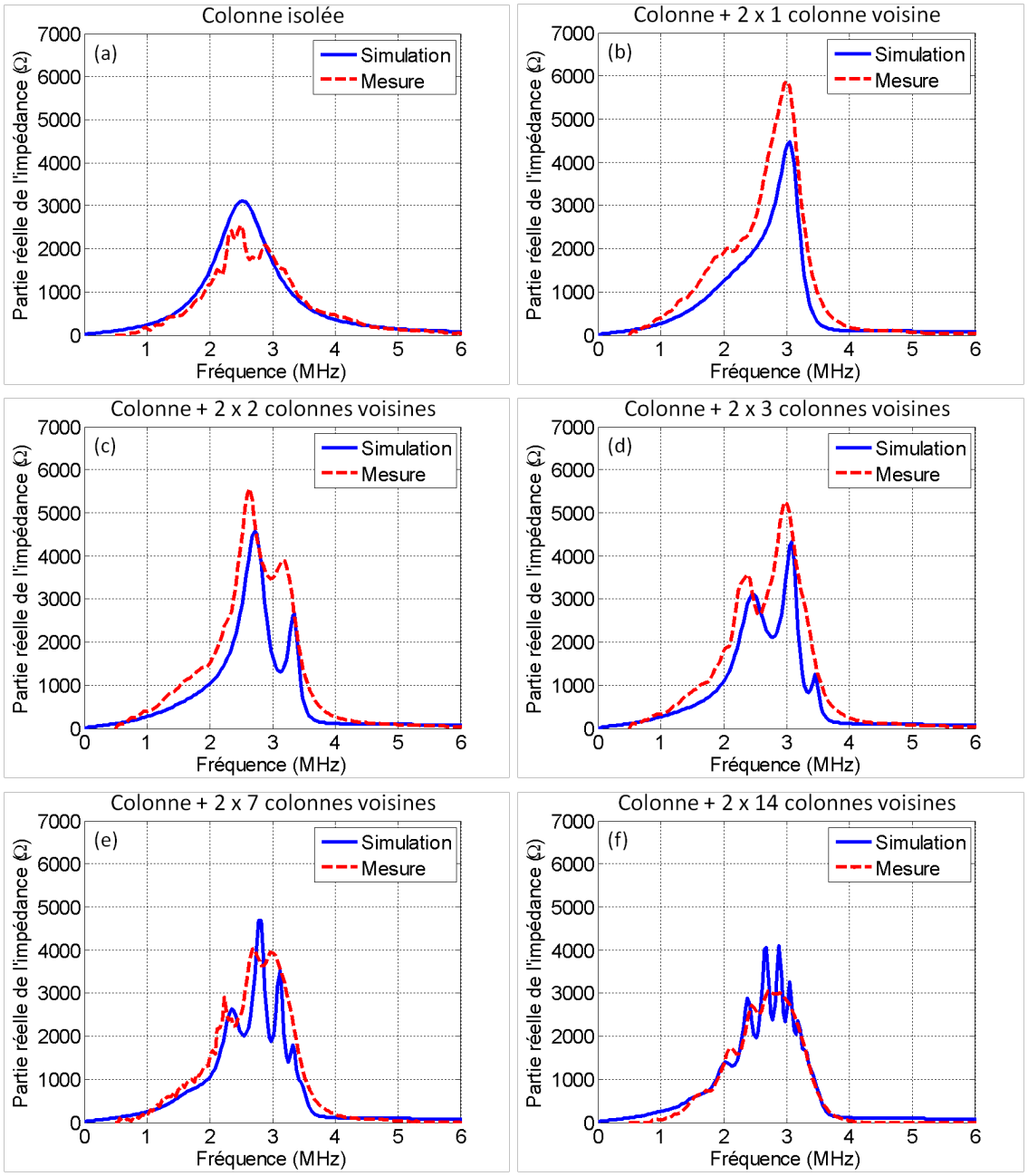


FIGURE 10.1 – Partie réelle de l'impédance électrique simulée (courbes bleues) et mesurée (courbes rouges) pour des dispostifs composés de : (a) une colonne isolée, (b) une colonne plus 1 colonne inactive de chaque coté, (c) une colonne plus 2 colonnes inactives de chaque coté, (d) une colonne plus 3 colonnes inactives de chaque coté, (e) une colonne plus 7 colonnes inactives de chaque coté et (f) une colonne plus 14 colonnes inactives de chaque coté.

et une mauvaise définition des pertes mécaniques de la membrane. Dans la littérature, il a en effet été démontré que les phénomènes de couplage inter-cellules étaient fortement dépendants de la viscosité du fluide [9]. Cette grandeur n'étant pas prise en compte dans le modèle, elle est à l'origine en partie de cet écart d'amplitude. De plus, jusqu'à présent, le facteur de pertes mécaniques de la membrane, introduit dans le modèle, n'a jamais été ajusté aux données expérimentales. Il est souvent fixé à une valeur par défaut relativement faible, typiquement 10^{-9} seconde, puisque dans la majorité des études que nous menons, l'amortissement propre des membranes est dicté essentiellement par l'énergie rayonnée dans le milieu. Ceci n'est bien évidemment pas le cas des modes associés aux effets de baffle. Cet aspect a par ailleurs aussi été discuté par Ballandras *et al.* [3]. Les mesures de couplage inter-colonnes confirmeront cette observation.

10.2 Couplage inter-colonnes

A partir de l'expérience réalisée section 6.3 sur l'étude de la propagation d'une onde à la surface d'un réseau 2-D périodique de cellules, nous avons repris les signaux mesurés pour les comparer aux simulations de couplage inter-colonnes. Les conditions de simulation sont similaires à l'expérience réalisée, à savoir que la colonne simulée possédait uniquement 24 colonnes sur l'un de ses côtés. La topologie des colonnes reste identique à celle de la section précédente, et donc décrite en section 6.3. Nos simulations sont réalisées avec les mêmes conditions d'excitation électrique que dans le cas expérimental. Les tensions de polarisation de la colonne émettrice et des colonnes réceptrices ont été respectivement définies à 60 V et 75 V. Une demi-arche de sinusoïde d'amplitude 20 Vpp et centrée à 5 MHz a été choisie comme signal d'excitation pour la colonne émettrice. Pour ces simulations, le facteur de perte mécanique des membranes a été volontairement ajusté de façon à affiner la confrontation avec le modèle des couplages inter-colonnes. De cette façon il a été défini à 10^{-8} seconde.

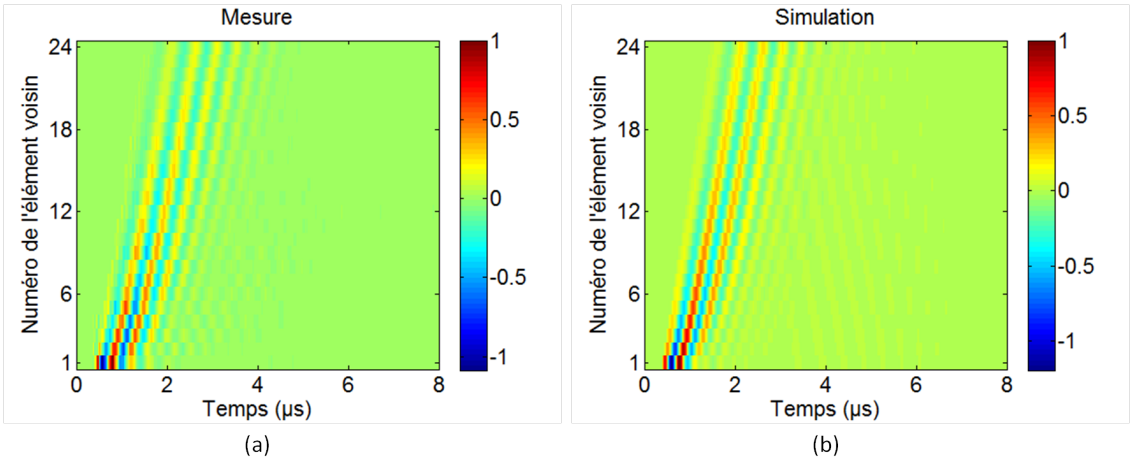


FIGURE 10.2 – Tensions présentes sur l'ensemble des éléments voisins : (a) mesure et (b) simulation.

Les tensions mesurées et simulées sur les colonnes voisines sont représentées respectivement figures 10.2 (a) et (b). Les deux diagrammes sont similaires. On observe bien un effet de dispersion de l'onde rayonnée à l'interface cMUTs/fluide. Afin de comparer plus précisément les formes temporelles mesurées à celles simulées, nous les avons superposées figure 10.3 pour les colonnes numérotées 1, 6, 12 et 24. Les formes recueillies expérimentalement sont parfaitement simulées. Il est clairement observé, sur chacune des formes d'onde, l'existence d'une traîne qui traduit les phénomènes de couplage mutuel entre colonnes. Notons que nous avons comparé ici des amplitudes normalisées, car les conditions de réception du signal (prise en compte d'une désadaptation cMUT / câble / récepteur) ne sont pas suffisamment maîtrisées, pour ne considérer qu'elles n'agissent que comme un simple gain.

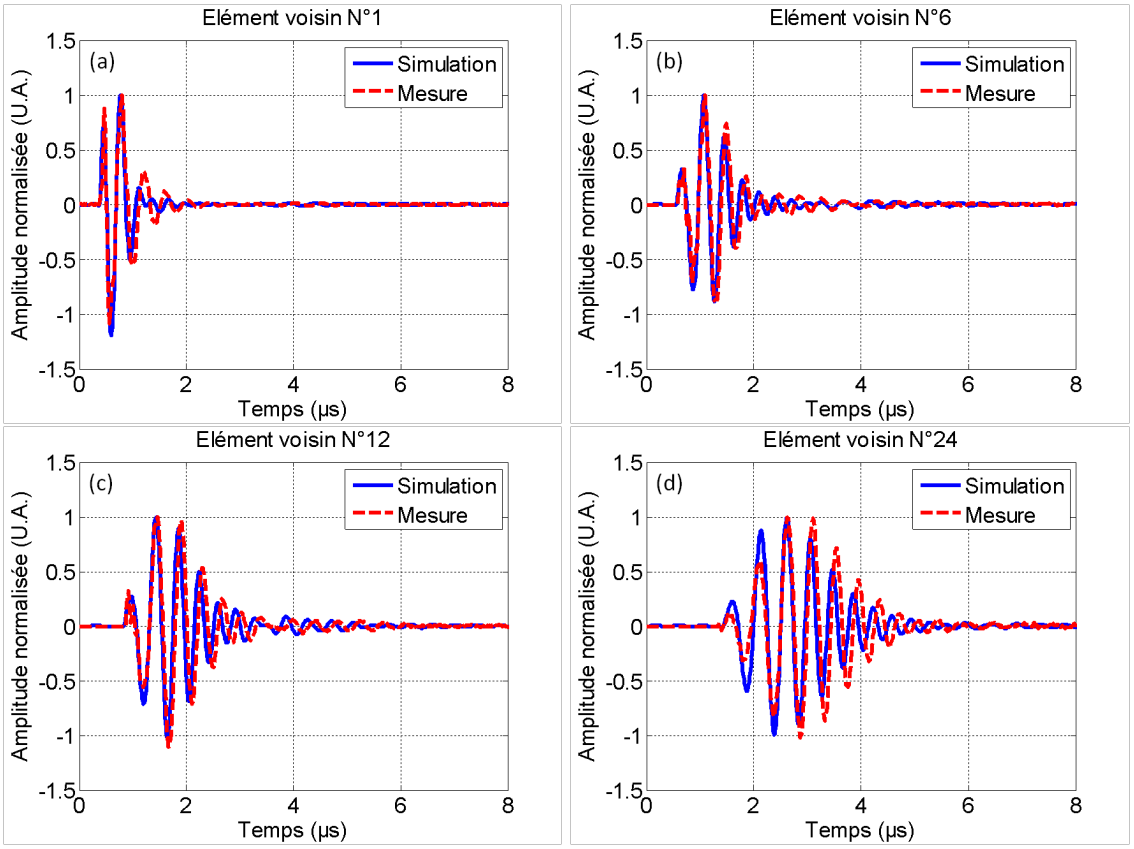


FIGURE 10.3 – Tension électrique simulée (courbes bleues) et mesurée (courbes rouges) sur : (a) la première colonne voisine, (b) la quatrième colonne voisine, (c) la douzième colonne voisine et (d) la vingt quatrième colonne voisine.

10.3 Impédance électrique d'un élément de barrette

Des mesures d'impédance sont ici reportées pour deux configurations différentes d'éléments et comparées aux résultats obtenus avec le modèle approché. Il est intéressant de préciser que ces mesures ont été réalisées sur des éléments situés au centre de leur barrette

respective. Afin de pouvoir les différencier, ces deux éléments sont nommés A et B. Les caractéristiques des cellules composant les éléments A et B sont respectivement présentées tableau 10.1 et tableau 10.2. L'élément A est composé de 4 colonnes et de 271 lignes de cellules. Les pas inter-cellules sont de 14 μm entre deux colonnes et de 7 μm entre deux lignes. En ce qui concerne l'élément B, il est formé de 4 colonnes et 60 lignes de cellules et les pas inter-cellules sont de 15 μm entre deux colonnes et de 10 μm entre deux lignes. La différence fondamentale entre les configurations réside sur la forme des cellules composant les éléments. En effet, dans le cas de l'élément A les cellules sont rectangulaires (62x22 μm^2), alors que pour l'élément B elles sont carrées (25x25 μm^2). Notons que pour l'élément A, le grand côté des cellules est positionné dans la largeur de l'élément et que son rapport de forme est 2.8. De ce fait, au vu des résultats obtenus section 9.3, cet élément est parfaitement modélisable avec le modèle approché.

TABLE 10.1 – Structures et paramètres des cellules de l'élément A

Cavité	Hauteur	200 nm
Membrane	Dimensions	62 x 22 μm^2
	Epaisseur	650 nm
	Module d'Young E_m	190 GPa
	Coefficient de Poisson σ_m	0.22
	Masse volumique ρ_m	3300 kg\m^3
	Permittivité diélectrique relative	9.5
Electrode	Dimensions	49 x 17 μm^2
	Epaisseur	450 nm
	Module d'Young E_e	68 GPa
	Coefficient de Poisson σ_e	0.35
	Masse volumique ρ_m	2700 kg\m^3

TABLE 10.2 – Structures et paramètres des cellules de l'élément B

Cavité	Hauteur	200 nm
Membrane	Dimensions	25 x 25 μm^2
	Epaisseur	450 nm
	Module d'Young E_m	200 GPa
	Coefficient de Poisson σ_m	0.25
	Masse volumique ρ_m	3300 kg\m^3
	Permittivité diélectrique relative	7.5
Electrode	Dimensions	18 x 18 μm^2
	Epaisseur	350 nm
	Module d'Young E_e	68 GPa
	Coefficient de Poisson σ_e	0.35
	Masse volumique ρ_m	2700 kg\m^3

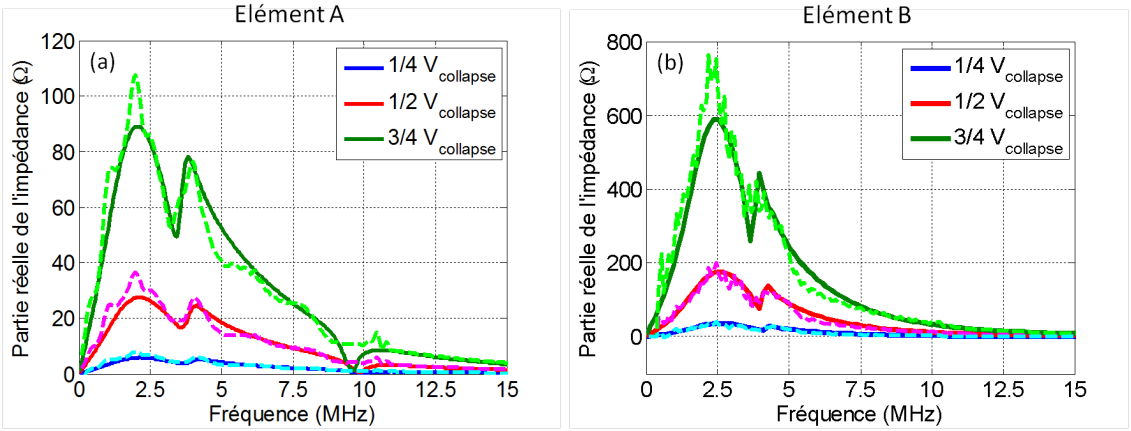


FIGURE 10.4 – Partie réelle de l'impédance éléctrique mésurée (traits discontinus) et simulée (traits continus) pour : (a) l'élément A et (b) l'élément B.

L'impédance électrique de ces deux configurations d'élément a été mesurée dans l'huile. Les résultats théoriques et expérimentaux sont présentés figure 10.4. Quelle que soit la configuration de l'élément et la tension de polarisation, on constate que les simulations se superposent parfaitement aux mesures. On observe notamment, que la fréquence de coupure liée aux effets baffles est parfaitement simulée à 3.2 MHz pour l'élément A et à 4 MHz pour l'élément B. Un léger écart, similaire pour les deux configurations, est cependant observé à 5 MHz pour l'élément A et à 6 MHz pour l'élément B. La présence d'éléments voisins inactifs, dans les cas expérimentaux, peut être à l'origine de ce phénomène. La figure 10.5 représente ainsi la partie réelle de l'impédance électrique de l'élément A, pour les cas où il est entouré de part et d'autre de 0, 1, 4 et 12 éléments voisins. Comme précédemment pour la colonne unique, on voit clairement que l'ajout d'éléments voisins inactifs permet de mieux rendre compte d'un certain nombre de détails sur la courbe de partie réelle de l'impédance. En particulier, au delà de 5 MHz, le simple ajout de 2 éléments voisins inactifs permet de mieux approcher les mesures et de prédire le léger écart observé précédemment. Par ailleurs, on constate, sur la partie réelle expérimentale de l'impédance électrique, l'existence de quelques pics (dont un situé à 2 MHz) que l'on finit par expliquer théoriquement grâce à la prise en compte d'éléments voisins supplémentaires. Certes, la superposition n'est pas parfaite, car elle nécessite comme précédemment, de prendre en compte les pertes visqueuses dans l'huile et les pertes mécaniques des membranes. Il est donc évident qu'une des suites de ce travail sera d'une part, d'intégrer la viscosité du fluide au modèle et d'autre part, d'être capable de fixer les pertes mécaniques des membranes par des mesures préalables menées dans l'air.

Il est intéressant de comparer les mesures d'impédance (figure 10.5) à celles fournies en figure 10.1. Nous avions constaté que l'impédance électrique d'une colonne de cMUT était fortement affectée dès lors qu'elle était entourée de quelques colonnes voisines inactives. Ici, chaque émetteur est constitué de 4 colonnes électriquement en parallèle ; on privilégie donc indirectement un mode de fonctionnement où toutes les colonnes vibrent en phase, et très peu les modes de baffle où les colonnes vibrent en opposition de phase (voir le prochain chapitre). L'amortissement de l'élément est donc, sur ce type de mode, essentiellement pro-

duit par l'énergie rayonnée, bien prise en compte par le modèle. Cela explique pourquoi la simulation de l'impédance électrique de l'élément est très proche de la mesure même si aucun élément voisin n'est pris en compte. Le point essentiel sur ces courbes, comme nous l'avons déjà expliqué, est la présence des fréquences de coupure liées aux effets de baffle dans le spectre de la partie réelle. Dans le prochain chapitre, nous proposons une description analytique de ce phénomène de baffle sans prendre en compte bien sûr la présence d'éléments voisins inactifs.

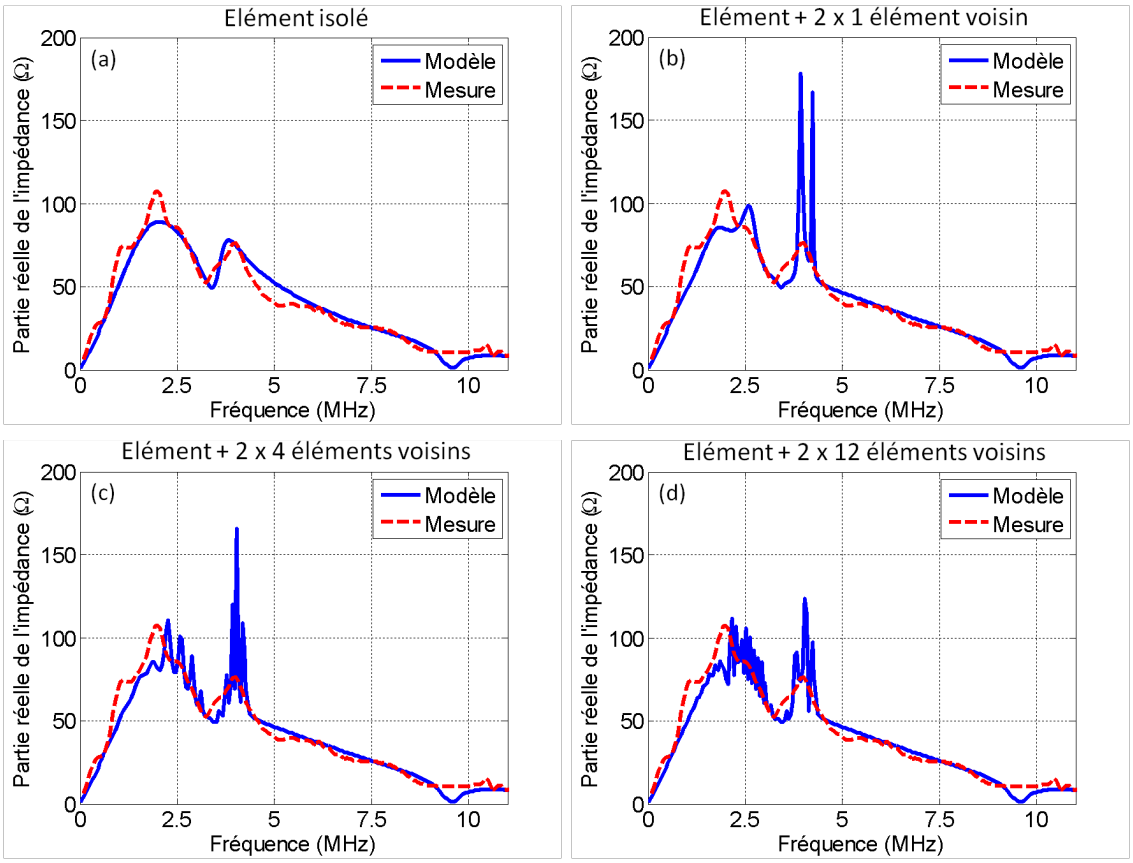


FIGURE 10.5 – Partie réelle de l'impédance électrique mesurée pour l'élément A (courbes rouges) et comparée à celle simulée (courbes bleues) pour des dispostifs composés de : (a) un élément isolé, (b) un élément plus 1 élément inactif de chaque coté, (c) un élément plus 4 éléments inactifs de chaque coté et (d) un élément plus 12 éléments inactifs de chaque coté.

Chapitre 11

Décomposition modale du champ de pression rayonné par un élément de barrette cMUT

Régulièrement mis en évidence au cours des différentes simulations et expérimentations réalisées dans les chapitres précédents, les effets de baffle nous apparaissent comme un aspect indissociable du comportement des éléments cMUT. Dans la littérature [24], ils sont interprétés comme étant dus aux interactions inter-cellules, mais aucune étude n'a clairement indentifiée les mécanismes responsables de ces phénomènes.

L'objectif de cette partie est d'expliquer l'origine des effets de baffle. Pour cela, une approche basée sur la décomposition en mode propre de la matrice admittance ($[Y]$) du modèle simplifié sera proposée, afin d'exprimer autrement le champ de pression rayonné par un élément cMUT. De ce formalisme, une interprétation physique des phénomènes liés aux effets de baffle sera réalisée et des strastégies seront proposées afin d'optimiser la réponse élémentaire d'un émetteur cMUT.

11.1 Redéfinition du schéma électroacoustique équivalent d'un élément

De façon similaire au schéma électroacoustique classique, ce nouveau schéma équivalent est établi à partir des équations mises en place pour le modèle approché d'un élément de barrette (équations 9.4 et 9.9). On repart des relations matricielles suivantes :

$$\begin{cases} [I] & = [K_{ee}][V] + [K_{em}][\langle \dot{u} \rangle] \\ [\langle \dot{u} \rangle] & = [Y][F_e] \end{cases} \tag{11.1}$$

avec :

- $[I]$ le vecteur regroupant les intensités électriques entrant sur une cellule de chacune des colonnes de l'élément,
- $[V]$ le vecteur regroupant les tensions appliquées à chacune des colonnes de l'élément,

- $[F_e]$ le vecteur regroupant les forces électrostatiques appliqué aux cellules de chacune des colonnes de l'élément,
- $[\langle \dot{u} \rangle]$ le vecteur regroupant les vitesses moyennes de déplacement des cellules de chacune des colonnes de l'élément,
- $[K_{ee}]$ la matrice permettant de relier les grandeurs électriques entre elles,
- $[K_{em}]$ la matrice permettant de relier les grandeurs électriques aux grandeurs acoustiques,
- $[Y]$ la matrice admittance.

A partir des deux équations précédentes (équation 11.1), il est possible d'exprimer le vecteur représentant les courants entrant sur une cellule de chacune des colonnes de l'élément de la façon suivante :

$$[I] = [K_{ee}][V] + [K_{em}][Y][F_e] \tag{11.2}$$

En exprimant les matrices par leurs termes respectifs, cette équation devient :

$$[I] = jC_0\omega[V] + \Phi^2[Y][V] \tag{11.3}$$

où :
- C_0 est la capacité statique d'une cellule,
- Φ est le coefficient de transformation électroacoustique.

La décomposition de la matrice admittance $[Y]$ en modes propres permet de reformuler cette matrice sous la forme suivante :

$$[Y] = [V_p][\lambda][V_p]^{-1} \tag{11.4}$$

avec $[\lambda]$ la matrice diagonale des valeurs propres de la matrice admittance et $[V_p]$ la matrice des vecteurs propres. Notons que les vecteurs propres sont rangés en colonne à l'intérieur de la matrice. La matrice d'admittance étant de dimension NxN, on obtient de sa décomposition N valeurs propres et N vecteurs propres. Par la suite, on appellera λ_i la valeur propre associée au vecteur propre $[V_{p,i}]$.

De plus, les paramètres α_i sont introduits comme étant les projections du vecteur tensions ($[V]$) dans la base des vecteurs propres de la matrice admittance ($[V_p]$). De cette façon, le vecteur tension peut s'écrire :

$$[V] = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i [V_{p,i}] \tag{11.5}$$

En reprenant l'expression modale de la matrice admittance (équation 11.4) et l'équation des coefficients de projection du vecteur tension dans la base des vecteurs propres (équation 11.5), le vecteur représentant les courants entrant sur une cellule de chacune des colonnes devient :

$$[I] = jC_0\omega[V] + \sum_{i=1}^{N} \Phi^2 \alpha_i \lambda_i [V_{p,i}] \tag{11.6}$$

De part la définition de la matrice admittance ($[Y] = [[K_{mm}] + [G_{eau}]]^{-1}$) et le fait que la matrice des rigidités ($[K_{mm}]$) soit purement diagonale (équation 9.7), il est possible de démontrer facilement les propriétés suivantes de la matrice d'admittance :

- ses vecteurs propres sont identiques à ceux de la matrice de rayonnement $[G_{eau}]$ et dépendent, par conséquent, uniquement de la géométrie et de la disposition des cellules formant l'élément,
- ses valeurs propres sont reliées à celles de la matrice de rayonnement (γ_i) par la relation suivante :

$$\lambda_i = \frac{1}{\gamma_i + Z_m} \tag{11.7}$$

avec Z_m l'impédance mécanique des membranes composant l'élément.

A partir de la relation précédente, l'équation 11.6 se réécrit sous la forme :

$$[I] = jC_0\omega[V] + \sum_{i=1}^{N} \Phi^2 \frac{\alpha_i}{\gamma_i + Z_m}[V_{p,i}] \tag{11.8}$$

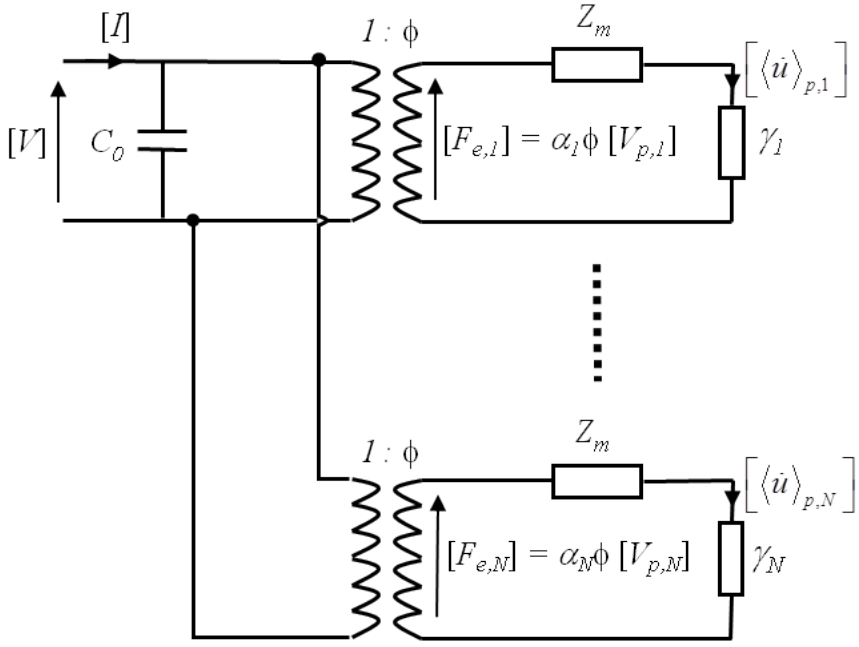


FIGURE 11.1 – Schéma électroacoustique d'un élément barrette établi à partir de la décomposition modale de la matrice d'admittance.

L'équation 11.8 permet de reformuler le schéma électroacoustique équivalent d'un élément de barrette. Ce nouveau schéma est présenté figure 11.1. Sa particularité est d'être composé d'un port électrique et de N ports acoustiques. De cette façon, chaque port acoustique est associé à un mode de rayonnement de l'élément de barrette. La partie électrique du schéma électroacoustique équivalent est conservée identique à celle définie pour le schéma

traditionnel. Ses variables sont le vecteur des courants rentrant sur une cellule de chacune des colonnes ($[I]$) et le vecteur des tensions appliquées à chacune des colonnes ($[V]$). Chaque port de la partie acoustique du schéma électroacoustique est, quant à lui, composé de :

- deux impédances en série (Z_m et γ_i),
- du vecteur force électrostatique défini par : $[F_{e,i}] = \Phi\alpha_i[V_{p,i}]$,
- du vecteur $[\langle\dot{u}\rangle_{p,i}]$ représentant la vitesse moyenne générée par le mode propre i.

Contrairement au schéma électroacoustique classique, cette nouvelle représentation permet de décomposer la vitesse de déplacement des cellules, comme étant la somme des vitesses générées par chacun des modes propres de la matrice ($[Y]$). De cette façon, le vecteur des vitesses moyennes de déplacement des cellules s'écrit :

$$[\langle\dot{u}\rangle] = \sum_{i=1}^{N}[\langle\dot{u}\rangle_{p,i}] \tag{11.9}$$

Décomposée ainsi, l'expression de la vitesse de déplacement des cellules s'avère particulièrement intéressante pour la conception d'un élément de barrette. En effet, cette méthode offre la possibilité d'optimiser la réponse élémentaire, de façon à favoriser le mode de rayonnement souhaité pour le transducteur. En général, pour des applications de type imagerie, le mode de rayonnement favorisé sera le mode large bande où toutes les cellules vibrent en phase. Cependant, rien n'empêche d'avantager un autre mode de rayonnement pour d'autre applications, comme par exemple la conception de capteurs [80, 10].

De plus, ce modèle donne une interprétation physique au mécanisme de couplage cMUTs/fluide. Selon le schéma figure 11.1, chaque valeur propre (γ_i) de la matrice de rayonnement $[G_{eau}]$ s'interprète simplement comme l'impédance de rayonnement associée au mode i. L'équation 11.8 montre clairement, que l'amplitude d'un mode i dépend du coefficient de projection du vecteur tension ($[V]$) dans la base des vecteurs propres associé à ce mode (α_i) et du terme ($Z_m + \gamma_i$), c'est à dire du couplage entre la mécanique des membranes et le fluide. Par conséquent, la sélection d'un mode propre i peut se faire, soit en injectant un vecteur tension permettant de sélectionner ce mode, soit en optimisant le terme ($Z_m + \gamma_i$).

11.2 Description des modes propres

Les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice d'admittance sont calculés numériquement pour chaque fréquence de la plage d'analyse. La principale difficulté de ce calcul réside dans le tri des valeurs numériques calculées. En effet, de base le calcul fournit, à chaque pas fréquentiel, les modes propres rangés par ordre croissant des valeurs propres. Notre objectif étant d'observer l'évolution de ces grandeurs en fonction de la fréquence, un algorithme a été développé afin de ranger correctement les grandeurs calculées. Le principe de cet algorithme consiste à reclasser les valeurs propres et leurs vecteurs propres associés, de façon à conserver la continuité de leur réponse en fréquence.

Dans cette section, la description des modes de rayonnement d'un élément de barrette a été réalisée pour l'élément B décrit section 10.3. Cet élément sera la configuration de

référence pour l'ensemble de l'étude réalisée par la suite. Etant composé de 4 colonnes, la décomposition modale de sa matrice admittance donne de façon logique 4 modes propres. L'évolution des 4 valeurs propres en fonction de la fréquence est représentée figure 11.2-(a). La figure 11.2-(b) représente, quant à elle, l'évolution du produit $(\alpha_i \times \lambda_i)$ des valeurs propres avec les coefficients de projection obtenus pour un vecteur tension unitaire ($[V]$=[1 1 1 1]). Les composantes et les diagrammes de directivité des quatre modes de rayonnement de l'élément sont représentés figure 11.3. Afin de faciliter l'interprétation des vecteurs propres, leurs composantes sont représentées en fonction de l'axe normalisé $\frac{fd_x}{c_0}$ exprimant le rapport entre la distance d_x entre les colonnes et la longueur d'onde dans le fluide. Cette normalisation a été choisie au vu des variables de la première harmonique spatiale de la fonction de Green 1-D périodique (équation 7.5). Pour rappel, tant que la fréquence n'a pas atteint la première résonance de Bragg, c'est à dire tant que $f < \frac{c_0}{d_y}$, la fonction de Green 1-D périodique peut être approximée par :

$$G_{1D}(x, y, \omega) \approx \frac{\rho_0 \omega}{2} H_0^{(1)}\left(x \frac{\omega}{c_0}\right) \tag{11.10}$$

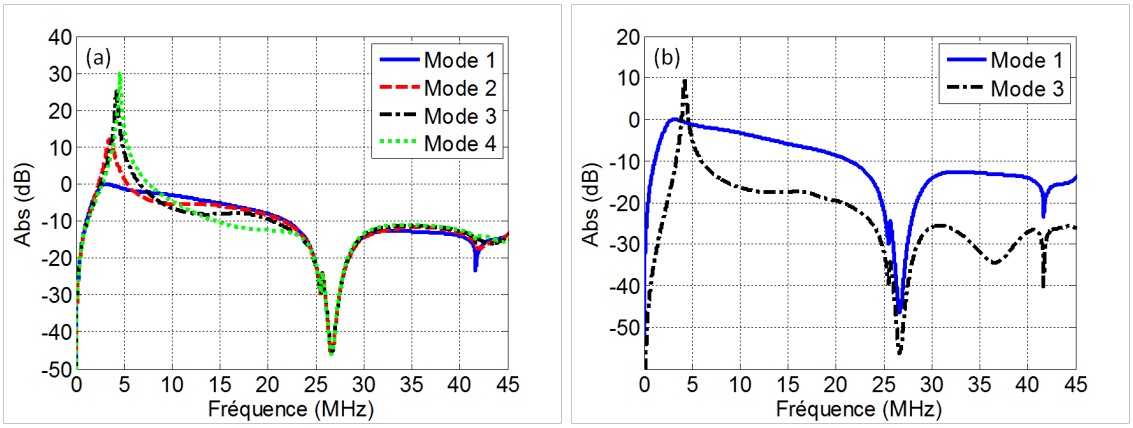


FIGURE 11.2 – (a) Evolution en fonction de la fréquence des valeurs propres (λ_i) de la matrice admittance. (b) Evolution en fonction de la fréquence du produit $(\alpha_i \times \lambda_i)$ entre les coefficents de projection et les valeurs propres. Les coefficeints de projection sont obtenus pour un vecteur tension unitaire : $[V] = [1111]$

L'analyse des modes propres présentés figures 11.2 et 11.3 montre que le comportement d'un élément composé de N colonnes est assimilable à celui d'une source multipolaire comportant N « lignes sources ». Pour l'élément de référence composé de 4 colonnes de cellules, il est en effet possible de représenter chacun de ses modes de rayonnement par une combinaison de 4 lignes sources vibrant, soit en phase, soit en opposition de phase. Le premier mode, correspond au cas où toutes les cellules de l'élément vibrent en phase, il est noté (+ + + +). Le second est un mode de vibration asymétrique, où les deux lignes du bord vibrent en phase pendant que les deux autres vibrent en opposition de phase : (+ + - -). Le troisième mode est symétrique, étant donné que les deux lignes du bord vibrent en opposition de phase avec les deux lignes du centre : (+ - - +). Le dernier, le mode 4, correspond quant à lui à un mode asymétrique de vibration, où les lignes paires vibrent en opposition de phase avec les lignes impaires (+ - + -).

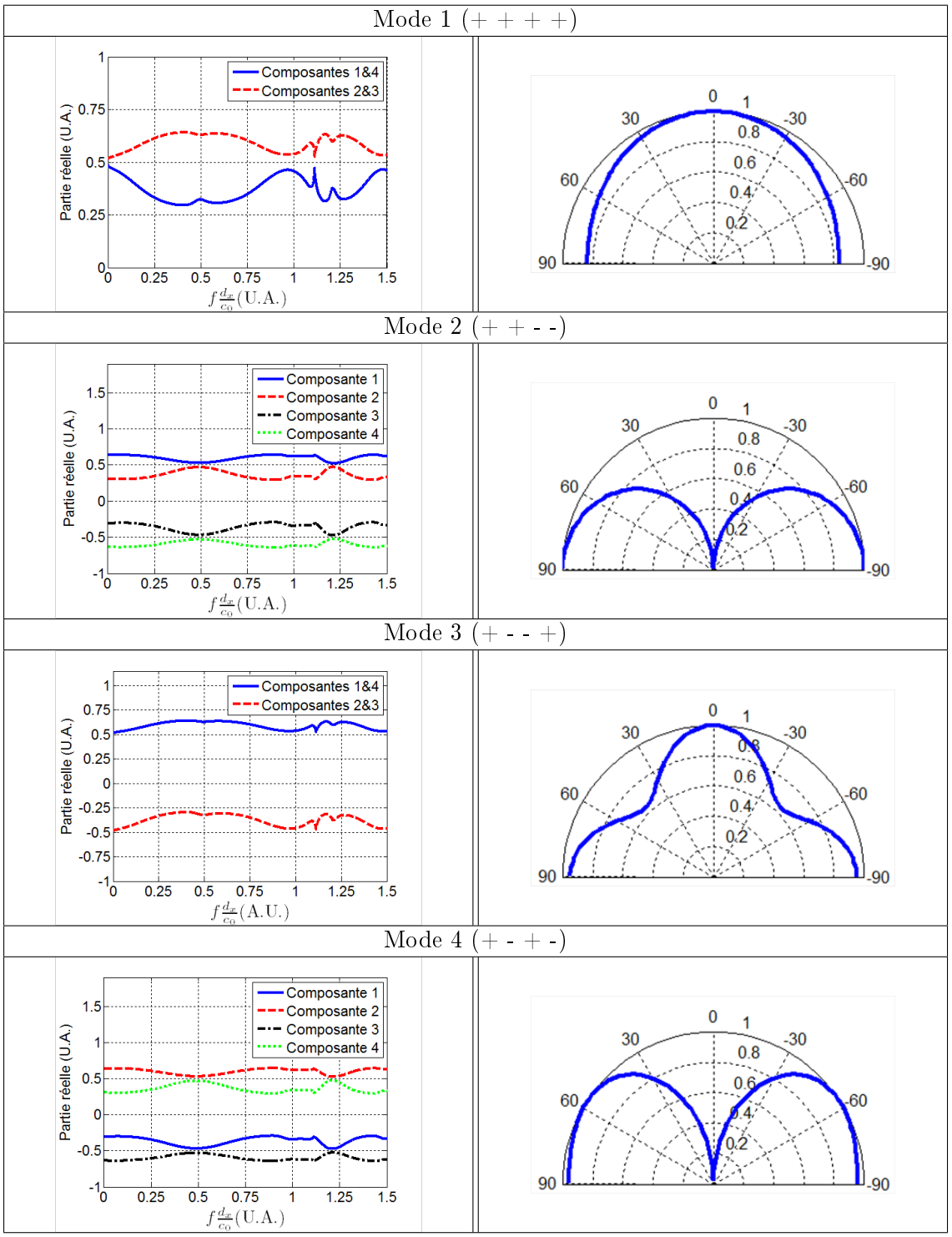


FIGURE 11.3 – Evolution des composantes de chacun des vecteurs propres en fonction de l'axe normalisé $\frac{fd_x}{c_0}$ (colonne de gauche) et diagrammes de directivité de chacun des modes de rayonnement tracés pour $\frac{fd_x}{c_0} = 0.25$ (colonne de droite)

Les valeurs propres réprésentées figure 11.2-(a) montrent que le mode de rayonnement le plus amorti est bien le mode 1. Ce mode correspondant au cas où toutes les cellules de l'élément vibrent en phase, il apparait donc normal qu'il soit le plus amorti, étant donné qu'on est dans la situation où la masse de fluide mise en mouvement par les cellules est la plus importante. Notons que ce mode correspond au mode de rayonnement utile pour faire de l'imagerie. Par conséquent, dans la plupart des cas, il est le mode de rayonnement qu'il faut chercher à optimiser lors de la conception des barrettes. De part leur topologie, les autres modes de rayonnement provoquent uniquement des mouvements qui restent généralement localisés à l'interface fluide/cMUTs. Les masses de fluide mises en jeu par ces modes étant moins importantes que dans le cas du mode 1, il est normal d'observer, sur les valeurs propres associées à ces modes, que leur résonance est moins amortie (figure 11.2-(a)). Ces modes de rayonnement sont à l'origine des effets de baffle observés dans le comportement des éléments.

Au vu de la représentation mise en place, la sélection des modes de rayonnement présents dans la réponse finale de l'élément, apparait clairement comme étant due au vecteur tension utilisé. Avec un vecteur tension symétrique (on applique la même tension sur toutes les colonnes de l'élément), on sélectionne uniquement les modes de rayonnement symétriques. Mathématiquement, ce phénomène se traduit par le fait que les coefficients de projection α_2 et α_4 sont nuls. Pour un vecteur d'excitation unitaire ($[V] = [1111]$), on confirme pour notre élément de référence que seules les composantes 1 et 3 sont non nulles (figure 11.2-(b)). Par conséquent, le champ de pression rayonné par cet élément sera simplement la combinaison linéaire des modes propres 1 et 3, avec comme facteur d'amplitude $\alpha_1 \times \lambda_1$ et $\alpha_3 \times \lambda_3$. La comparaison des produits $\alpha_i \times \lambda_i$, obtenue pour l'élément de référence (figure 11.2-(b)), montre que la pression rayonnée par cet élément sera principalement définie par le mode 1, à l'exception de la fréquence où la quantité de mode 3 dépasse celle de mode 1. Notons sur ces courbes, que le maximum d'amplitude du mode 1 est atteint à 2.5 MHz et que celui du mode 3 est atteint à 4 MHz. Ces valeurs correspondent respectivement, sur l'impédance électrique de l'élément (figure 10.4-(b)), à la fréquence où le maximum d'amplitude est atteint et à la fréquence du pic correspondant aux effets de baffle.

Le diagramme de directivité du mode 3 permet d'identifier que ce mode de rayonnement transmet majoritairement de l'énergie au fluide selon deux directions : le plan de l'élément et le plan perpendiculaire au plan de l'élément. En fournissant de façon non négligeable de l'énergie dans l'axe de l'élément, les contributions du mode 3 seront nécessairement observées dans la réponse électroacoustique de l'élément. Même en supposant qu'ils auraient été sélectionnés par le vecteur excitation, les contributions des modes 2 et 4 ne seraient pas visibles en champ lointain dans la réponse électroacoustique de l'élément, étant donné que ces modes rayonnent uniquement dans le plan de l'élément.

Les évolutions des composantes des vecteurs propres représentées figure 11.3, montrent clairement que la topologie du réseau de cellules cMUT joue un rôle sur la bande passante de l'élément. Pour les modes de rayonnement symétriques (modes 1 et 3), on constate que le réseau de lignes sources agit comme un filtre passe bande dont la fréquence centrale f_c est fixée à $\frac{f_c d_x}{c_0} = 0.5$ et dont la fréquence limite haute f_l est atteinte pour $\frac{f_l d_x}{c_0} = 1$. Notons que dans le cas de l'élément de référence, la fréquence de coupure due à la périodicité du réseau en y, fixée à $f_{cy} = \frac{d_y}{c_0}$ (première résonance de Bragg), intervient après la fréquence

f_l. En pratique, cette situation est la plus favorable étant donnée quelle permet d'utiliser l'ensemble de la bande passante proposée par le réseau de lignes sources. Il serait en effet dommage de réduire la bande passante potentielle d'un élément, en introduisant à des fréquences trop basses, une fréquence de coupure liée à la périodicité du réseau suivant y. En ce qui concerne les deux modes asymétriques (modes 2 et 4), le réseau de lignes sources se comporte pour ces modes, comme un filtre passe bas, dont la fréquence limite haute est définie par $\frac{f_l d_x}{c_0} = 0.5$.

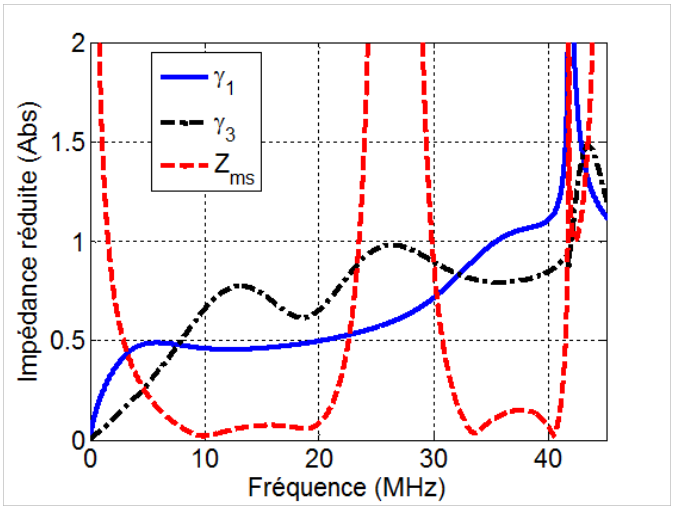


FIGURE 11.4 – Evolution des valeurs propres γ_1 (courbe bleue) et γ_3 (courbe noire) de la matrice de rayonnement et de l'impédance mécanique des membranes (courbe rouge). Chaque courbe est normalisée par l'impédance acoustique du fluide (ici de l'eau avec $Z_0 = \rho_0 c_0 = 1.5 \times 10^6$)

Afin de conclure cette analyse des modes, nous avons représenté figure 11.4 les valeurs propres (γ_1 et γ_3) de la matrice de rayonnement et l'impédance mécanique des membranes (Z_m). Le choix a été fait de limiter cette étude aux modes symétriques, étant donné que les autres modes ne sont pas présents dans la réponse d'un élément de barrette (excitation en phase des colonnes). Pour rappel, les valeurs propres (γ_i) de la matrice de rayonnement $[G_{eau}]$ sont interprétées comme des impédances de rayonnement. La fréquence d'intersection des courbes γ_i et Z_m représente, pour chaque mode i, la fréquence pour laquelle le mode de rayonnement i est le mieux couplé au fluide, autrement dit la fréquence où ce mode transmet le maximum d'énergie au fluide. Ces fréquences peuvent être assimilées aux fréquences de résonance de chaque mode propre. En ce qui concerne le mode 3, la fréquence d'intersection entre son impédance de rayonnement et l'impédance mécanique est observée à 4 MHz (figure 11.4). Cette fréquence correspond exactement au maximum de la valeur propre λ_3 (figure 11.2-(a)) et au pic de la fréquence de coupure observée sur l'impédance électrique (figure 10.4-(b)). Notons qu'après le point d'intersection, l'impédance de rayonnement γ_3 continue d'augmenter, ce qui explique pourquoi la valeur propre λ_3 décroit rapidement dès que la fréquence de résonance est passée. Le comportement du mode 1 est différent de celui du mode 3, mais il présente aussi une fréquence de résonance. L'intersection entre γ_1 et Z_m se produit à très basse fréquence, pour une valeur inférieure à celle de l'intersection de Z_m

avec γ_3. La large bande passante du mode 1, s'explique par le fait que γ_1 reste quasiment constant jusqu'à 25 MHz une fois la fréquence d'intersection passée. Notons que la valeur constante de γ_1 correspond au taux de surface active de l'élément, ici il vaut 0.45. De plus, on remarque que les impédances de rayonnement des modes sont très grandes devant l'impédance mécanique dès lors que la fréquence de résonance est passée. En d'autres termes, c'est bien le fluide qui apporte toute l'inertie vibratoire. A 25 MHz, l'impédance de mécanique atteint un maximun, c'est le mode 2 de vibration des membranes qui définit la fréquence de coupure haute de la réponse de l'élément.

11.3 Approches pour diminuer les effets de baffle

Très peu de solutions sont proposées dans la littérature pour s'affranchir des effets de baffle. Cependant, Ronnekleiv *et al.* ont proposé une solution intéressante et facile à mettre en place [9]. Ils ont en effet démontré que le dépôt d'une fine couche de matériau viscoélastique, tel que du silicone, permettait de réduire fortement l'amplitude des effets de baffle. Etant donné que les barrettes cMUT sont généralement recouvertes par une lentille en silicone, il apparait normal que l'amplitude des effets de baffle soit souvent minime dans les exemples de sonde intégrée rapportés dans la littérature. La tendance étant majoritairement de chercher à supprimer ou à réduire l'épaisseur de cette couche de silicone, notamment pour les applications hautes fréquences, il s'avère nécessaire de trouver des solutions alternatives afin de réduire l'amplitude des effets de baffle.

Au cours de l'étude réalisée section 8.2, nous avons démontré que les contributions des effets sur le champ de pression rayonné diminuaient en augmentant le nombre de colonnes par élément. Au vu de cette observation, les stratégies de formation d'images basées sur l'utilisation simultanée de plusieurs émetteurs, nous apparaissent comme une solution particulièrement intéressante pour réduire les effets de baffle. En effet, en conjuguant ces stratégies de formation d'images à une barrette dont les espaces inter-éléments ont été définis identiques aux espaces inter-colonnes, nous obtenons en émission une topologie d'émetteurs proche de celle d'un réseau 2-D périodique de cellules. De cette façon, l'amplitude des effets de baffle sur le spectre de la pression rayonnée sera fortement diminuée. Selon l'analyse modale, l'augmentation du nombre de colonnes excitées, revient à augmenter le nombre de modes de rayonnement symétriques présents dans la réponse de l'élément. La sommation de ces modes en champ lointain n'étant pas constructive, elle contribue à diminuer leur impact sur la pression rayonnée.

Précédemment (section 11.2), il a été démontré que le vecteur tension, à travers ses coefficients de projection α_i, permettait de sélectionner les modes de rayonnement présents dans la réponse final de l'élément. Une solution, pour s'affranchir des effets de baffle, consiste à injecter un vecteur tension proportionnel au vecteur propre du mode 1, de façon à ce que seul le coefficient de projection α_1 soit non nul. Ainsi, la réponse de l'élément dépend uniquement du mode 1 et les cellules de l'élément vibrent en phase quelle que soit la fréquence. La mise en place expérimentale de cette méthode requiert des éléments dont les colonnes sont pilotables individuellement. Au vu des difficultés rencontrées lors de la conception de ces dispositifs, il nous a été impossible de tester cette méthode expérimentalement. De ce fait, cette méthode a été validée théoriquement à partir du modèle exact

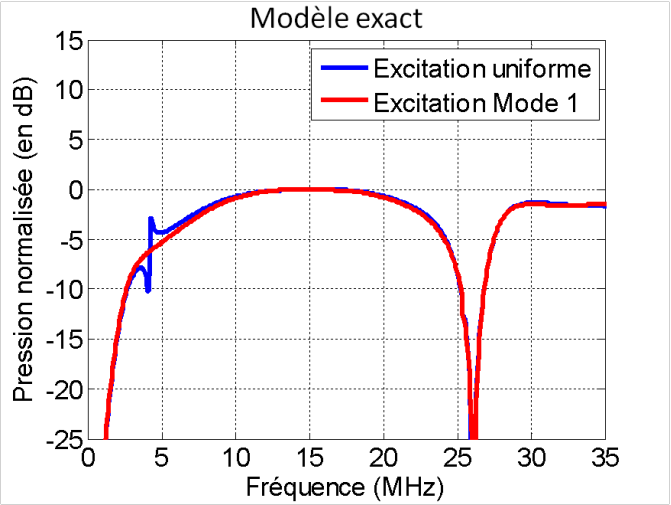


FIGURE 11.5 – Pression rayonnée en champ lointain, calculée à partir du modèle exact, pour un vecteur excitation unitaire ($V = [1111]$) (courbes bleues) et pour un vecteur excitation correspondant au vecteur propre du mode 1 (courbes rouges).

(chapitre 8). Pour un vecteur tension unitaire et un vecteur tension proportionnel au vecteur propre du mode 1, nous avons ainsi simulé, avec le modèle exact, la pression rayonnée en champ lointain par l'élément de référence (figure 11.5). Rappelons que le vecteur propre du mode 1 a été obtenu à partir de l'analyse modale appliquée au modèle approché et cela de façon indépendante du modèle exact. On constate que la coupure due aux effets de baffle a bien complètement disparu du spectre de la pression rayonnée. En plus de réduire de façon non négligeable les temps de modélisation, ce résultat montre que le modèle approché permet d'améliorer notre compréhension du comportement des barrettes cMUT. Cette méthode peut être bien sûr aussi utilisée pour sélectionner d'autres modes propres, selon l'application.

11.4 Optimisation de la réponse en fréquence d'un élément

Après avoir proposé, au cours de la section précédente, différentes méthodes afin d'éliminer les effets de baffle, notre étude s'oriente désormais vers la mise en place de stratégies d'optimisation du mode large bande (mode 1). A partir du schéma électroacoustique équivalent (figure 11.1), on démontre que le vecteur vitesse généré par chaque mode de rayonnement peut s'écrire sous la forme :

$$[\langle \dot{u} \rangle_{p,i}] = \Phi \left(\alpha_i \times \lambda_i\right) [V_{p,i}] \tag{11.11}$$

De cette façon, on identifie aisément que le vecteur vitesse $[\langle \dot{u} \rangle_{p,1}]$ généré par le mode propre 1 dépend uniquement de trois termes :

- Φ le coefficient de transformation électroacoustique,
- $\alpha_1 \times \lambda_1$ le produit entre le coefficient de projection et la valeur propre associés au mode 1,

– $[V_{p,1}]$ le vecteur propre du mode 1.

Le coefficient de transformation électroacoustique étant un simple coefficient, il ne possède qu'un faible impact sur la forme de la vitesse générée par le mode propre 1. De ce fait, ce paramètre ne permet pas d'optimiser la réponse d'un émetteur. Seul l'impact du vecteur propre du mode 1 et du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ sera étudié. Il faut rappeler que les valeurs propres de la matrice admittance ($[Y]$) sont les mêmes que celles de la matrice de rayonnement ($[G_{eau}]$), car la matrice des rigidités $[K_{mm}]$ est purement diagonale (relation 9.7). De ce fait, pour une périodicité en y fixée, les valeurs propres de $[Y]$ ne dépendent que de la topologie du réseau, et donc uniquement du pas du réseau en x, d_x, et du rapport entre la largeur des membranes et d_x.

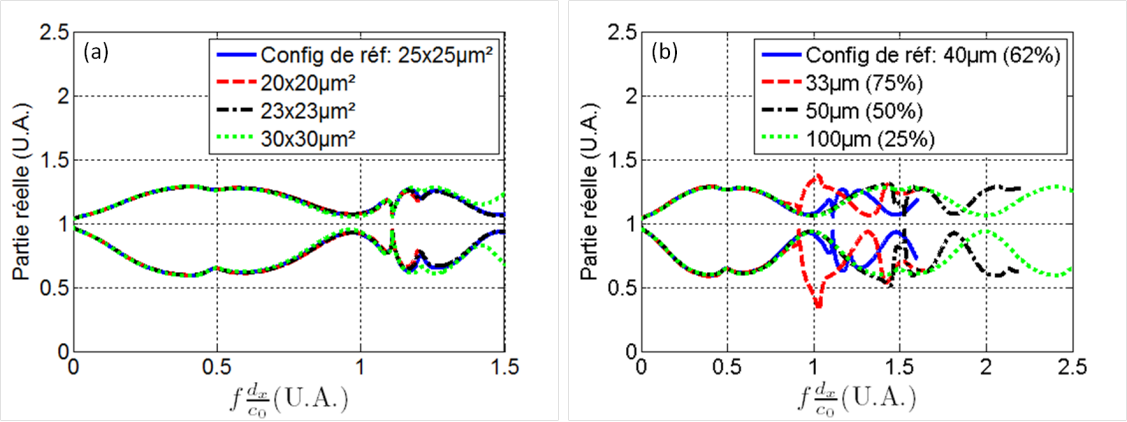


FIGURE 11.6 – Composantes du vecteur propre du mode 1 pour : (a) l'élément de référence composé d'un pas inter-colonnes de 40 μm et de cellules carrées de largeur 25 μm (courbes bleues), 20 μm (courbes rouges), 23 μm (courbes noires) et 30 μm (courbes vertes) et (b) l'élément de référence composé de cellules carrées de largeur 25 μm et d'un pas inter-colonnes de 40 μm (courbes bleues), 33 μm (courbes rouges), 50 μm (courbes noires) et 100 μm (courbes vertes).

Le point de départ de notre analyse est donc de regarder comment évoluent les composantes du vecteur propre 1 en fonction, respectivement, de ces deux paramètres. Partant de la configuration de référence, nous avons fait évoluer d'un côté la largeur des membranes (20 μm, 23 μm, 25 μm, 30 μm) en maintenant le pas d_x constant (figure 11.6-(a)), et de l'autre, le pas d_x (33 μm, 40 μm, 50 μm et 100 μm) en conservant la largeur (figure 11.6-(b)). Sur la figure 11.6-(a), on constate que les trois courbes sont parfaitement superposées. Le taux de remplissage n'impacte donc pas les modes propres. De la même façon, lorsque l'on change le pas du réseau (figure 11.6-(b)), toutes les courbes se superposent. Ce résultat confirme notre choix d'observer les vecteurs propres non pas en fonction de la fréquence, mais en fonction de la fréquence normalisée $\frac{fd_x}{c_0}$. On voit simplement, sur la figure 11.6-(b), apparaître la coupure liée à la périodicité en y, alors que le pas d_x diminue. En pratique, cette situation est à éviter car on vient dégrader potentiellement la bande passante de l'élément. Cette indépendance des vecteurs propres au taux de remplissage est donc une donnée essentielle, car finalement, seule la périodicité modifie les vecteurs propres par un simple effet d'homothétie. D'un point de vu pratique, si l'on voulait sélectionner

uniquement le mode propre 1, comme nous l'avons discuté auparavant, cela signifie que les formes d'onde à transmettre à chaque colonne seraient les mêmes, quel que soit le taux de remplissage. C'est donc uniquement le produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ qu'il faut optimiser.

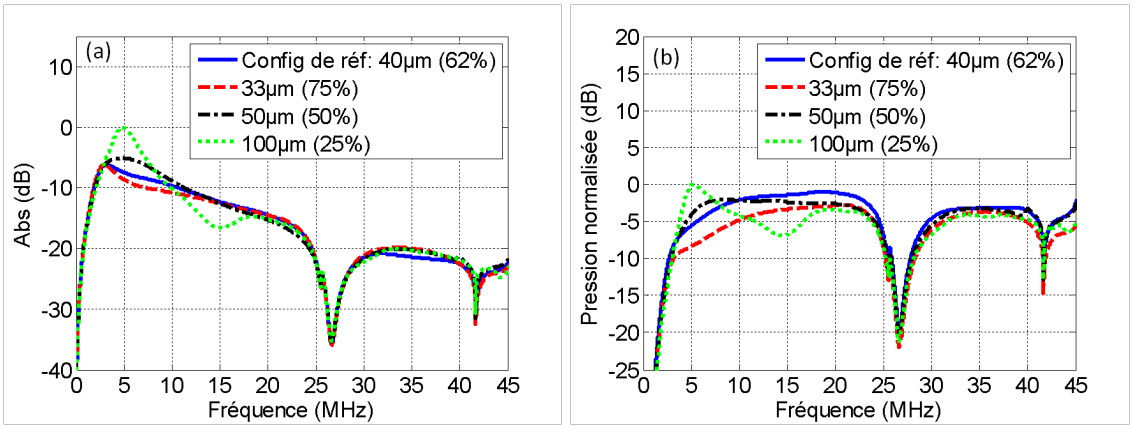


FIGURE 11.7 – Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé d'un pas inter-colonnes de 40 μm (courbes bleues), 33 μm (courbes rouges), 50 μm (courbes noires) et 100 μm (courbes vertes). Pour ces simulations la taille des cellules est fixée à 25x25 μm^2.

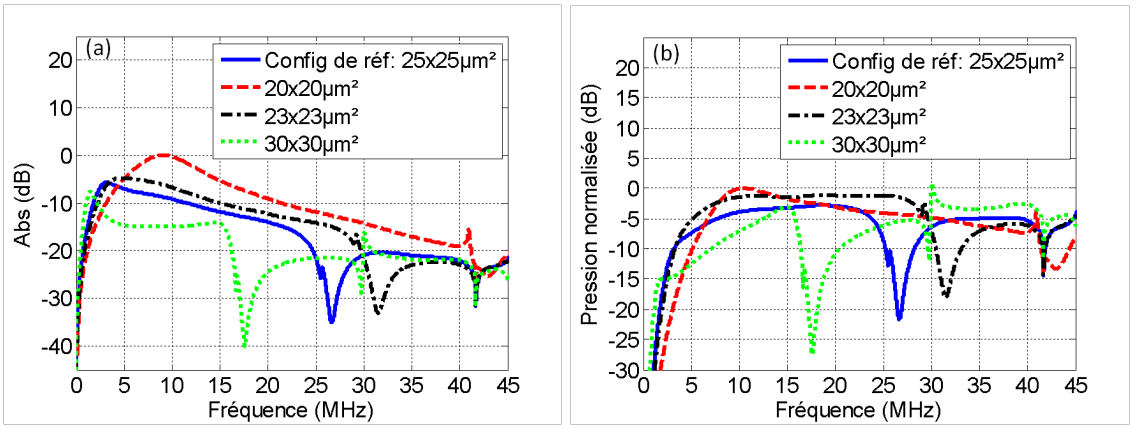


FIGURE 11.8 – Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé de membranes carrées de largeur 25 μm (courbes bleues), 20 μm (courbes rouges), 23 μm (courbes noires) et 30 μm (courbes vertes). Pour ces simulations le pas inter-colonnes est fixé à 40 μm.

Pour les mêmes paramètres que ceux de la figure 11.6, les simulations du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et du champ de pression rayonné par le mode 1 sont reportées dans les figures 11.7 (pas d_x variable - largeur de membrane fixe) et 11.8 (pas d_x constant - largeur de membrane variable). Pour analyser ces résultats, concentrons nous sur le spectre de la pression rayonnée, dont nous pourrons interpréter la forme au regard de l'évolution du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$. Notons que toutes les courbes ont systématiquement été normalisées par la valeur maximum des 4

situations décrites. Les courbes de pression sont donc parfaitement comparables en termes d'amplitude. Pour les deux jeux de simulation, on identifie clairement des situations favorables en termes de réponse en fréquence, à savoir un spectre parfaitement centré autour d'une fréquence centrale avec une symétrie de part et d'autre de cette fréquence, mettant en exergue la signature des technologies cMUT, à savoir des bandes passantes supérieures à 100 %. Sur la figure 11.7-(b), alors que la taille de membrane est de 25 μm, on obtient cette forme « quasi-optimale » lorsque le pas est compris entre 40 μm et 50 μm. Notons que le pas le plus petit, donnant le meilleur taux de couverture n'apporte pas de gain que ce soit en termes de sensibilité ou de bande passante. Lorsque le pas est constant, ici 40 μm (figure 11.8-(b)), les largeurs de membrane optimales sont comprises entre 23 μm et 25 μm. L'interprétation physique de ces optima est la même, bien qu'étant obtenus pour des paramètres de simulation différents. Si l'on analyse la figure 11.7-(a), on voit que la fréquence de résonance du mode 1 se décale vers les hautes fréquences alors que le pas du réseau augmente, c'est naturellement dû à une variation de l'impédance de rayonnement γ_1. Lorsque le pas est fixe, le fait de diminuer la taille de la membrane, et donc le taux de remplissage (figure 11.8-(a)), donne le même comportement. Cette fréquence de résonance qui identifie le couplage maximal entre les cMUTs et le fluide est fondamentale car c'est elle qui définit la partie basse fréquence du spectre rayonné par l'émetteur. Il faut analyser la position de cette fréquence de résonance au regard des courbes de variation du vecteur propre 1 données dans la figure 11.6. Lorsque le taux de remplissage diminue, on décale la résonance du mode 1 vers des valeurs trop élevées de la fréquence normalisée $\frac{fd_x}{c_0}$. Ici, pour la figure 11.7-(a), avec un pas de 100 μm, la résonance du mode 1 (5 MHz) est atteinte pour $\frac{fd_x}{c_0} = 0.33$. Sur la figure 11.8-(a), avec un pas de 40 μm, et une largeur de membrane de 20 μm, le mode 1 résonne à 10 MHz, soit une fréquence normalisée de 0.26. Au delà d'une fréquence normalisée comprise entre 0.25 et 0.3, les composantes fréquentielles supérieures à la fréquence de résonance du mode 1 seront peu ou mal propagées du fait de l'effet de filtrage passe-bande lié à la diffraction des 4 colonnes couplées. On voit même, dans le cas extrême, comme celui de la figure 11.7-(a) (courbe verte), une fréquence de coupure haute (15 MHz) qui correspond à la fréquence normalisée égale à 1, pour laquelle il y a bien un minimum sur la figure 11.6. A l'inverse, lorsque la résonance du mode 1 est située en trop basse fréquence, elle subit un effet de filtrage aussi, conduisant à une non propagation de ses composantes fréquentielles comme on peut le voir sur les figures 11.7-(b) (courbe rouge) et 11.8-(b) (courbe verte). Sur la figure 11.7-(a), avec un pas de 33 μm, la résonance est atteinte à 3 MHz, soit une fréquence normalisée de 0.06, et sur la figure 11.8-(a), pour une membrane de 30 μm de large et un pas de 40 μm, la résonance du mode 1 est obtenue approximativement pour 1.5 MHz, soit une fréquence normalisée de 0.04. On peut donc avancer, de manière approximative, qu'en positionnant la résonance du mode 1 entre une fréquence normalisée de 0.1 et 0.2, on s'assure que les composantes fréquentielles qui lui sont associées seront correctement rayonnées, pour produire des champs de pression d'amplitude significative dans la partie basse fréquence du spectre.

Pour la partie haute fréquence du spectre, c'est le mode 2 de la membrane qu'il faut positionner de manière judicieuse au regard des courbes de variation du vecteur propre du mode 1 (figure 11.6). De la même façon, on analyse les deux cas défavorables des figures 11.7 et 11.8. Pour un pas réseau de 100 μm (figure 11.7), la coupure a lieu à 26 MHz, soit pour une fréquence normalisée de $\frac{fd_x}{c_0} = 1.7$, bien supérieure à 1. C'est la même situation

sur la figure 11.8, avec une membrane de 20 μm de large et un pas de 40 μm, où la fréquence normalisée de coupure mécanique est aussi bien supérieure à 1. On ne la voit pas ici, car d'une part elle est supérieure à 45 MHz et d'autre part, le spectre est coupé par la présence de la résonance de Bragg issue de la périodicité en y des colonnes (41 MHz). Pour un pas de 33 μm et une membrane de 25 μm de large (figure 11.7), la fréquence de coupure mécanique située à 26 MHz vaut $\frac{fd_x}{c_0} = 0.57$. La situation équivalente sur la figure 11.8, est le cas d'une membrane de 30 μm de large pour une pas de 40 μm. La coupure mécanique a lieu à 17 MHz, soit $\frac{fd_x}{c_0} = 0.45$. Ces deux valeurs de fréquences normalisées sont trop inférieures à 1, il faut, dans la mesure du possible, positionner la coupure mécanique à une fréquence normalisée comprise entre 0.7 et 1 pour bénéficier de toute la bande passante qu'offre la vibration propre aux membranes et bien sûr, limiter les effets de filtrage du réseau. Afin de confirmer ces données, sur la figure 11.7, la coupure mécanique est atteinte à 26 MHz, soit respectivement pour les deux situations optimales, une fréquence normalisée de 0.7 avec un pas d_x de 40 μm et 0.86 avec un pas de 50 μm.

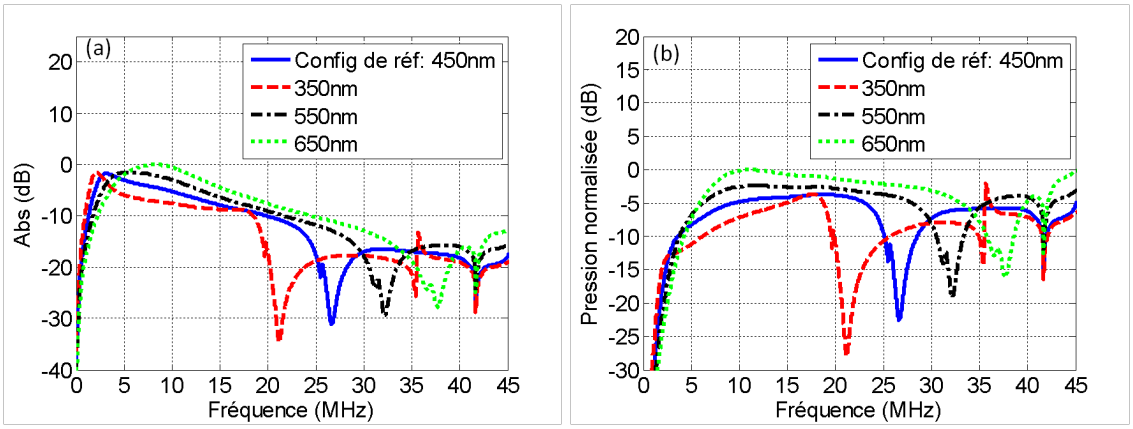


FIGURE 11.9 – Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé de membranes d'épaisseur 450 nm (courbes bleues), 350 nm (courbes rouges), 550 nm (courbes noires) et 650 nm (courbes vertes). Pour ces simulations la taille des cellules et le pas inter-colonnes (d_x) sont respectivement fixés à 25x25 μm^2 et 40 μm.

L'impact de l'épaisseur de la membrane, revient à analyser de manière indirecte le rôle de son impédance mécanique, sans modifier la topologie du réseau. Plusieurs résultats de simulation (figure 11.9) on été produits pour 4 épaisseurs de membrane différentes : 350 nm, 450 nm, 550 nm et 650 nm. On retrouve naturellement des courbes similaires à celles de la figure 11.8, puisque comme nous l'avons déjà fait remarquer, changer le taux de remplissage à pas d_x constant ne change pas les vecteurs propres, mais uniquement le produit $\alpha_1 \times \lambda_1$. L'impact de la taille de la membrane n'intervient donc qu'à travers la variation de son impédance mécanique. Ainsi, sur la même base de compromis que nous venons d'éditer, seules les épaisseurs comprises entre 450 nm et 550 nm conduisent à une réponse en fréquence optimale. On vérifiera aisément que la fréquence normalisée du mode 1 (courbes bleue et noire - figure 11.9-(a)) se situe autour de 0.1, et la fréquence de coupure mécanique de la membrane évolue, en grandeur normalisée, de 0.7 à 0.85.

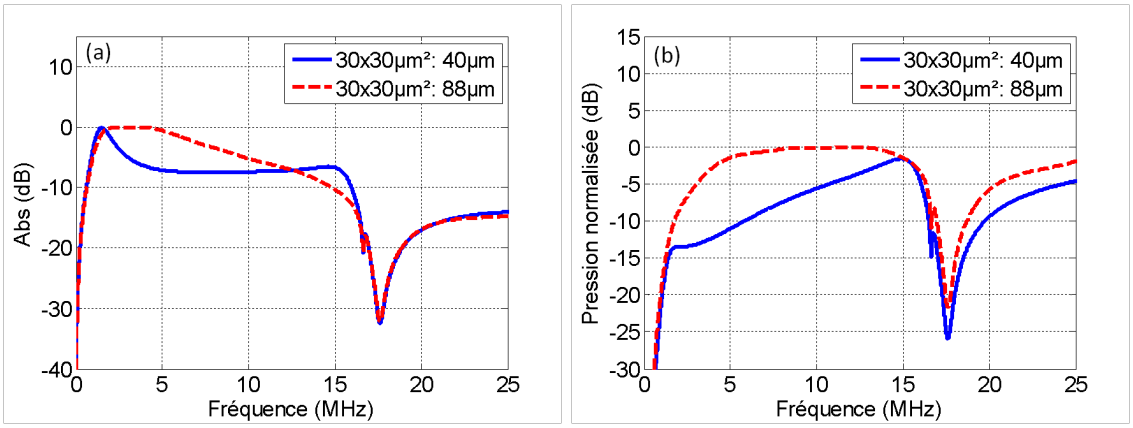


FIGURE 11.10 – Evolution (a) du produit $\alpha_1 \times \lambda_1$ et (b) de la pression rayonnée par le mode 1 pour l'élément de référence composé de membranes carrées de largeur 30 μm et des pas inter-colonnes de 40 μm (courbes bleues) et 88 μm (courbes rouges).

Pour conclure cette analyse, nous avons, sur la base de ces critères d'optimisation, essayé d'ajuster les paramètres du réseau afin d'améliorer la forme de la réponse de la courbe verte de la figure 11.8. Cette dernière est obtenue pour un pas d_x de 40 μm et une membrane de largeur 30 μm. Nous avons modifié le pas du réseau de façon à augmenter la fréquence de résonance normalisée du mode propre 1 en la rapprochant de 0.1, et à repousser la fréquence de coupure mécanique normalisée pour l'amener vers 1. En ajustant le pas de 40 μm à 88 μm (figure 11.10), on constate sans aucune ambiguïté que non seulement la bande passante est supérieure à 100%, mais en plus, que l'amplitude de la pression est aussi plus importante.

Conclusion

Dans cette partie, une méthode de modélisation des éléments de barrette cMUT a été présentée. Basé sur l'introduction de la condition de périodicité 1-D pour modéliser le comportement des colonnes de cMUTs, ce modèle décrit les éléments de barrette comme un ensemble de N colonnes couplées. A partir de ce modèle, une première étude a été réalisée afin d'analyser l'évolution du comportement des éléments lorsque le nombre de colonnes augmente. En plus d'une augmentation de la bande passante liée à l'amortissement du mode de résonance fondamentale des membranes, il a été constaté que l'augmentation du nombre de colonnes provoquait l'apparition de coupures dues aux effets de baffle dans la bande passante des éléments.

Une version simplifiée de ce modèle a ensuite été développée afin de réduire les temps de modélisation. La simplification introduite par ce modèle réside dans le fait que les couplages inter-colonnes sont calculés en considérant que les cellules se comportent comme des pistons. Le cadre de validité de ce modèle simplifié a clairement été établi à travers diverses confrontations réalisées avec le modèle exact. Il a ainsi été démontré que le modèle simplifié pouvait prédire sans difficulté la bande passante des éléments, quel que soit le nombre de colonnes, tant que le rapport de forme des cellules était inférieur à 3 pour le cas où le grand coté des cellules est placé dans la largeur des éléments, et à 2 dans l'autre cas. La présence d'éléments voisins inactifs a aussi été introduite à ce modèle, afin d'obtenir un outil capable de prédire le comportement d'une barrette complète.

Des confrontations expérimentales ont été menées avec le modèle simplifié. A partir de ces confrontations, il a été démontré que la modélisation des éléments voisins inactifs n'était pas primordiale pour prédire le comportement d'éléments (bande passante, effets de baffle) composés de plusieurs colonnes. Par contre, dans le cas d'éléments avec 1 ou 2 colonnes, il a été vérifié que la présence des colonnes voisines perturbe fortement la réponse élémentaire. Il est donc indispensable de les considérer dans la simulation.

Enfin, nous avons proposé une approche originale permettant d'expliquer physiquement les mécanismes de couplage fluide/cMUTs. En s'appuyant sur la théorie des modes propres appliquée à la matrice de rayonnement d'un réseau de N colonnes couplées, nous avons analysé d'une part l'origine des effets de baffle et d'autre part proposé une stratégie d'optimisation de la réponse en fréquence d'un élément de barrette. L'exemple que nous avons traité était un émetteur comportant 4 colonnes, la même analyse serait à mener pour des émetteurs comportant de 3 à 8 colonnes. Au delà de 8, le nombre de modes parasites augmente significativement et l'impact des effets de baffle devient négligeable.

Quatrième partie

Conception et caractérisation d'une sonde cMUT pour l'évaluation de la qualité osseuse

Introduction

Concevoir une sonde basses fréquences et large bande pose, encore aujourd'hui, de réelles difficultés en technologie PZT standard. Pour l'évaluation de l'os cortical, il faut être capable, typiquement, de travailler entre 100 kHz et 2 MHz, soit un facteur 20 entre les fréquences maximales et les fréquences minimales du spectre utile de la sonde. Les principaux verrous sont l'encombrement de la sonde (il faut des matériaux PZT épais pour travailler à 500 kHz), des risques d'échauffement interne liés au fait que les séquences de tir basses fréquences sont parfois d'amplitude élevée pour compenser les atténuations dans l'os et un manque de bande passante du fait nativement du principe de fonctionnement de ces dispositifs. C'est dans ce contexte, que nous avons proposé d'évaluer la technologie cMUT pour la mesure de l'os cortical, et de manière plus générale, pour la génération de faisceaux ultrasonores basses fréquences et larges bandes.

Ici, contrairement aux sondes d'imagerie médicale standard, on cherche à élargir la partie basses fréquences du spectre ultrasonore émis par la sonde, et non sa partie haute fréquence, généralement exploitée pour faire de l'imagerie de contraste. L'approche que nous proposons consiste à travailler dans un domaine de fréquence où les membranes fonctionnent en régime « quasi-statique » ou « quasi-élastique », soit à des fréquences bien inférieures à leur fréquence centrale dans l'eau. On s'appuie sur une propriété remarquable de ces dispositifs, ils sont capables de produire localement des amplitudes de déplacement importantes (typiquement 100 nm) [120], qui malgré la désadaptation acoustique membrane/fluide, peuvent produire des champs de pression ultrasonores basses fréquences significatifs. Il faut, certes, avoir un grand nombre de cMUTs pour que, collectivement, la pression émise soit importante. L'intérêt de cette approche est clairement de s'appuyer sur des membranes dont le dimensionnel est compatible avec les limites imposées par la procédure de micro-usinage de surface dont nous disposons actuellement. Il faut en pratique éviter de réaliser des membranes trop grandes (plus basses fréquences) car leur excavation pose de réelles difficultés, avec des risques de stiction qui peuvent les rendre inutilisables.

Parmi les techniques ultrasonores existantes d'exploration du tissus osseux [71], la mesure en transmission axiale, celle qui nous intéresse ici, est certainement la plus prometteuse [91, 90, 124]. Cette méthode consiste à détecter les modes guidés par l'épaisseur finie de l'os cortical et d'utiliser leur courbe de dispersion pour en extraire des paramètres traduisant la qualité osseuse (module élastique, épaisseur, ...). L'étude présentée ici se limite uniquement à la mesure d'ondes guidées dans des fantômes osseux (plaque et tube de fantôme osseux et plaque de cuivre), sans aborder les aspects liés à la détermination des caractéristiques de l'os cortical.

Cette partie synthétise tout le travail de conception, fabrication et de tests d'une sonde cMUT multi-éléments dédiée à l'évaluation de l'os cortical par transmission axiale. Tout d'abord, la stratégie mise en place pour la conception de cette barrette sera décrite. Les aspects liés à sa modélisation et à son intégration seront ainsi clairement exposés. Dans un second chapitre, nous présenterons l'ensemble des résultats de caractérisation de la barrette, à l'échelle du cMUT puis de la structure complète. Enfin, les premières mesures d'ondes guidées en transmission axiale réalisées avec la première sonde prototype seront rapportées et comparées à celles obtenues avec une sonde PZT de même topologie.

Chapitre 12

Développement d'une sonde cMUT pour la caractérisation de l'os cortical

La conception de sonde cMUT dédiée à la caractérisation de l'os cortical n'ayant jamais été abordée dans la littérature, l'ensemble des étapes de développement de cette sonde ont du être mises au point. Ce chapitre en présente les différentes phases : définition des spécifications de la sonde, simulation de son comportement acoustique, conception des puces cMUT et réalisation d'un démonstrateur.

12.1 Principe de la mesure en transmission axiale et description de la sonde

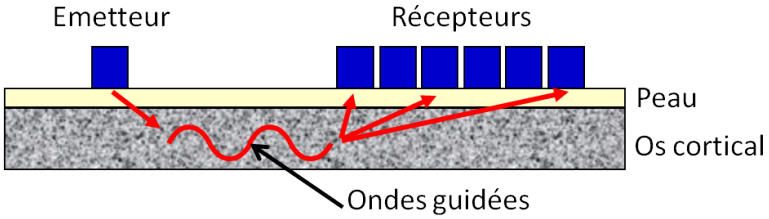


FIGURE 12.1 – Principe de la mesure en transmission axiale

Le principe de la mesure en transmission axiale consiste à émettre, par l'intermédiaire d'un transducteur en contact avec la peau, une onde acoustique vers l'os cortical et à suivre sa propagation en utilisant plusieurs éléments récepteurs disposés régulièrement le long de l'os (figure 12.1). Avec une largeur d'ouverture de l'émetteur suffisamment grande à l'interface peau/os, les lois classiques de la réflexion font que les rayons acoustiques émis dans la peau se convertissent naturellement en ondes guidées dans l'os cortical. La fréquence centrale et la bande passante de l'onde émise sélectionnent naturellement le type d'ondes guidées mesurées. L'os cortical étant fortement atténuant, la propagation d'onde ultrasonore dans ce milieu ne peut se faire qu'à très basses fréquences (inférieures à 2 MHz). C'est la raison pour laquelle les ondes guidées de l'os cortical sont généralement mesurées,

dans la littérature, sur la gamme de fréquence 100 kHz - 2 MHz. L'objectif est ainsi de concevoir une sonde cMUT capable de travailler sur l'ensemble de ce domaine fréquentiel. Une fois la propagation des ondes guidées relevée sur chacun des récepteurs, les données sont regroupées sous la forme d'une matrice dépendant uniquement du temps et de la position. Les courbes de dispersion associées à ces mesures sont ainsi obtenues à partir de cette matrice, soit par une simple transformée de Fourier 2-D, soit en utilisant l'algorithme développé par le Laboratoire d'Imagerie Paramétrique (LIP) [90]. Cet algorithme offre l'avantage de réduire fortement le niveau de bruit des diagrammes de dispersion.

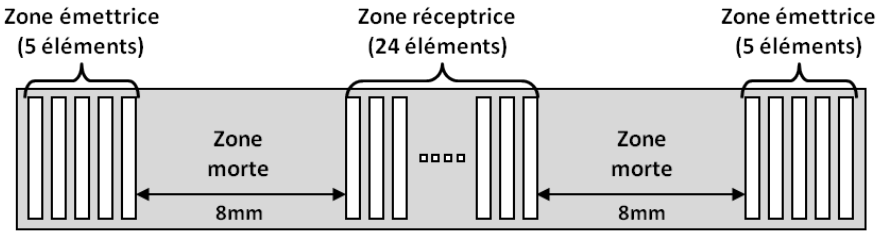


FIGURE 12.2 – Topologie de la sonde cMUT développée pour la mesure en transmission axiale

La topologie de la sonde développée pour cette étude est identique à celle mise en place par Bossy *et al.* [12]. Avec une topologie bi-axiale, cette sonde permet d'améliorer significativement le rapport signal sur bruit (Signal to Noise Ratio : SNR) des mesures et de compenser l'impact des tissus mous (principalement peau et graisse). La sonde se présente sous la forme d'un transducteur linéaire (figure 12.2). Elle se décompose en cinq zones : deux zones d'émission placées à chaque extrémité de la sonde, une zone de réception placée au centre de la barrette et deux zones mortes permettant la propagation des ondes. Les spécifications de chacune des zones sont détaillées dans le tableau 12.1. Le nombre d'éléments a été défini à cinq par zone d'émission et à vingt quatre sur la zone de réception. La longueur des zones mortes a été fixée à 8 mm. Cette distance a été choisie, car elle est suffisante pour mesurer les ondes guidées les plus rapides, tout en restant relativement faible afin de limiter l'impact de l'atténuation de l'os.

TABLE 12.1 – Spécifications de la sonde cMUT développée pour la mesure en transmission axiale

Paramètres	Valeur
Nombre d'émetteurs par zone	5
Nombre de récepteurs	24
Largeur des zones mortes (mm)	8
Largeur des éléments (μm)	800
Pas de la barrette (μm)	890
Elévation des éléments (mm)	8

12.2 Conception et fabrication de la barrette cMUT

Les dispositifs cMUT réalisés pour cette étude ont été fabriqués selon un procédé de micro-usinage de surface similaire à celui décrit section 2.2. Les détails concernant ce procédé de fabrication sont présentés dans la thèse de Sophie Ngo [94]. De façon classique pour cette filière de fabrication, les membranes sont composées de nitrure de silicium et les électrodes d'aluminium. Les paramètres de la barrette cMUT ont été définis en fonction des contraintes liées au procédé de fabrication. Ainsi, on a fixé :

- les épaisseurs et les propriétés mécaniques de la membrane et de l'électrode (voir tableau 12.2)
- le taux de métallisation des membranes à 50%,
- la taille maximale des membranes à 45x45 μm^2, afin d'éviter tout risque de stiction lors de l'excavation de la couche sacrificielle,
- les espacements inter-cellules à 30 μm entre deux colonnes et à 10 μm entre deux lignes.

Notons que les trous d'excavation étant placés entre les colonnes, il est normal d'avoir un espacement inter-colonnes nettement supérieur à celui inter-lignes.

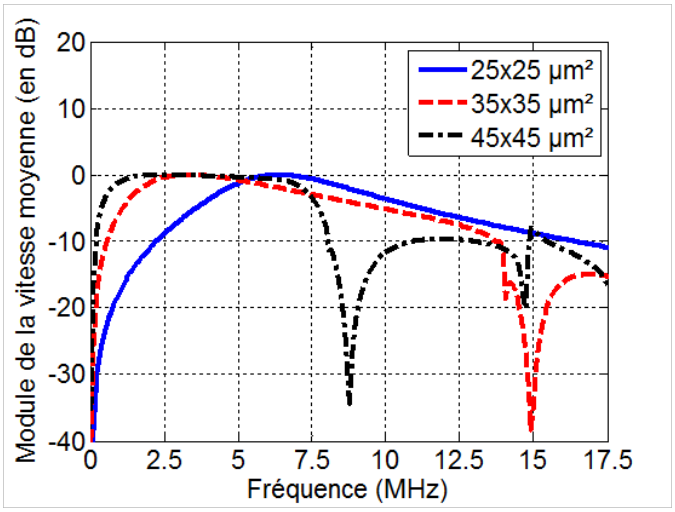


FIGURE 12.3 – Vitesse moyenne de déplacement d'une cellule dans un réseau 2-D périodique calculée pour trois tailles de membrane : 25x25 μm^2, 35x35 μm^2 et 45x45 μm^2

Les autres paramètres étant fixés par le procédé de fabrication, seule la taille des membranes a permis d'ajuster les fréquences de travail des dispositifs aux fréquences souhaitées pour la caractérisation de l'os cortical, à savoir entre 100 kHz et 2 MHz. Etant donné le nombre important de cellules cMUT présentes sur ces éléments de grande taille (800 μm x 8 mm), le modèle 2-D périodique (présenté chapitre 6) a été utilisé pour prédire le comportement de ces éléments et fixer la taille des membranes. La figure 12.3 représente les réponses en vitesse obtenues pour trois tailles différentes de cellules carrées (25x25 μm^2, 35x35 μm^2 et 45x45 μm^2). Les performances obtenues avec les cellules 25x25 μm^2 sont très éloignées de celles souhaitées pour l'application et font que cette configuration d'élément n'a pu être retenue. Bien que la fréquence centrale des deux autres configurations soit nettement

supérieure à 2 MHz, on s'aperçoit que le bas de leur bande passante correspond aux fréquences désirées. Par conséquent, l'utilisation de ces configurations pour la caractérisation de l'os cortical nécessitera de les faire fonctionner nettement en dessous de leur fréquence centrale, en régime quasi-élastique. Notons que des études précédentes [120, 118] ont déjà démontré que les cMUTs étaient capables de fournir à très basses fréquences, en régime quasi-élastique, d'importants déplacements (de l'ordre de la centaine de nanomètres) avec des tensions d'excitation inférieures à la tension de collapse.

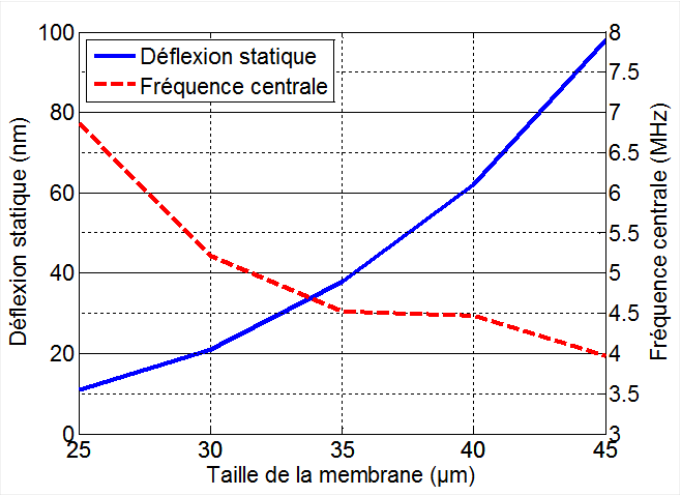


FIGURE 12.4 – Représentation de la fréquence centrale de l'élément (courbe rouge) et de la déflexion initiale des membranes (courbe bleue) en fonction de la largeur des membranes carrées.

La déflexion initiale provoquée par la pression atmosphérique a été choisie comme second critère pour fixer la taille des membranes. Les simulations reportées figure 12.4 montrent que l'augmentation de la taille des membranes provoque une augmentation de la déflexion initiale, et par conséquent, une réduction de l'amplitude maximale de déplacement des membranes. L'objectif étant d'avoir des déplacements de membrane les plus importants possibles afin d'obtenir des niveaux de pression corrects, il est intéressant de chercher à diminuer la déflexion initiale. Par conséquent, la sélection de la taille des membranes a nécessité de faire un compromis entre fréquence centrale et déflexion initiale. Pour des membranes dont la taille dépasse les 35x35 μm^2, on observe figure 12.4 que la fréquence centrale des éléments diminue très peu, alors que la déflexion initiale continue d'augmenter fortement. Au vu de cette observation, la taille des membranes a été fixée à 35x35 μm^2, formant ainsi des éléments composés de 12 colonnes et de 177 lignes de cellules. La hauteur des cavités a par la suite été ajustée afin que la tension de collapse des cellules avoisine les 100 V. Ainsi, elle a été fixée à 300 nm, pour une tension de collapse estimée à 87 V.

TABLE 12.2 – Propriétés mécaniques des matériaux de la cellule cMUT utilisés pour la conception de la barrette cMUT

Matériau	Membrane (SiN_x)	Electrode (Al)
Epaisseur (nm)	550	450
Module d'Young (GPa)	240	68
Coefficient de Poisson	0.25	0.35
Masse volumique (kg\m^3)	3300	2700
Permittivité diélectrique relative	7.5	

12.3 Réalisation d'un démonstrateur

Au vu des particularités de la mesure en transmission axiale, le procédé classique d'intégration des puces cMUT a du être entièrement repensé. En collaboration avec la société Vermon, partenaire du projet COSTUM, un nouveau protocole d'intégration a ainsi été mis en place pour cette sonde. Les principales étapes de ce procédé d'intégration sont résumées figure 12.5.

La première étape a consisté à réaliser un circuit imprimé (Printed Circuit Board : PCB) adapté à la géométrie de la puce cMUT et à son application. Afin de réduire le couplage électrique entre les éléments émetteurs et les éléments récepteurs, trois plans de masse différents ont été placés sur le circuit imprimé. De cette façon, chaque zone de la barrette était électriquement indépendante. L'intégration de la puce cMUT a commencé par le collage d'une fine lame de céramique de 500 μm d'épaisseur sur le PCB (figure 12.5-(a)). Le rôle de cette lame était multiple. En effet, en plus de protéger le circuit imprimé lors de l'étape de découpe de la puce cMUT (figure 12.5-(c)), elle permettait d'absorber l'énergie acoustique transmise à la face arrière du cMUT lors de son fonctionnement. La lame de céramique remplissait donc la fonction de backing acoustique. Après le positionnement de la lame de céramique, la puce cMUT a été collée sur celle-ci en prenant soin d'aligner ses pads avec les reprises de contact du PCB (figure 12.5-(b)). L'étape d'après a consisté à découper la puce cMUT au milieu de ses deux zones mortes (figure 12.5-(c)), afin de reforcer le découplage mécanique et électrique entre la zone réceptrice et les zones émettrices. La connexion électrique entre le cMUT et le circuit imprimé a été réalisée manuellement avec un wire bonder et des fils d'or de 25 μm de diamètre (figure 12.5-(d)). Ces fils ont été par la suite protégés avec une résine époxy afin d'augmenter leur durée de vie et éviter tout risque de dommage mécanique (figure 12.5-(e)). La résine époxy utilisée a été choisie pour ses capacités à garantir une isolation électrique parfaite et à favoriser les échanges thermiques. Pour finir (figure 12.5-(e))), une lentille de silicone (Room Temperature Vulcanization : RTV) a été déposée sans focalisation sur le dispositif. Tout en garantissant la sécurité des utilisateurs, l'épaisseur de la lentille a été choisie la plus faible possible, afin de réduire au maximum l'impact des modes guidés de la lentille sur la mesure. L'épaisseur de la lentille a été fixée à 300 μm. Une photographie des barrettes cMUT ainsi intégrées est présentée figure 12.6-(b).

Une électronique de préamplification dédiée à cette sonde a aussi été développée par la société Vermon pour les 24 éléments récepteurs de la barrette cMUT. Cette électronique

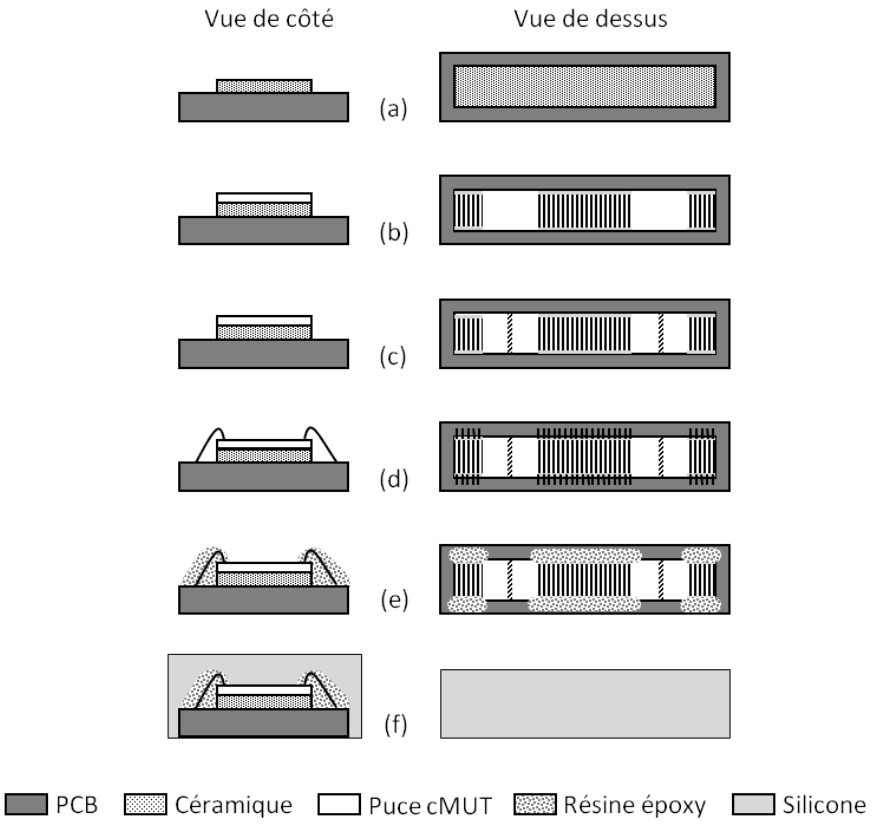


FIGURE 12.5 – Principales étapes de la procédure de packaging de la barrette cMUT dédiée à la mesure en transmission axiale

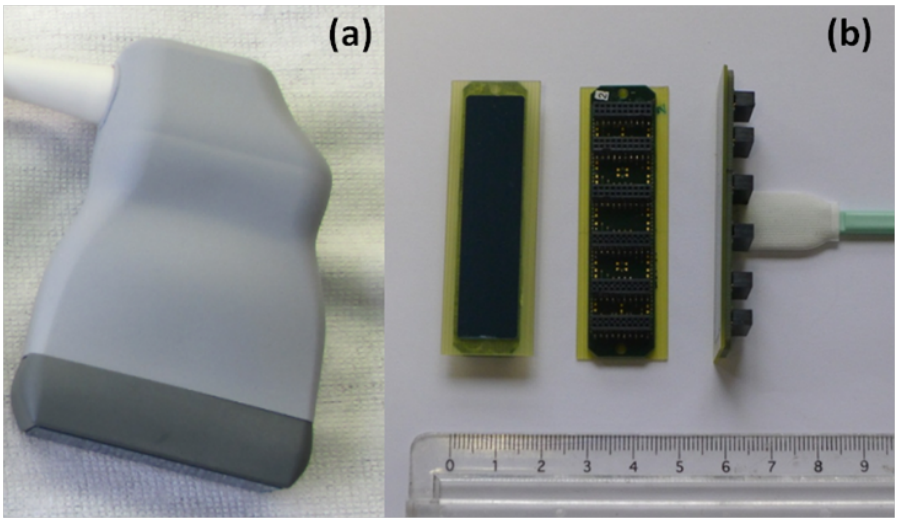


FIGURE 12.6 – Photographies (a) de la sonde cMUT assemblée et (b) des barrettes cMUT packagées.

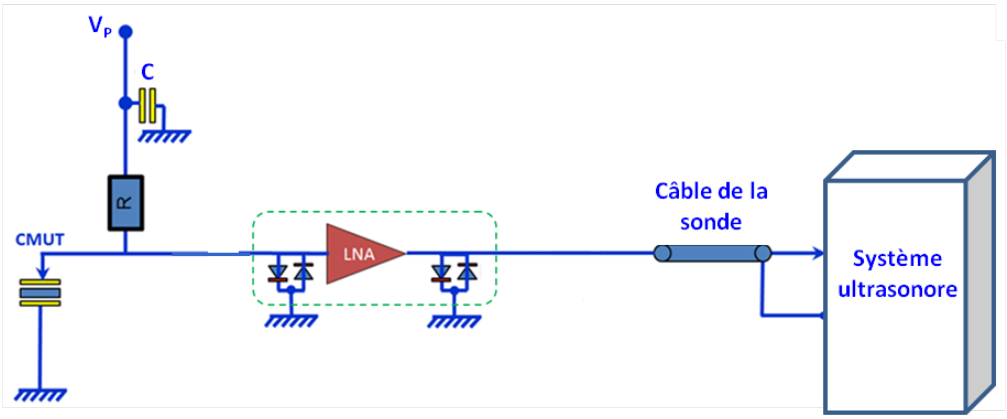


FIGURE 12.7 – Architecture d'une voie de préamplication

était composée de 2 cartes identiques, comportant chacune 12 voies de préamplification. Afin d'améliorer de façon significative le rapport signal sur bruit (SNR) des signaux reçus, l'électronique de préamplification a été intégrée dans la tête de la sonde (figure 12.6-(a)) au plus près du cMUT. D'un point de vu électronique, le fait d'avoir séparé les éléments émetteurs des éléments récepteurs a été un véritable avantage, permettant de simplifier fortement l'architecture des cartes. En effet, la principale difficulté lors de la conception de circuit de préamplification pour des sondes ultrasonores classiques, consiste à protéger les préamplificateurs du signal d'excitation haute tension [117, 30]. L'architecture d'une voie de préamplification est détaillée figure 12.7. De façon classique, un circuit de polarisation RC a été intégré sur chacune des voies, afin de fournir les tensions d'excitation et de polarisation nécessaires au fonctionnement des éléments cMUT. Le préamplificateur utilisé était un préamplificateur haute impédance à faible niveau de bruit (Low Noise Amplifier : LNA). Deux circuits de protection, composés de deux diodes tête bêche, ont été placés de part et d'autre du préamplificateur. Pour une tension d'alimentation de 2.5 V, la consommation en courant de chaque préamplificateur a été estimée à 2 mA, ce qui représente une puissance électrique de 10 mW. Un gain d'amplitude de 20 dB est attendu avec cette électronique.

Chapitre 13

Caractérisation de la sonde cMUT

L'ensemble des tests de caractérisation post fabrication réalisés sur la sonde cMUT sont reportés dans ce chapitre. L'originalité des résultats présentés ici réside dans l'évaluation de l'homogénéité de la barrette cMUT, aussi bien à l'échelle de la cellule, qu'à l'échelle de l'élément. Cette évaluation se base sur l'étude de la déflexion statique des cellules et de l'impédance électrique des éléments. Des mesures de pression et des mesures en transmission ont aussi été conduites, afin d'estimer les performances acoustiques des dispositifs.

13.1 Etude du comportement statique des cellules

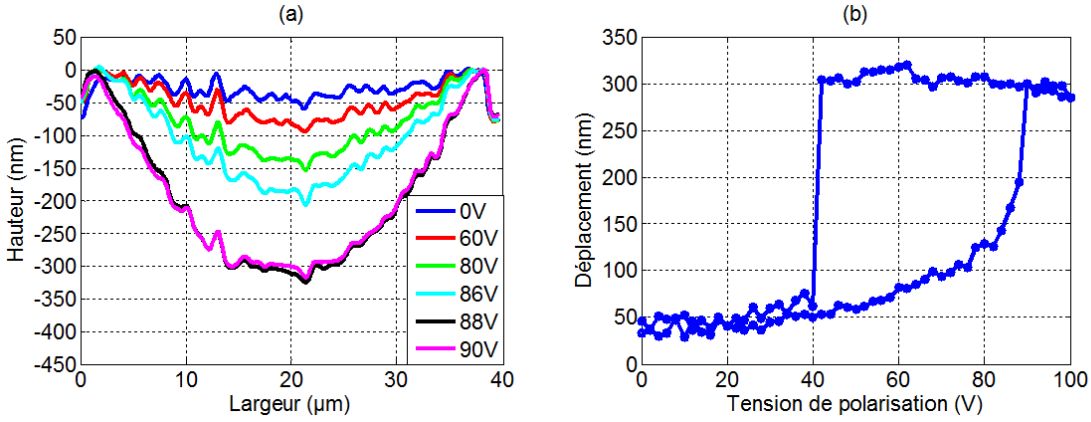


FIGURE 13.1 – (a) Evolution du profil de la membrane en fonction de la tension de polarisation. (b) Evolution du déplacement statique du centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation.

Les mesures présentées dans cette étude ont été réalisées à partir du Microscope Holographique Digitale (DHM) présenté section 4.1. Dans un premier temps, l'objectif le plus important (X100) du DHM a été choisi, afin de concentrer notre étude sur le comportement d'une seule cellule. La figure 13.1 présente les évolutions du profil et du centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation. Sur ces mesures, on peut vérifier

la largeur des membranes (35 μm) et la hauteur des cavités (300 nm). Les irrégularités observées sur les profils sont interprétées comme étant dues à la rugosité des dépôts (moins de 20 nm). Une déflexion initiale de 46 nm est mesurée pour cette membrane. Cette valeur est légèrement supérieure aux 39 nm prédits par les simulations du chapitre précédent. Cependant, au vu de la rugosité de la membrane, cet écart est tout à fait négligeable. Le cycle d'hystérésis tension/déplacement de la cellule, rapporté figure 13.1-(b), permet de déterminer sans difficulté les tensions de collapse et snapback de la cellule (respectivement 88 V et 40 V). Avec une tension de collapse prédite à 87 V, la valeur mesurée est conforme à celle simulée.

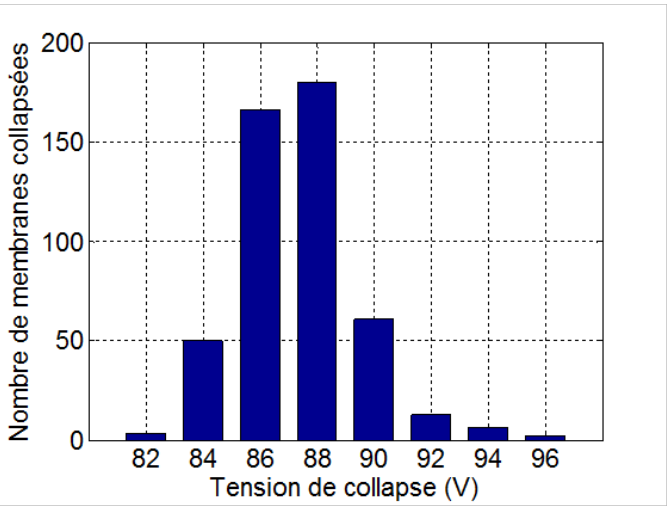


FIGURE 13.2 – Répartition de la tension de collapse sur un quart de l'élément (481 cellules).

Le champ de vue du DHM a ensuite été élargi afin d'estimer la répartition de la tension de collapse sur une large population de cellules. En utilisant l'objectif X5 du DHM, un quart de l'élément, soit 481 cellules ont été étudiées simultanément. Les tensions de collapse de l'ensemble de ces cellules sont représentées figure 13.2 et tableau 13.1. Il apparait clairement figure 13.2, que la tension de collapse est répartie autour d'une valeur moyenne de 88 V. L'écart type de cette répartition a été évalué à 2.1 V. Cette légère dispersion des tensions de collapse est due à de faibles erreurs d'alignement survenues lors de l'étape de photolithographie de certaines couches (les électrodes sont notamment légèrement décalées). Au vu de la faible dispersion constatée, ce phénomène n'aura aucun impact sur les performances finales de l'élément. En effet, pour une tension de polarisation de 92 V, on observe tableau 13.1 que 98.3 % des cellules étudiées sont déjà collapsées.

TABLE 13.1 – Tableau résumant les tensions de collapse observées sur un quart d'élément.

Tension de collapse (V)	Nombre de cellules	Nombre de cellules déja collapsées
82	3	3 (0.6%)
84	50	53 (11%)
86	166	219 (45.5%)
88	180	399 (83%)
90	61	460 (95.6%)
92	13	473 (98.3%)
94	6	479 (99.6%)
96	2	481 (100%)

13.2 Caractérisation électrique

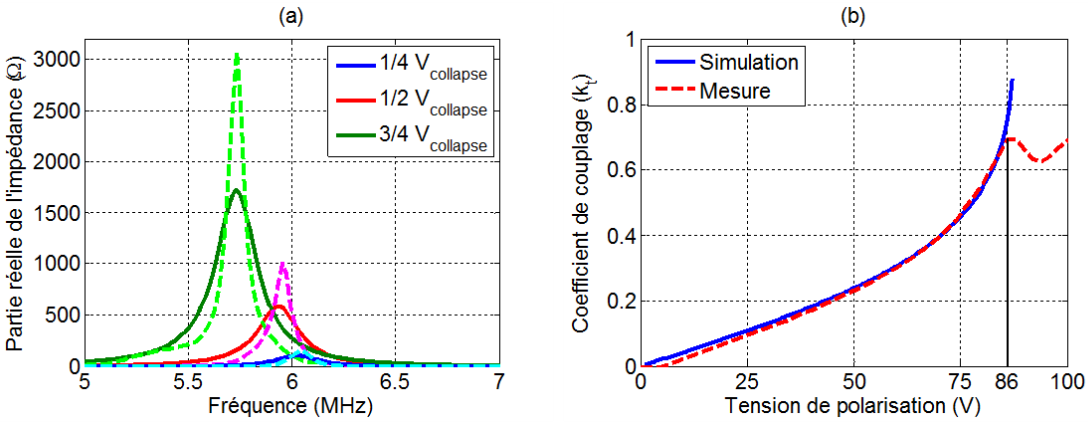


FIGURE 13.3 – (a) Partie réelle de l'impédance l'électrique d'un élément mesuré (courbe bleue) et simulé (courbe rouge) dans l'air pour trois tensions de polarisation différentes. (b) Evolution du coefficient de couplage électromécanique du même élément en fonction de la tension de polarisation : issu des simulations (courbe bleue) et extrait des mesures (courbe rouge).

Afin de vérifier la fonctionnalité et l'homogénéité de la barrette cMUT, l'impédance électrique de chacun des éléments a été mesurée dans l'air, en fonction de la tension de polarisation. Le protocole expérimental utilisé ici était identique à celui décrit dans la section 4.2. De ces mesures, le coefficient de couplage électromécanique a été estimé à partir de la relation basée sur le rapport des capacités hautes et basses fréquences (équation 4.1). La figure 13.3 représente la partie réelle de l'impédance électrique et le coefficient de couplage électromécanique mesurés sur l'un des éléments de la barrette. Sur cette figure, les données mesurées sont confrontées à celles obtenues à partir des simulations. Les performances mesurées sur cet élément sont conformes aux spécifications attendues pour la sonde. Dans la littérature, la tension de collapse est couramment déterminée comme la tension pour laquelle le maximum du coefficient de couplage est atteint [143]. Pour l'élément étudié figure 13.3, sa tension de collapse a été déterminée à 86 V. Il est intéressant de remar-

quer que la tension de collapse ainsi estimée est très proche de la valeur moyenne observée lors de l'étude de la déflexion statique des membranes (88 V). De plus, l'homogénéité du comportement des cellules se traduit par un coefficient de couplage élevé (de l'ordre 0.7).

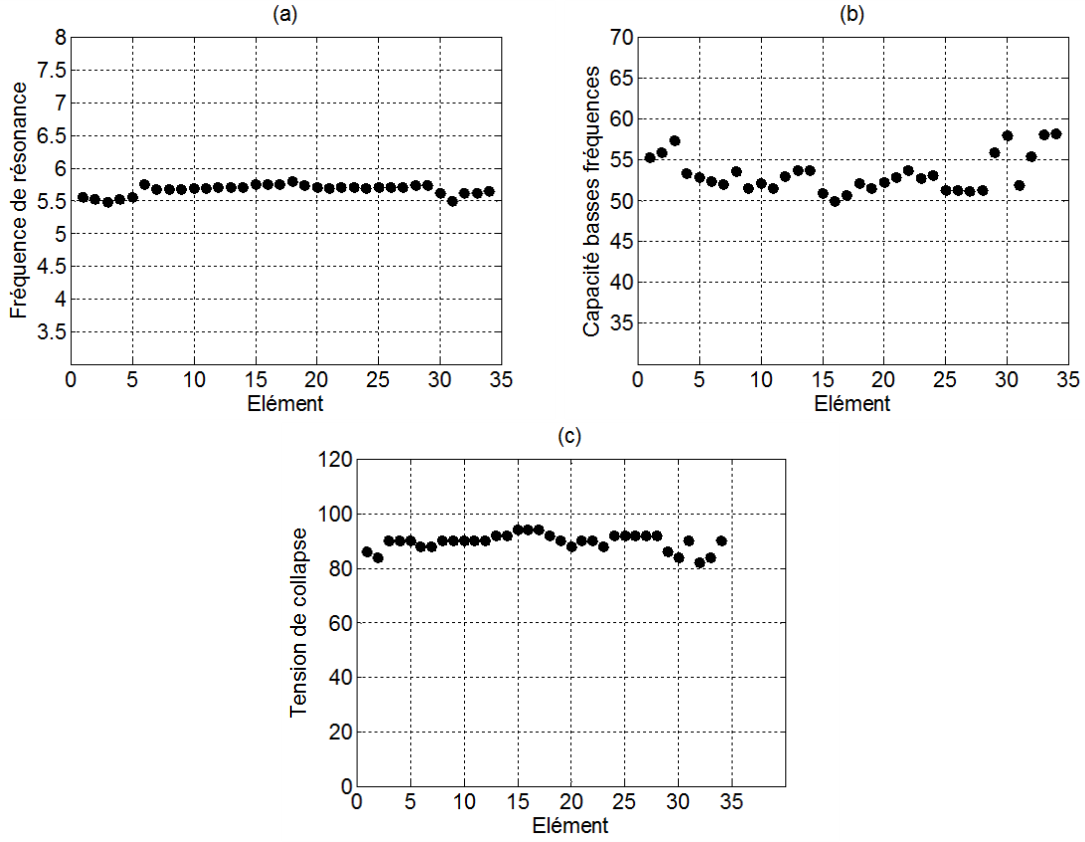


FIGURE 13.4 – (a) Fréquence de résonance dans l'air, (b) capacité basses fréquences et (c) tension de collapse mesurées pour chaque élément de la barrette de cMUT.

TABLE 13.2 – Tableau résumant les caractéristiques électriques des éléments de la barrette cMUT.

	Valeur moyenne	Ecart type
Tension de collapse (V)	90.47	4.78 (5.3%)
Fréquence de résonance dans l'air (MHz)	5.67	0.08 (1.4%)
Capacité basses fréquences (pf)	53.2	2.23 (4.2%)

A partir de ces mesures d'impédances, trois paramètres ont été extraits afin de vérifier l'homogénéité inter-éléments. Les paramètres observés sont : la fréquence de résonance dans l'air, la capacité basses fréquences et la tension de collapse (figure 13.4). La capacité basses fréquences et la fréquence de résonance dans l'air ont été relevées pour une tension de polarisation de 66 V. Malgré la taille importante de la barrette (44x8 mm), une bonne homogénéité est observée pour les trois paramètres. En effet, quel que soit le paramètre

étudié, l'écart type ne dépasse pas les 5.5% (tableau 13.2). La tension de collapse moyenne des éléments de la barrette est de 90 V, ce qui est conforme à la valeur prédite (87 V). Dans la suite de cette étude, on considèrera que la tension de collapse est de 90 V pour tous les éléments de la barrette, et cela malgré les petites variations constatées.

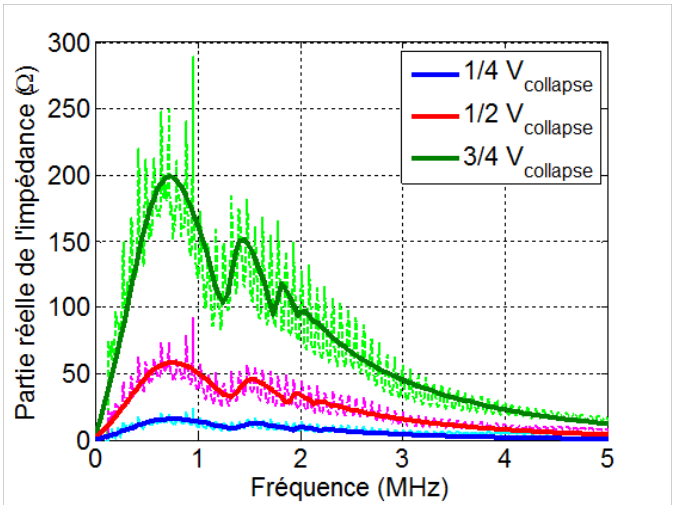


FIGURE 13.5 – Partie réelle de l'impédance électrique d'un élément mesuré (traits discontinus) et simulé (traits continus) dans l'huile pour trois tensions de polarisation différentes.

Une dernière mesure d'impédance a été réalisée dans l'huile, afin de vérifier le comportement des éléments en condition de charge acoustique. La figure 13.5 compare pour trois tensions de polarisation différentes, la partie réelle de l'impédance électrique mesurée sur l'un des éléments à celle prédite par simulation. Ces simulations ont été réalisées à partir du modèle simplifié de barrette présenté chapitre 9. Les petites oscillations observées sur les courbes d'impédance sont dues à la présence d'ondes acoustiques réfléchies à l'interface huile/air. Encore une fois, les courbes expérimentales se superposent parfaitement à celles prédites par nos simulations. Ce résultat confirme, de façon définitive, que les spécifications de la sonde sont conformes à celles définies pour l'application. Trois fréquences de coupure liées aux effets de baffle sont observées à 1.2 MHz, 1.8 MHz et 2 MHz sur les parties réelles de l'impédance électrique (figure 13.5). Les éléments étant composés de 12 colonnes, 5 modes de rayonnement symétriques sont présents dans leur réponse, mais seuls les trois premiers modes ont une amplitude suffisante pour être détectés. Comme nous le monterons par la suite, ces modes de baffle seront fortement atténués par la lentille de silicone déposée à la surface du cMUT [9] et leur impact sur la pression rayonnée sera négligeable.

13.3 Mesure de la pression émise par un élément de barrette

Aprés intégration, le même dispositif cMUT a été réutilisé pour les mesures acoustiques présentées dans cette section. En reprenant le protocole de mesure de pression par interférométrie laser présenté section 4.3, la réponse électroacoustique (figure 13.6) et le diagramme de directivité d'un élément (figure 13.7) ont été mesurés. Pour ces mesures, un

signal d'excitation large bande a été utilisé afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux obtenus aux réponses en fréquences simulées. La forme de l'excitation choisie a ainsi été une demi-arche de sinusoïde, dont la bande passante à -6 dB s'étendait jusqu'à 20 MHz. Avant toute chose, plusieurs configurations de tension d'excitation et de polarisation ont été testées, afin de déterminer celles qui maximisaient le déplacement en face avant du transducteur. La tension maximale autorisée sur les émetteurs a été limitée à la tension de collapse (90 V). En évitant le collapse des membranes, l'objectif était de réduire les risques d'effets de charge et d'augmenter la durée de vie de nos dispositifs. Cette limitation était une pure précaution, étant donné qu'aucun effet de charge n'avait été observé au cours des caractérisations précédentes. Ainsi, pour chaque configuration d'excitation testée, les amplitudes de la tension de polarisation (V_p) et de la tension d'excitation (V_{exc}) ont été ajustées, de façon à ce que le maximum de la tension émise sur l'émetteur ($V_p + V_{exc}$) soit égale à la tension de collapse (90 V). De cette façon, on a déterminé que le maximum de déplacement était obtenu pour une tension de polarisation de 70 V et une tension d'excitation de 20 V_{pp}. On précise que dans ce cas, la tension d'excitation avait le même signe que la tension de polarisation. Ces conditions d'excitation ont été conservées pour l'ensemble des mesures réalisées au cours de cette étude.

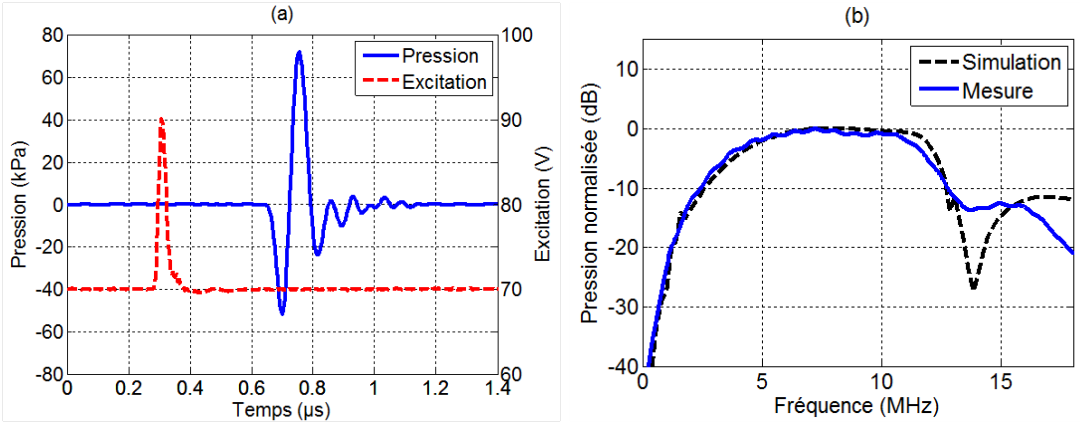


FIGURE 13.6 – (a) Signal d'excitation (courbe rouge) et réponse impulsionnelle d'un élément de barrette obtenus pour ce signal d'excitation (courbe bleue). (b) Spectre de la réponse implusionnelle mésurée (courbe bleue) comparée à celle simulée avec le modèle de barrette (courbe noire).

Ainsi, la réponse impulsionnelle d'un élément a été déterminée à 1 mm dans l'axe de celui-ci. Les formes temporelle et fréquentielle de cette réponse impulsionnelle sont présentées figure 13.6. La fréquence centrale et la bande passante mesurées pour cet élément sont respectivement de 7.4 MHz et 95%. De plus, ces résultats expérimentaux sont confrontés (figure 13.6-(b)) à ceux prédits à partir du modèle simplifié de barrette (chapitre 9). Avec des courbes expérimentales analogues à celles prévues par le modèle, nos barrettes cMUT fournissent les performances acoustiques souhaitées pour la caractérisation de l'os cortical. L'amplitude pic-pic de pression mesurée (120 kPa) est légèrement inférieure aux niveaux de pression couramment observés dans la littérature pour les sondes cMUT. Ce résultat, conforme à nos prédictions, s'explique par le faible taux de surface active des éléments. Si

cela s'avère nécessaire pour l'application, le taux de surface active des éléments pourra être amélioré dans un prochain lot de fabrication, soit en réduisant les espacements inter-cellules grâce à l'utilisation de machines de photolithographies plus précises, soit en utilisant un procédé de fabrication de type wafer-bonding.

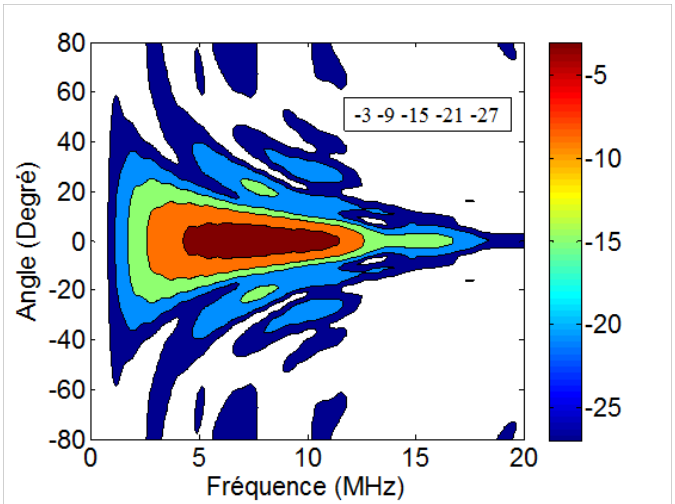


FIGURE 13.7 – Diagramme de directivité 2-D d'un élément de la barrette cMUT.

Pour les mêmes conditions d'excitation, le diagramme de directivité de l'élément a été déterminé figure 13.7. Dans la gamme de fréquence utilisée pour la caractérisation de l'os cortical, c'est à dire 100 kHz - 2 MHz, on observe que la directivité de l'élément cMUT est supérieure à 50°. Avec une large directivité, cette sonde permettra de générer un nombre important d'ondes guidées dans l'os cortical.

13.4 Tests de mesure en transmission

Des mesures en transmission ont été menées sur le même dispositif afin de compléter sa caractérisation. Ce mode de fonctionnement étant celui utilisé pour la mesure des ondes guidées, il parait indispensable de vérifier sa fonctionnalité. Afin d'être dans des conditions d'expérimentation proches de celles de l'application finale, les tests ont été effectués sur un bloc de silicone (20 mm d'épaisseur) ayant une atténuation proche de celle rencontrée dans l'os cortical. Les mesures de transmission présentées dans cette section ont simplement été réalisées en plaquant la sonde cMUT sur ce bloc de silicone. Pour ces tests, les circuits de préamplification ont été utilisés en réception. A ce stade de la caractérisation, la sonde cMUT n'étant pas connectable au module d'électronique dédiée à la mesure en transmission axiale, ces premières expériences ont été réalisées à partir d'instruments classiques de laboratoire. Les tensions d'excitation et de polarisation ont été respectivement fournies par un générateur de fonction arbitraire couplé à un amplificateur de puissance et une alimentation continue. La même tension de polarisation a été appliquée sur les éléments émetteurs et les éléments récepteurs. Les signaux reçus ont été relevés par l'intermédiaire d'un oscilloscope numérique connecté à un ordinateur. Le signal d'excitation était quant à

lui composé de 4 cycles apodisés de sinusoïde. Une excitation bande étroite a été choisie, de façon à vérifier qu'en régime quasi-élastique, le cMUT était capable de fournir et de recevoir un signal correspondant à la fréquence de l'excitation. Ainsi, les fréquences centrales des signaux d'excitation ont été choisies de façon à couvrir l'ensemble des fréquences nécessaires pour l'application finale. Les trois fréquences d'excitation ainsi sélectionnées ont été : 500 kHz, 1 MHz et 1.5 MHz. Les amplitudes des tensions d'excitation et de polarisation ont été fixées à des valeurs identiques à celles définies pour l'étude de la pression : 70 V pour la tension de polarisation et 20 V_{pp} pour la tension d'excitation.

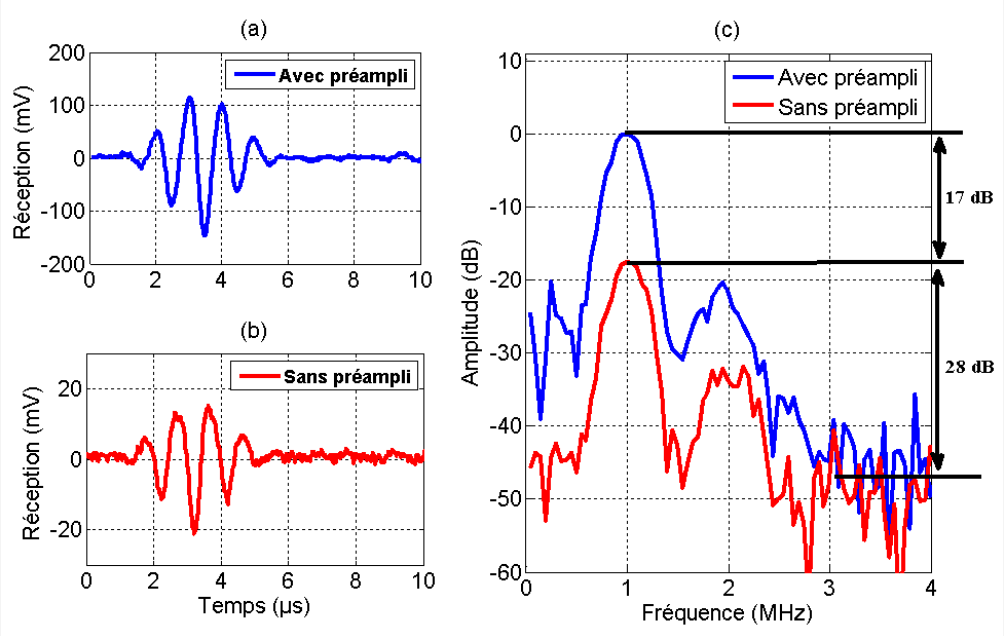


FIGURE 13.8 – Signaux reçus pour une mesure en transmission réalisée à 1 MHz (a) avec les circuits de préamplification et (b) sans les circuits de préamplification. (c) Spectre des signaux reçus avec les circuits de préamplification (courbe bleue) et sans les circuits de préamplification (courbe rouge).

La forme temporelle et la forme fréquentielle de chacun des signaux reçus sont présentées figures 13.8 et 13.9. La figure 13.8 représente, pour un signal d'excitation centré à 1 MHz, les signaux reçus avec et sans électronique de préamplification. L'impact des circuits de préamplification sur la dynamique des signaux reçus est évident. En estimant le niveau de bruit dans la zone sans signal entre 3 et 4 MHz, on constate figure 13.8, que la composante du signal reçu à 1 MHz est à 45 dB au dessus du niveau de bruit pour la configuration avec électronique et à 28 dB pour la configuration sans électronique. Les circuits de préamplification permettent ainsi d'améliorer le rapport signal sur bruit de 17 dB. Ces résultats sont en accord avec les 20 dB de gain théorique annoncé pour les préamplificateurs.

Pour un signal d'excitation centré à 500 kHz (figures 13.9-(a) et (c)), on observe que le signal reçu suit la forme de l'excitation avec toutefois l'apparition d'une distorsion d'amplitude. Cela se traduit sur la réponse fréquentielle, par l'apparition de composantes nonlinéaires à 1 MHz et à 1.5 MHz, à des niveaux d'amplitude non négligeables, respectivement

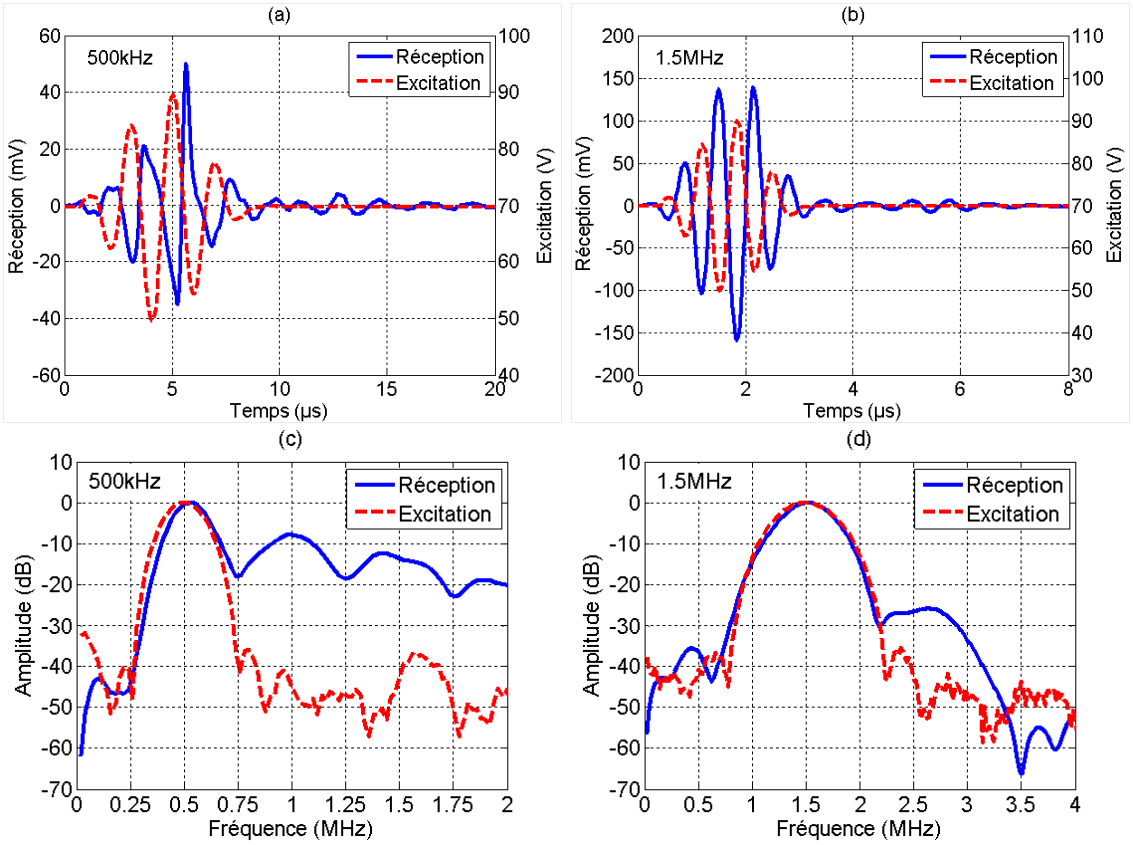


FIGURE 13.9 – Signaux reçus (courbes bleues) pour des mesures en transmission réalisées à 500 kHz ((a) et (c)) et à 1.5 MHz ((b) et (d)). Le signal d'excitation est superposé pour chaque cas (courbes rouges).

-9 dB et -12 dB. Ce phénomène, dû à la non-linéarité des cMUTs, ne sera pas problématique pour la mesure des ondes guidées, étant donné que notre objectif consiste à avoir une excitation qui couvre la bande de fréquence 100 kHz - 2 MHz. Au contraire, ces harmoniques permettront d'envoyer de l'énergie dans une gamme de fréquence plus importante et de générer un nombre plus important d'ondes guidées dans l'os cortical. Pour les excitations centrées à 1 MHz (figure 13.8) et à 1.5 MHz (figures 13.9-(b) et (d)), les signaux reçus suivent cette fois-ci parfaitement les formes des excitations. Sur les réponses fréquentielles, on observe que les signaux reçus sont respectivement centrés à 1 MHz et à 1.5 MHz. En se rapprochant de la fréquence centrale des éléments, le comportement non-linéaire des cMUTs a fortement été diminué. De plus, la troisième harmonique a complètement disparu des spectres et l'amplitude de la deuxième harmonique est réduite à -20 dB pour l'excitation centrée à 1 MHz et à -28 dB pour l'excitation centrée à 1.5 MHz. Ces mesures valident notre hypothèse de design, qui consistait à utiliser le régime quasi-élastique des cMUTs pour réaliser une barrette ultrasonore basses fréquences.

Chapitre 14

Application à la mesure en transmission axiale

Afin de vérifier la fonctionnalité de la sonde cMUT dans des conditions expérimentales proches de la réalité, des tests de mesures en transmission axiale ont été réalisés sur des fantômes osseux. L'avantage d'utiliser un fantôme osseux par rapport à un véritable os, réside dans la possibilité de déterminer théoriquement la position des courbes de dispersion. En connaissant la position de chacun des modes guidés du fantôme, il est ainsi possible de vérifier que les modes mesurés sont détectés à la bonne position.

Après une présentation des premiers résultats obtenus avec la sonde cMUT sur une plaque de fantôme osseux, ce chapitre s'orientera vers une confrontation des mesures avec celles réalisées avec une sonde PZT de même topologie.

14.1 Tests sur une plaque de fantôme osseux

Les mesures en transmission axiale, présentées dans cette section, ont toutes été réalisées sur une plaque de fantôme osseux. Déjà utilisée et décrite dans la littérature [90, 31], cette plaque est composée d'un mélange de fibres de verre orientées et de résine époxy. Ce mélange fait que la plaque est transversalement anisotrope et possède des propriétés élastiques proches de celles d'un véritable os. Ces tests ont été réalisés avec la sonde utilisée pour les premières mesures en transmission sur le bloc de silicone (section 13.4). De façon similaire à ces premiers tests, les mesures présentées ici ont été menées avec les mêmes instruments de laboratoire. Deux multiplexeurs électroniques ont simplement été ajoutés afin de sélectionner les éléments émetteurs et récepteurs. Le montage expérimental mis en place est décrit figure 14.1. A partir de ce montage, la matrice contenant l'ensemble des signaux temporels ($r_{ij}(t)$) mesurés entre chaque émetteur (i) et chaque récepteur (j) est construite quasi-instantanément. Ces premières mesures ont été réalisées en positionnant manuellement la sonde cMUT sur la plaque de fantôme osseux. Un signal d'excitation large bande, composé d'une arche de sinusoïde, a été utilisé pour tous les tests présentés dans cette section. La fréquence centrale de l'excitation a été définie de façon à dépasser légèrement la gamme de fréquence fixée pour l'application (100 kHz - 2 MHz). En effet, on

espère que l'utilisation de la sonde cMUT va permettre d'agrandir le domaine fréquentiel d'exploration de l'os cortical. Ainsi, deux fréquences centrales ont été testées : 500 kHz et 1.5 MHz. Les amplitudes des tensions d'excitation et de polarisation ont été conservées identiques à celles définies section 13.3 (respectivement 20 V_{pp} et 70 V).

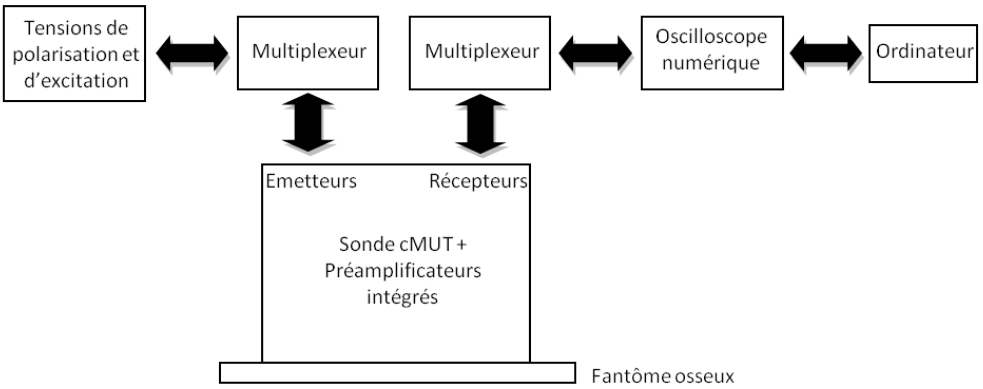


FIGURE 14.1 – Montage expérimental mis en place pour les mesures en transmission axiale réalisées sur la plaque de fantôme osseux.

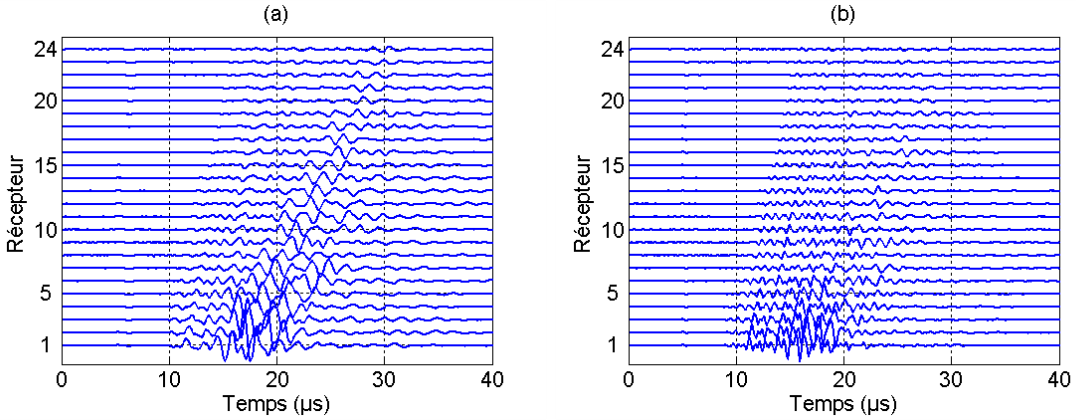


FIGURE 14.2 – Signaux reçus sur les 24 éléments récepteurs pour une excitation réalisée (a) à 500 kHz et (b) à 1.5 MHz sur un seul émetteur.

Pour un élément émetteur et des excitations centrées à 500 kHz et à 1.5 MHz, la figure 14.2 représente les signaux collectés sur chacun des récepteurs de la barrette. Pour les deux excitations, la forme des signaux reçus indique clairement que des ondes dispersives sont propagées dans la plaque de fantôme osseux. L'atténuation de la plaque fait que l'amplitude des signaux reçus est plus faible à 1.5 MHz qu'à 500 kHz. Cependant, le rapport signal sur bruit reste suffisant, dans les deux cas, pour appliquer la méthode de traitement des signaux développée par Laboratoire d'Imagerie Paramétrique (LIP) [90, 72]. Cette méthode, basée sur la décomposition en valeur singulière de la matrice contenant les signaux temporels reçus (10x24 couples émetteurs-récepteurs), permet de transformer les diagrammes temps (t)/espace (x) (figure 14.2) en diagrammes fréquence (f)/vecteur d'onde (k) (figure 14.3).

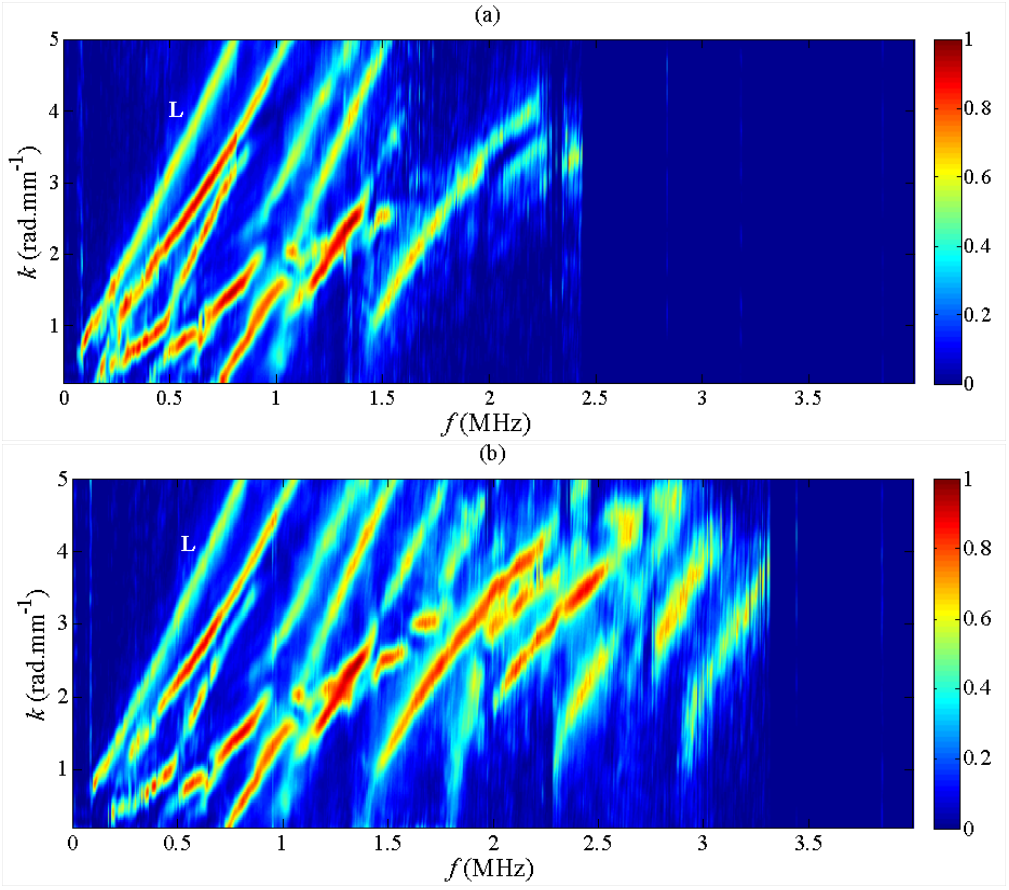


FIGURE 14.3 – Courbes de dispersion mesurées dans la plaque de fantôme osseux avec la sonde cMUT pour une excitation centrée (a) à 500 kHz et (b) à 1.5 MHz.

Quel que soit le signal d'excitation, les modes guidés symétriques et antisymétriques du fantôme osseux sont parfaitement identifiés. De plus, on remarque que le rapport signal sur bruit des diagrammes de dispersion varie en fonction de la fréquence centrale de l'excitation. Ainsi, pour l'excitation centrée à 500 kHz, les modes guidés de la plaque sont parfaitement identifiables de 100 kHz à 1.3 MHz, alors que pour l'excitation centrée à 1.5 MHz on les observe de 700 kHz à 2.2 MHz. Dans le second cas, les modes guidés sont discernés jusqu'à 3 MHz et cela malgré l'atténuation de la plaque. Le diagramme de dispersion obtenu à 500 kHz montre que la technologie cMUT est capable, en régime quasi-élastique, de générer et de mesurer des ondes guidées à très basses fréquences dans un matériau similaire aux tissus osseux. Ces résultats montrent que notre sonde cMUT remplit son principal objectif : être capable de mesurer des ondes guidées de 100 kHz à 2 MHz dans un milieu similaire à l'os cortical.

Le mode noté L sur les figures 14.3-(a) et (b) correspond à l'onde de couplage propagée dans la lentille en silicone entre les éléments émetteurs et les éléments récepteurs. Déjà identifiée et interprétée sections 6.2 et 6.3, cette onde devient dispersive en tendant vers la limite de la première zone de Brillouin, c'est à dire pour notre topologie de cellules, lorsqu'on tend vers $k = 48$ rad.mm^{-1}. A l'échelle du diagramme de dispersion, où k varie de 0 à 5 rad.mm^{-1}, l'onde de couplage nous apparait par conséquent non dispersive, à une vitesse de phase correspondant à la vitesse de propagation dans le silicone (990 m/s). La lentille en silicone étant d'épaisseur finie, les phénomènes observés sont cependant légèrement différents de ceux remarqués précédemment en simulation, étant donné que le milieu est considéré comme semi-infini dans les modèles. Son origine étant connue et sachant qu'elle ne possède aucun impact sur les ondes guidées propagées dans la plaque de fantôme osseux, cette onde sera par la suite retirée des diagrammes de dispersion mesurés.

14.2 Confrontation avec une sonde PZT de même topologie

Avec une sonde PZT de topologie identique à celle de la sonde cMUT, les mesures précédentes ont été refaites afin de comparer les deux technologies de sondes. La principale différence entre les deux sondes réside dans leurs performances acoustiques. La sonde PZT, développée lors d'un précédent projet, a été conçue de façon à ce que sa fréquence centrale soit centrée à 1 MHz et que sa bande passante soit la plus large possible. Des résultats de caractérisation, réalisés lors de ce précédent projet, sont rapportés ici afin de comparer les performances acoustiques des deux sondes. Précisons que la sonde PZT avait été caractérisée par interférométrie laser avec un protocole expérimental similaire à celui utilisé précédemment pour la sonde cMUT, avec notamment le même signal d'excitation.

Les performances acoustiques obtenues pour la sonde PZT sont présentées figure 14.4 (réponse impulsionnelle) et figure 14.5 (diagramme de directivité). De façon attendue, la fréquence centrale de la sonde PZT est identifiée à 1 MHz, avec une bande passante à - 6 dB de 90% (figure 14.4). La sonde cMUT ayant été conçue volontairement à une fréquence centrale supérieure (7.4 MHz), les bandes passantes de ces deux sondes sont difficilement comparables. L'amplitude pic-pic de pression mesurée pour la sonde PZT est légèrement supérieure à celle fournie par la sonde cMUT (140 kPa pour la sonde PZT contre 120 kPa pour la sonde cMUT). Cela se traduira par un rapport signal sur bruit légèrement meilleur

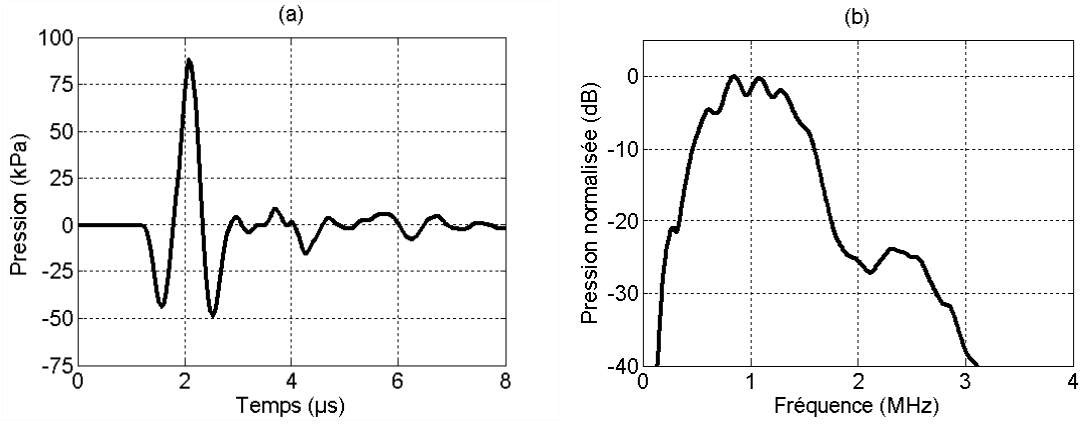


FIGURE 14.4 – (a) Forme temporelle et (b) forme fréquentielle de la réponse impulsionnelle d'un élément de la sonde PZT

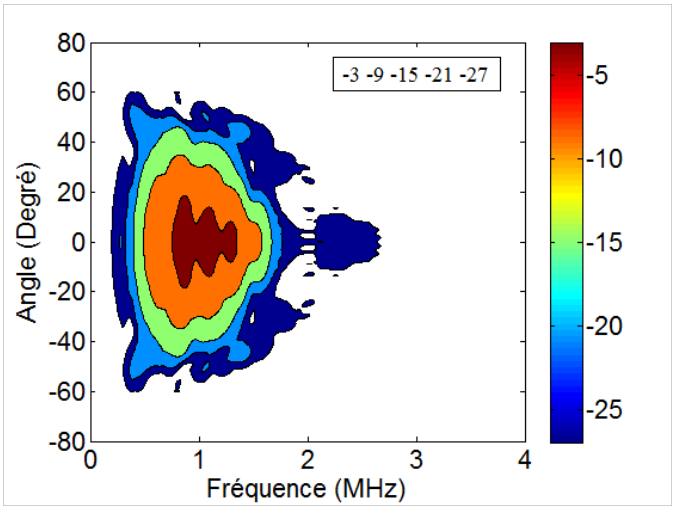


FIGURE 14.5 – Diagramme de directivité d'un élément de la sonde PZT

sur les signaux mesurés avec la sonde PZT. Le diagramme de directivité de la sonde PZT (figure 14.5) est très différent de celui obtenu pour la sonde cMUT (figure 13.7). En limitant notre analyse au contour à - 15 dB, on constate pour la sonde PZT que le maximum de directivité de la sonde est de 50°, valeur atteinte pour une fréquence de 750 kHz, et que la directivité chute rapidement à 20° à la fréquence de 1.5 MHz. A titre de comparaison, la directivité de la sonde cMUT dévient inférieure à 20° uniquement à partir de 5 MHz (figure 13.7).

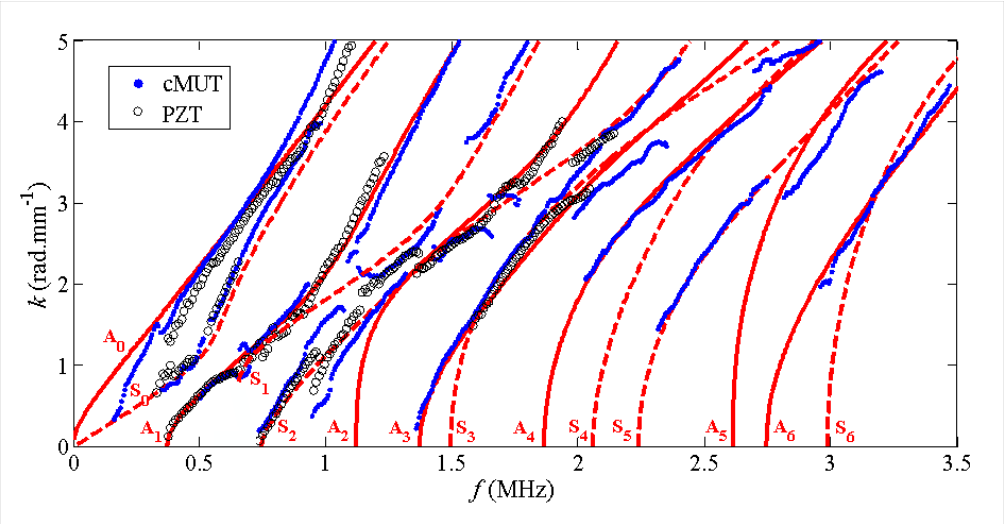


FIGURE 14.6 – Résultats obtenus sur la plaque de fantôme osseux : courbes de dispersion théoriques calculées à partir du modèle de plaque libre (lignes rouges continues et discontinues) et courbes de dispersion expérimentales mesurées avec la sonde cMUT (points bleus) et la sonde PZT (cercles noirs)

Une fois les mesures réalisées avec la sonde PZT de façon similaire à celles présentées dans la section 14.1 pour la sonde cMUT, les maxima des courbes de dispersion obtenues à 500 kHz et à 1.5 MHz ont été relevés et comparés figure 14.6. De plus sur cette figure, les courbes de dispersion théoriques de la plaque ont été superposées aux courbes expérimentales. Les modes guidés théoriques ont été obtenus à partir du modèle de plaque libre décrit dans [90]. On rappelle que le mode guidé L a été retiré des courbes de dispersion mesurées avec les deux sondes.

De façon générale, les modes guidés mesurés expérimentalement se superposent sur les modes théoriques. Seules quelques déviations sont constatées. Pour un vecteur d'onde important ($k > 3.5$ rad.mm^{-1}), on observe sur les modes A_0 et S_0, que les résultats expérimentaux s'écartent des modes théoriques de la plaque. De façon similaire, les données expérimentales correspondant au mode S_2 de la plaque sont brutalement séparées en deux branches de trajectoire complètement différentes à $f = 1$ MHz et $k = 1$ rad.mm^{-1}. Une analyse détaillée des résultats expérimentaux réalisée par le Laboratoire d'Imagerie Paramétrique (non présentée ici), a permis de démontrer que les ondes de Lamb mesurées avec une sonde linéaire correspondaient plus précisément à celles propagées dans un bicouche fluide/plaque, qu'à celles d'une plaque libre [31, 142]. Ainsi, la couche de silicone a été

identifiée comme la cause principale des déviations observées entre les données expérimentales et les courbes théoriques obtenues à partir du modèle de plaque libre. La modélisation exacte des modes guidés dans la plaque de fantôme osseux n'étant pas l'objectif de cette étude, le modèle de plaque libre a été utilisé comme référence, tout en sachant que des écarts seraient observés entres les modes guidés théoriques et ceux mesurés.

Le manque de résolution du vecteur d'onde défini expérimentalement est aussi une source d'écart entre les courbes mesurées et celles issues du modèle de plaque libre. En effet, si l'écart entre deux modes est inférieur à la résolution de la mesure, un unique mode est détecté à une position intermédiaire de la réelle position des deux modes. Comme expliqué dans [90], la résolution des mesures dépend de la longueur de la zone de réception. Dans notre cas, les zones de réception des deux sondes étant définies identiques, elles ont toutes les deux la même résolution (0.3 rad.mm^{-1}). Ce phénomène est observé sur les modes S_1, S_2 et A_2, pour des fréquences comprises entre 1 et 1.25 MHz et un vecteur d'onde variant entre 1.75 et 2.75 rad.mm^{-1}.

De par sa plus large directivité et sa plus grande bande passante, la sonde cMUT permet la détection d'un plus grand nombre de modes guidés que la sonde PZT (figure 14.6). Au dessus de $k = 3.5$ rad.mm^{-1}, on remarque que seule la sonde cMUT, ayant une meilleure directivité, permet la détection des modes A_1, S_1 et A_2. De plus, au dessus de 2 MHz, les modes guidés sont uniquement mesurés par la sonde cMUT offrant une plus large bande passante. En proposant la possibilité de détecter, avec une unique sonde, des ondes guidées sur une plage fréquentielle allant de la centaine de kHz à quelque MHz, la technologie cMUT offre un avantage indéniable pour la caractérisation de l'os cortical. La possibilité d'ajuster le domaine fréquentiel d'observation des modes guidés s'avère très intéressante dans le cas de la caractérisation de l'os cortical, étant donné que cela permet de les caractériser quelle que soit leur épaisseur. En fonction des personnes étudiées, l'épaisseur de l'os cortical peut varier de façon non négligeable (typiquement de 1 mm à 4 mm pour un radius) et provoquer des variations importantes sur le nombre de modes guidés mesurés, si le domaine fréquentiel d'exploration de l'os est limité. En pratique, pour une plaque d'épaisseur donnée, le nombre optimal de mode à mesurer est un compromis entre deux cas extrêmes : un nombre trop faible de mode rendant impossible la caractérisation de l'os par problème inverse et un nombre trop important de mode rendant le problème insoluble. En donnant la possibilité d'ajuster la bande passante, la sonde cMUT permet ainsi de conserver un nombre idéal de modes guidés quelle que soit l'épaisseur de l'os étudié.

Récemment, une sonde cMUT identique à celle étudiée ici a été connectée au module électronique de commande développé par le Laboratoire d'Imagerie Paramétrique. Avec ce module, l'acquisition et les traitements des données se font de manières automatiques. Ainsi, le Laboratoire d'Imagerie Paramétrique a pu tester la sonde cMUT sur différents types de fantômes. Des mesures ont notamment été réalisées sur une plaque de cuivre (matériau isotrope et peu atténuant) (figure 14.7) et sur un tube de fantôme osseux (matériau identique à la plaque étudiée précédemment : anisotrope et atténuant) (figure 14.8). Pour ces tests, le signal d'excitation choisi a été une arche de sinusoïde centrée à 1 MHz et les tensions d'excitation et de polarisation ont été conservées identiques à celles définies précédemment. Pour la plaque de cuivre, peu atténuante, la large bande passante de la sonde cMUT a permis de mesurer un nombre nettement plus important de modes guidés que la sonde PZT. Les ondes guidées sont mesurées avec la sonde cMUT de 100 kHz à 5 MHz,

alors que pour la sonde PZT leur détection est limitée de 100 kHz à 2 MHz et légèrement autour 3.6 MHz (figure 14.7). Ce résultat montre tout le potentiel de la technologie cMUT pour l'étude de matériau dans le domaine du contrôle non destructif. Les résultats obtenus avec le tube de fantôme osseux sont très différents de ceux obtenus pour la plaque. La courbure du fantôme entraine, dans le cas de la sonde cMUT, une réduction importante du rapport signal sur bruit des signaux reçus. Ce phénomène est moins présent sur les signaux mesurés avec la sonde PZT. Pour la sonde cMUT, la diminution du rapport signal sur bruit provoque une importante réduction du nombre de modes guidés détectés. Notons que dans ces conditions, la sonde cMUT mesure les modes guidés sur un domaine fréquentiel similaire à celui de la sonde PZT, c'est à dire de 100 kHz à 2 MHz. Ce résultat est néanmoins problématique, étant donné que la véritable forme des os se rapproche plus de celle d'un tube que de celle d'une plaque. Une solution envisagée, afin d'améliorer le contact entre la sonde cMUT et la courbure de l'os, est de diminuer l'élévation de la barrette.

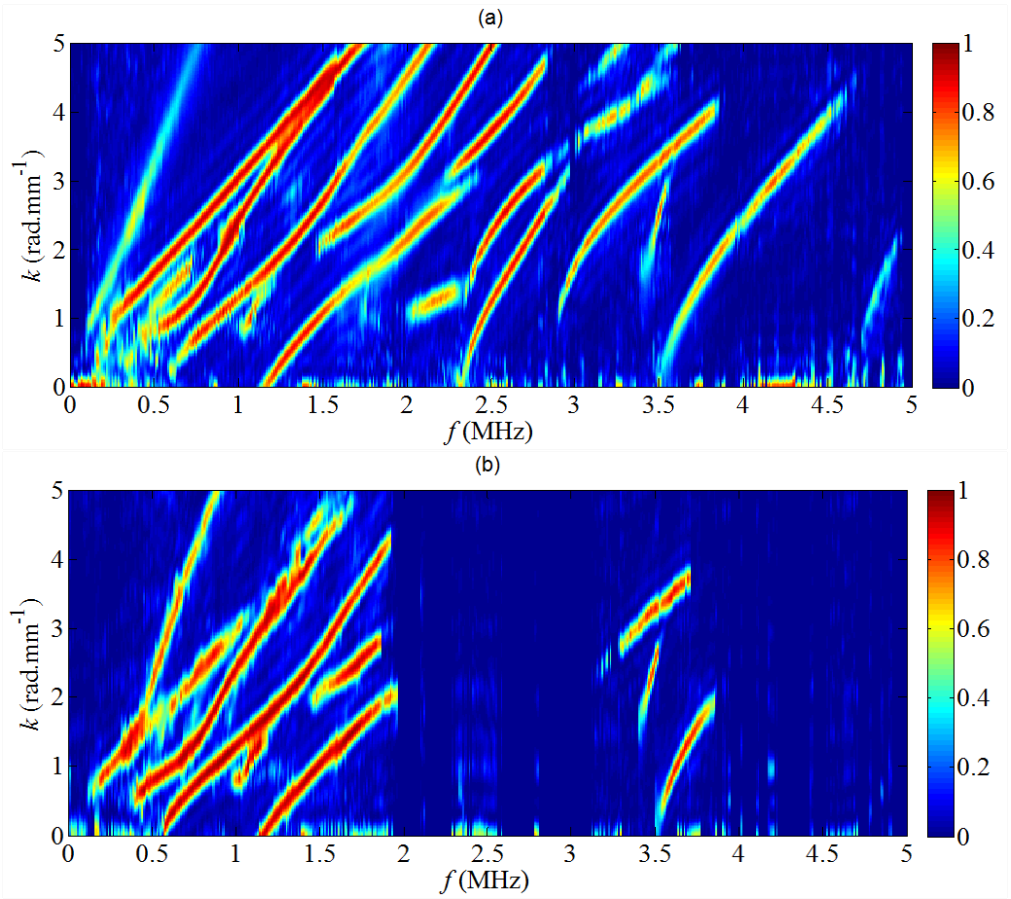


FIGURE 14.7 – Mesures réalisées par le LIP sur une plaque de cuivre : (a) avec la sonde cMUT et (b) avec la sonde PZT de référence. Dans les deux cas, le signal d'excitation est une arche de sinusoïde centrée à 1 MHz.

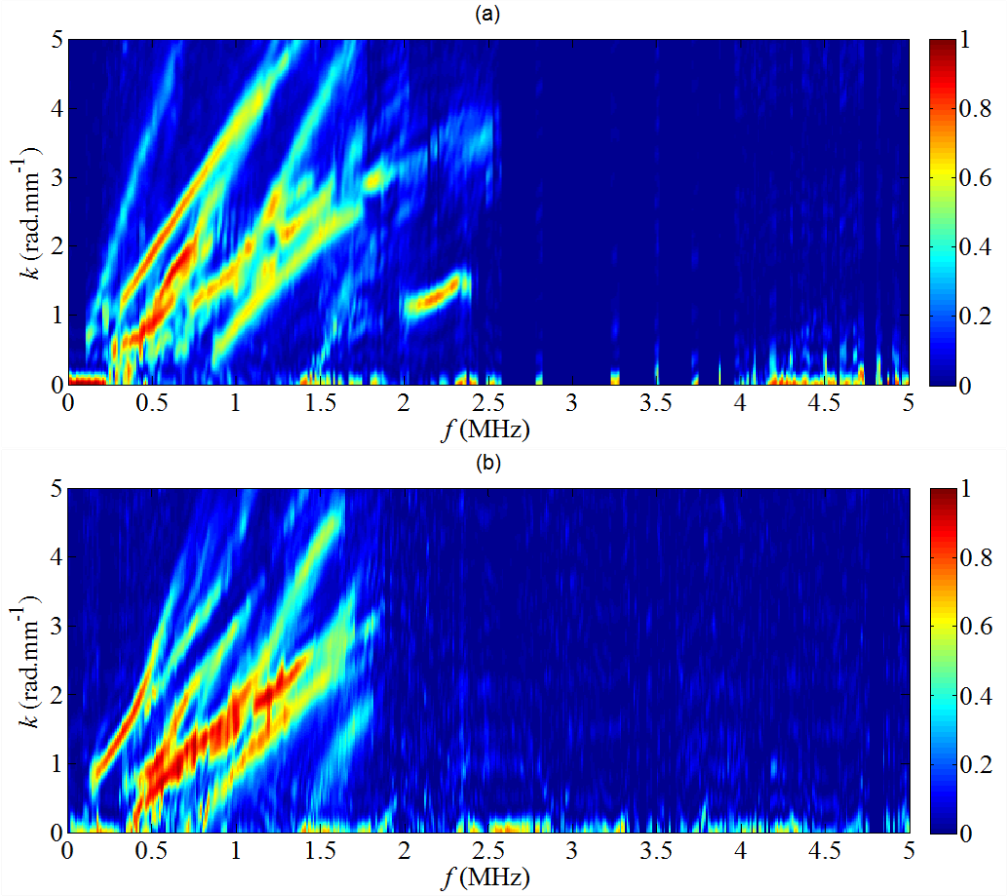


FIGURE 14.8 – Mesures réalisées par le LIP sur un tube de fantôme osseux : (a) avec la sonde cMUT et (b) avec la sonde PZT de référence. Dans les deux cas, le signal d'excitation est une arche de sinusoïde centrée à 1 MHz.

Conclusion

Les travaux présentés ici se sont concentrés sur l'étude d'un dispositif parfaitement fonctionnel, mais il est intéressant de préciser que tous les dispositifs conçus ne présentaient pas le même niveau de performance. De nombreuses défaillances liées à la fabrication des puces ont été identifiées durant les tests de contrôle post-fabrication. Les défauts les plus problématiques observés ont été : une mauvaise accroche du nitrure de silicium conduisant à une fragilité excessive des membranes et un mauvais scellement des cavités. Les travaux de thèse de Sophie Ngo [94] détaillent un certain nombre de ces problèmes et proposent des solutions afin de s'en affranchir.

En ce qui concerne les performances, la barrette cMUT a rempli son principal objectif défini pour cette étude, c'est-à-dire être capable de mesurer des ondes guidés entre 100 kHz et 2 MHz sur des fantômes osseux. Le mode de fonctionnement quasi-élastique des cMUTs a ainsi été validé pour la conception de sonde cMUT basses fréquences (inférieures à 2 MHz). Le comportement non-linéaire caractérisant ce mode de fonctionnement des cMUTs a été identifié, sans pour autant être une limitation à la mesure des ondes guidées. Pour cette application, les composantes non-linéaires élargissent la bande passante des cMUTs et permettent d'observer un plus grand nombre de modes guidés, ce qui est loin d'être problématique. Cependant, la topologie de la barrette peut être modifiée afin d'obtenir une amélioration de ses performances acoustiques. Nous proposons notamment :

- d'augmenter la surface active des éléments, en réduisant les espacements inter-cellules avec un procédé de type wafer-bonding par exemple, afin d'améliorer les niveaux de pression,
- d'utiliser des membranes légèrement plus grandes, par conséquent plus basses fréquences, mais métallisées à 100% afin de réduire leur déflexion initiale.

Ces premiers résultats de mesures d'ondes guidées sur fantôme osseux sont une première étape vers l'évaluation de l'os cortical, la seconde étant naturellement le passage à la mesure sur des os *ex-vivo*, puis *in-vivo*. Dès ces premiers tests, la technologie cMUT a démontré, en détectant un nombre de modes guidés nettement supérieur à la sonde PZT de même topologie, tout son potentiel pour cette application. Cependant, des modifications peuvent être apportées à la sonde cMUT pour la rendre mieux adaptée à la mesure d'ondes guidées. La première consiste à réduire l'élévation de la barrette afin de mieux correspondre à la forme tubulaire des os et d'augmenter ainsi le rapport signal sur bruit des signaux mesurés. L'autre amélioration proposée est de supprimer la lentille en silicone en face avant de la sonde, afin d'éviter l'apparition de coupures sur les modes guidés mesurés. Ce type de sonde sans lentille peut être développé en technologie cMUT, à condition qu'une couche de passivation suffisante soit déposée en face avant de la sonde, de manière à assurer une

isolation électrique entre la sonde et le patient.

Conclusion générale

Inscrits dans le cadre du projet COSTUM, ces travaux ont été orientés par les nécessités liées à ce projet. Tout en conjuguant ces impératifs, c'est-à-dire le développement et la caractérisation de sondes cMUT basses fréquences, plusieurs études ont été menées en parallèles, aussi bien de façon théorique qu'expérimentale, afin d'identifier de nouvelles pistes pour optimiser la réponse en fréquence d'une barrette cMUT en milieu fluide, et plus précisément augmenter leur bande passante. Les principaux objectifs de ces travaux de thèse ont ainsi été :

- de développer un outil de modélisation permettant de décrire, de façon précise et rapide, la réponse électroacoustique d'une barrette cMUT,
- d'améliorer nos connaissances sur les mécanismes mis en jeu dans les couplages fluide/cMUTs,
- de concevoir une sonde cMUT basses fréquences pour la caractérisation de l'os cortical.

Des outils de modélisation conçus au vu de la géométrie spécifique d'un élément de barrette (dispositif à fort rapport hauteur sur largeur) ont été développés. Ainsi, plusieurs approches ont été implémentées selon que l'on s'intéresse à la réponse d'un cMUT isolé en milieu fluide, d'un réseau 1-D périodique de cMUTs, d'une matrice 2-D périodique de cMUTs ou d'un élément de barrette. Dans le cas de l'élément de barrette, la présence d'éléments voisins inactifs a été intégrée au calcul. De cette façon, nous disposons aujourd'hui d'un outil de simulation complet, capable de coupler plusieurs éléments de barrette, tout en tenant compte de sa topologie réelle.

Des confrontations expérimentales ont été réalisées pour des dispositifs composés de simples colonnes de cMUTs et des éléments classiques de barrette dédiés à l'imagerie conventionnelle (plusieurs colonnes). Dans les deux cas, la forte correspondance observée entre les résultats simulés et ceux mesurés, a validé notre stratégie de simulation consistant à modéliser les colonnes de cMUTs comme des réseaux 1-D périodique de hauteur infinie.

Des études intermédiaires ont été réalisées, à partir des différents modèles, afin d'identifier l'origine de phénomènes souvent observés dans le comportement des sondes cMUT. Les couplages inter-éléments par le fluide ont notamment été interprétés comme étant dus à la propagation d'onde acoustique dispersée par le réseau de cellules. Ce résultat a été confirmé par des mesures expérimentales. Après avoir été clairement identifiés à travers plusieurs simulations et expérimentations, les effets de baffle ont été expliqués, par l'intermédiaire d'une analyse modale, comme étant liés à l'existence de modes propres associés à la matrice de rayonnement d'un émetteur. Parmi ces modes, un se caractérise part une

vibration en phase de toutes les colonnes, les autres par des vibrations en opposition de phase de certaines colonnes. Ces seconds sont les modes parasites qui perturbent le spectre ultrasonore rayonné. A partir de cette étude, une méthode a été proposée afin d'optimiser la bande passante d'un élément et de réduire l'importance des effets de baffle. Nous n'avons malheureusement pas pu valider expérimentalement ce concept pour des raisons technologiques. Les dispositifs que nous avions conçus à cet effet, malgré le grand nombre d'échantillons testés, n'étaient pas fonctionnels. Ce travail est évidemment une suite que nous souhaitons donner à cette analyse.

Les outils de modélisation ont ensuite été utilisés pour la conception de la barrette cMUT dédiée à la caractérisation de l'os cortical. Les topologies de la barrette et des cMUTs ont été réalisées, au vu respectivement des contraintes posées par l'application et de celles fixées par le procédé de fabrication. Pour répondre au défi posé par l'émission basses fréquences, nous avons préféré nous appuyer sur des cMUTs de topologie proche de celle utilisée pour la réalisation de barrettes d'imagerie conventionnelle, ceci afin d'utiliser les mêmes procédés de fabrication qui étaient en partie déjà bien maîtrisés par notre partenaire ST Microelectronics. Comme nous l'avons montré, pour atteindre une fréquence centrale dans l'eau inférieure à 2 MHz, il faut des tailles de membrane qui dépassent les limites imposées par le procédé de micro-usinage de surface. Il faudrait donc exploiter une filière de type wafer bonding. Toutefois, cela ne suffit pas, car même avec ce procédé, les déflexions initiales dûes à la pression atmosphérique sont importantes. En proposant d'exploiter ces technologies en régime quasi-élastique, soit à des fréquences bien inférieures à la fréquence centrale, nous avons identifié le meilleur compromis technologie/performances acoustiques pour atteindre les objectifs fixés. Plusieurs prototypes complets ont été réalisés, nous n'avons présenté les résultats que sur une seule configuration. L'ensemble des tests menés a permis de valider la fonctionnalité des dispositifs et de prouver leur conformité avec les spécifications souhaitées pour la caractérisation de l'os cortical, à savoir que les prototypes fabriqués sont capables de travailler entre 100 kHz et 2 MHz, alors que la fréquence centrale se situe autour de 7 MHz. Dans ce contexte, nous avons mis en place une méthode de caractérisation originale afin d'évaluer l'homogénéité d'une barrette cMUT, de cMUTs à cMUTs et d'éléments à éléments. Enfin, le principal résultat attendu était de confronter la technologie cMUT à la technologie PZT. Dans le cas d'une plaque, la sonde cMUT offre de meilleures performances, alors que pour des structures tubulaires, l'écart entre les deux technologies est moins flagrant. C'est clairement l'élévation de la barrette cMUT qui est mise à défaut ici et qu'il faudrait réadapter dans des travaux futurs.

D'un point de vue modélisation, cette thèse a permis de finaliser le développement du modèle fréquentiel du comportement d'une barrette cMUT entreprit au sein du laboratoire depuis presque dix ans. A l'heure actuelle, au vu des modèles de la littérature, l'outil développé se présente comme étant la meilleure alternative pour faire de la conception de barrettes. Notons un point d'amélioration que nous avons identifié, la prise en compte des propriétés viscoélastiques du milieu placé en face avant ainsi que des pertes mécaniques internes à la membrane. Ces dernières interviennent dans l'estimation des couplages inter-éléments, on pourrait donc affiner leur modélisation. Mais cela permettrait surtout de pouvoir associer à ce modèle, d'autres applications, comme la réalisation de capteurs.

Enfin, ce travail a clairement permis de démontrer que la technologie cMUT est une solution intéressante pour la conception de sonde cMUT basses fréquences. D'autres pro-

jets sont d'ailleurs en cours au sein du laboratoire, pour exploiter les mêmes concepts mais pour des applications de thérapie ciblée. En effet, en plus de fournir des niveaux de pression significatifs à basses fréquences, la technologie cMUT présente l'avantage de pouvoir fonctionner avec des longs trains d'ondes d'excitation sans provoquer d'élévation thermique importante en face avant de la sonde. Cela est un réel avantage pour les applications de type thérapeutique. En ce qui concerne le développement de la sonde cMUT pour la caractérisation de l'os cortical, nous envisageons d'aller vers une industrialisation de la sonde cMUT fabriquée. Par ailleurs, le projet COSTUM est en cours de finalisation, afin d'exploiter les dispositifs pour l'imagerie de la pulsatilité cérébrale.

Annexes

Annexe A

Calcul des paramètres mécaniques équivalents

L'objectif de cette annexe est de déterminer les paramètres mécaniques équivalents (rigidité en flexion et coefficient de Poisson) pour la zone du diaphragme composée de la membrane recouverte par l'électrode. D'un point de vue mécanique, cette zone est modélisée par un matériau bicouche membrane/électrode (voir figure A.1).

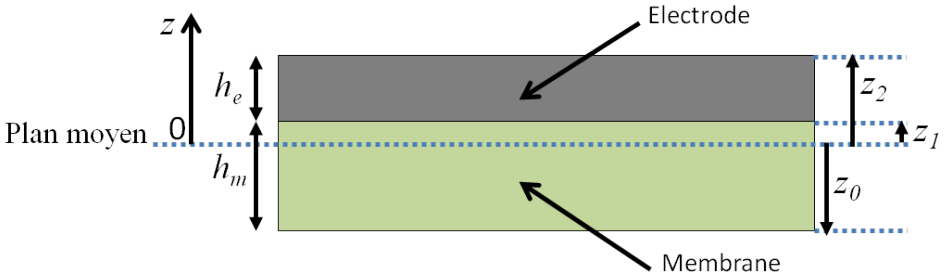


FIGURE A.1 – Représentation schématique du bicouche membrane/électrode. Le plan moyen est défini à $\frac{h_m+h_e}{2}$.

A partir de la théorie des matériaux stratifiés [11], il a été démontré dans le cadre de la thèse de Cyril Meynier [84] que la rigidité en flexion équivalente (D_{eq}) et le coefficient de Poisson équivalent(σ_{eq}) sont définis, pour un matériau composé de N couches, de façon suivante :

$$D_{eq} = D_{11} \tag{A.1}$$

$$\sigma_{eq} = \frac{D_{12}}{D_{11}} \tag{A.2}$$

avec :

$$D_{11} = \sum_{k=1}^{N} \left[\left(\frac{z_k^3 - z_{k-1}^3}{3} - z_{ref}(z_k^2 - z_{k-1}^2) + z_{ref}^2(z_k - z_{k-1}) \right) \frac{E_k}{1-\sigma_k^2} \right] \tag{A.3}$$

$$D_{12} = \sum_{k=1}^{N} \left[\left(\frac{z_k^3 - z_{k-1}^3}{3} - z_{ref}(z_k^2 - z_{k-1}^2) + z_{ref}^2(z_k - z_{k-1}) \right) \frac{\sigma_k E_k}{1 - \sigma_k^2} \right] \tag{A.4}$$

et

$$z_{ref} = \frac{\sum_{k=1}^{N} \left[\left(\frac{h_k^2}{2} \right) \frac{E_k}{1-\sigma_k^2} \right]}{\sum_{k=1}^{N} \left[h_k \frac{E_k}{1-\sigma_k^2} \right]} \tag{A.5}$$

où :

- E_k est le module de Young de la couche k,
- σ_k est le coefficient de Poisson de la couche k,
- h_k est l'épaisseur de la couche k,
- z_k est le vecteur position de l'interface entre la couche k et la couche $k+1$ défini à partir du plan moyen.

Dans le cas de notre bicouche membrane/électrode, les termes D_{11}, D_{12} et z_{ref} deviennent :

$$\begin{aligned} D_{11} = &\left(\frac{z_1^3 - z_0^3}{3} - z_{ref}(z_1^2 - z_0^2) + z_{ref}^2(z_1 - z_0) \right) \frac{E_m}{1 - \sigma_m^2} + \dots \\ &\left(\frac{z_2^3 - z_1^3}{3} - z_{ref}(z_2^2 - z_1^2) + z_{ref}^2(z_2 - z_1) \right) \frac{E_e}{1 - \sigma_e^2} \end{aligned} \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned} D_{12} = &\left(\frac{z_1^3 - z_0^3}{3} - z_{ref}(z_1^2 - z_0^2) + z_{ref}^2(z_1 - z_0) \right) \frac{\sigma_m E_m}{1 - \sigma_m^2} + \dots \\ &\left(\frac{z_2^3 - z_1^3}{3} - z_{ref}(z_2^2 - z_1^2) + z_{ref}^2(z_2 - z_1) \right) \frac{\sigma_e E_e}{1 - \sigma_e^2} \end{aligned} \tag{A.7}$$

et

$$z_{ref} = \frac{\frac{h_m^2}{2} \frac{E_m}{1-\sigma_m^2} + \frac{h_e^2}{2} \frac{E_e}{1-\sigma_e^2}}{h_m \frac{E_m}{1-\sigma_m^2} + h_e \frac{E_e}{1-\sigma_e^2}} \tag{A.8}$$

où :

- E_m est le module de Young de la membrane,
- E_e est le module de Young de l'électrode,
- σ_m est le coefficient de Poisson de la membrane,
- σ_e est le coefficient de Poisson de l'électrode,
- h_m est l'épaisseur de la membrane,
- h_e est l'épaisseur de l'électrode.

En reprenant les équations A.1 et A.2, on obient la rigidité en flexion équivalente et le coefficient de Poisson de notre bicouche membrane/électrode. Notons que de façon similaire, la couche de passivation peut facilement être prise en compte dans l'expression des paramètres équivalents du diaphragme.

Annexe B

Calcul du champ de pression rayonné par une ligne source infinie

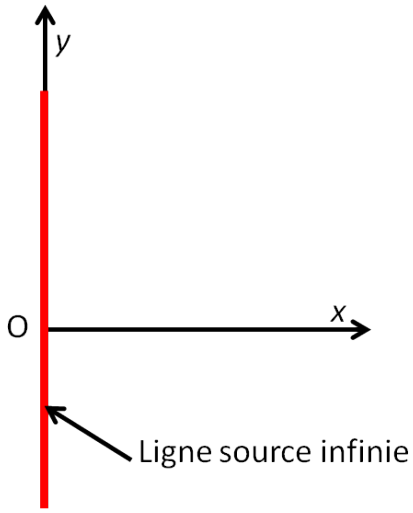


FIGURE B.1 – Schéma d'une ligne source infinie

L'objectif de cette annexe est de déterminer l'expression du champ de pression rayonné par une ligne source de longueur infinie. Le schéma figure B.1 représente la géométrie du problème. La ligne est orientée selon l'axe y du repère. Dans notre étude on considère que la ligne source est soumise à une onde plane dont la phase vaut k_{y0}. Ainsi, le terme source $(V(x,y))$ s'écrit :

$$V(x,y) = \delta(x)e^{jk_{y0}y} \tag{B.1}$$

avec $\delta(x)$ la fonction de dirac.

La pression rayonnée par la ligne infinie $(P_l(x,y,\omega))$ vaut par conséquent :

$$\begin{aligned} P_l(x,y,\omega) &= G(x,y,\omega) \otimes V(x,y) \\ &= G(x,y,\omega) \otimes \left(\delta(x)e^{jk_{y0}y}\right) \end{aligned} \tag{B.2}$$

où $G(x, y, \omega)$ est la fonction de Green dans un milieu fluide semi-fini et $\otimes$ indique le produit de convolution.

Dans l'espace des vecteurs d'onde, la pression rayonnée s'exprime alors sous la forme :

$$\hat{P}_l(k_x, k_y, \omega) = \mathbb{1}(k_x)\delta(k_y - k_{y0})\hat{G}(k_x, k_y, \omega) \tag{B.3}$$

avec $\hat{G}$ l'expression de la fonction de green dans l'espace des vecteurs d'onde et $\mathbb{1}$ la fonction constante unitaire.

La pression rayonnée par la ligne source infinie est ainsi calculée dans l'espace des vecteurs d'onde de la façon suivante :

$$\begin{aligned} P_l(x, y, \omega) &= \frac{1}{4\pi^2} \int\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbb{1}(k_x)\delta(k_y - k_{y0})\hat{G}(k_x, k_y, \omega)e^{jk_x x}e^{jk_y y}d_{k_x}d_{k_y} \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbb{1}(k_x)\delta(k_y - k_{y0})\hat{G}(k_x, k_{y0}, \omega)e^{jk_x x}e^{jk_y y}d_{k_x}d_{k_y} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(k_y - k_{y0})e^{jk_y y}d_{k_y} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbb{1}(k_x)\hat{G}(k_x, k_{y0}, \omega)e^{jk_x x}d_{k_x}\right] \end{aligned} \tag{B.4}$$

En utilisant la formule démontrée par la suite (équation B.14), l'expression de la pression rayonnée devient :

$$\begin{aligned} P_l(x, y, \omega) &= \frac{\rho_0\omega}{2} H_0^1\left(x\sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2}\right) \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(k_y - k_{y0})e^{jk_y y}d_{k_y}\right] \\ &= \frac{\rho_0\omega}{2} H_0^1\left(x\sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2}\right) e^{jk_{y0}y} \end{aligned} \tag{B.5}$$

avec $H_0^{(1)}$ la fonction de Hankel de première espèce à l'ordre 0.

Ainsi l'espression de la pression rayonnée par une ligne source infinie est :

$$P_l(x, y, \omega) = \frac{\rho_0\omega}{2} H_0^1\left(x\sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2}\right) e^{jk_{y0}y} \tag{B.6}$$

Maintenant il ne reste plus qu'à démontrer l'égalité suivante :

$$I = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{G}(k_x, k_{y0}, \omega)e^{jk_x x}d_{k_x} = \frac{\rho_0\omega}{2} H_0^1\left(x\sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2}\right) \tag{B.7}$$

Ainsi, on a :

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{G}(k_x, k_{y0}, \omega) e^{jk_x x} d_{k_x} \\ &= \frac{\rho_0 \omega}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{jk_x x}}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x} \\ &= \frac{\rho_0 \omega}{2\pi}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x} + j\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{sin(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x}\right] \end{aligned} \tag{B.8}$$

La fonction $\frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}}$ et la fonction cosinus étant des fonctions paires, la fonction $\frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}}$ est aussi paire. De même, étant donné que la fonction $\frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}}$ est paire et que la fonction sinus est impaire, la fonction $\frac{sin(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}}$ est impaire.

Ainsi les expressions de leurs intégrales valent :

$$\begin{cases} \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x} = 2\int_{0}^{+\infty} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x} \\ \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{sin(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x} = 0 \end{cases} \tag{B.9}$$

Par conséquent, l'expression de l'intégrale I devient :

$$I = \frac{\rho_0 \omega}{\pi}\int_{0}^{\infty} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{y0}^2}} d_{k_x} \tag{B.10}$$

En posant $k_0' = \sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2}$ on a :

$$\begin{aligned} I &= \frac{\rho_0 \omega}{\pi}\left[\int_{0}^{k_0'} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0'^2 - k_x^2}} d_{k_x} + \int_{k_0'}^{+\infty} \frac{cos(k_x x)}{j\sqrt{k_x^2 - k_0'^2}} d_{k_x}\right] \\ &= \frac{\rho_0 \omega}{\pi}\left[\int_{0}^{k_0'} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_0'^2 - k_x^2}} d_{k_x} - j\int_{k_0'}^{+\infty} \frac{cos(k_x x)}{\sqrt{k_x^2 - k_0'^2}} d_{k_x}\right] \end{aligned} \tag{B.11}$$

En réalisant le changement de variable suivant $K_x = \frac{k_x}{k_0'}$ l'équation devient :

$$\begin{aligned} I &= \frac{\rho_0 \omega}{\pi}\left[\int_{0}^{1} \frac{cos(K_x k_0' x)}{\sqrt{k_0'^2 - k_0'^2 K_x^2}} k_0' d_{K_x} - j\int_{1}^{+\infty} \frac{cos(K_x k_0' x)}{\sqrt{k_0'^2 K_x^2 - k_0'^2}} k_0' d_{K_x}\right] \\ &= \frac{\rho_0 \omega}{\pi}\left[\int_{0}^{1} \frac{cos(K_x k_0' x)}{\sqrt{1 - K_x^2}} d_{K_x} - j\int_{1}^{+\infty} \frac{cos(K_x k_0' x)}{\sqrt{K_x^2 - 1}} d_{K_x}\right] \end{aligned} \tag{B.12}$$

A partir des formules (2) et (4) de la page 429 du livre « Table of integrals, series, and products » [42] on peut écrire :

$$\begin{aligned} I &= \frac{\rho_0 \omega}{2} \left[J_0(k'_0 x) + j Y_0(k'_0 x) \right] \\ &= \frac{\rho_0 \omega}{2} H_0^1(x\sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2}) \end{aligned} \tag{B.13}$$

avec :

- J_0 la fonction de Bessel de première espèce à l'ordre 0,
- Y_0 la fonction de Bessel de deuxième espèce à l'ordre 0,
- H_0^1 la fonction de Hankel de première espèce à l'ordre 0.

Ainsi, on a bien démontré que :

$$I = \frac{1}{2\pi} \int_{k_x} \hat{G}(k_x, k_{y0}, \omega) e^{j k_x x} dk_x = \frac{\rho_0 \omega}{2} H_0^1 \left(x\sqrt{k_0^2 - k_{y0}^2} \right) \tag{B.14}$$

Bibliographie

[1] B. A. Auld. *Acoustic Fields and waves in solids.* R. E. Krieger Publishing Company, second edition, 1990.

[2] S. Ballandras, M. Wilm, W. Daniau, A. Reinhardt, V. Laude, and R. Armati. Periodic finite element/boundary element modeling of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *Journal of Applied Physics*, 97(3) :034901, 2005.

[3] S. Ballandras, M. Wilm, and J.-F. Gelly. Theoretical analysis of micro-machined ultrasonic transducer using a simple 1-D model. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 53(1) :209–23, January 2006.

[4] B. Bayram, E. Haeggstrom, G.G. Yaralioglu, and B.T. Khuri-Yakub. A new regime for operating capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 50(9) :1184–1190, September 2003.

[5] B. Bayram, M. Kupnik, G. G. Yaralioglu, O. Oralkan, A. S. Ergun, D.-S. Lin, S. H. Wong, and B. T. Khuri-Yakub. Finite element modeling and experimental characterization of crosstalk in 1-D CMUT arrays. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 54(2) :418–30, February 2007.

[6] B. Bayram, G. G. Yaralioglu, M. Kupnik, and B .T. Khuri-Yakub. Acoustic Crosstalk Reduction Method for CMUT Arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 590–593, 2006.

[7] M. L. F. Bellaredj. *Méthodes et outils pour la fabrication de transducteurs ultrasonores en silicium.* PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2013.

[8] S. Berg and A. Rø nnekleiv. Acoustic backing in 3-D integration of CMUT with front-end electronics. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(7) :1537–49, July 2012.

[9] S. Berg and A. Ronnekleiv. Reducing Fluid Coupled Crosstalk Between Membranes in CMUT Arrays by Introducing a Lossy Top Layer. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 594–597, 2006.

[10] S. Berg and A. Ronnekleiv. Measurements of CMUT neighbour coupling resonances in fluids of different viscosities. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 435–438, October 2010.

[11] J.-M. Berthelot. *Matériaux conposites : Comportement mécanique et analyse des structures.* Technique & Documentation, 4th edition, 1999.

[12] E. Bossy, M. Talmant, M. Defontaine, F. Patat, and P. Laugier. Bidirectional axial transmission can improve accuracy and precision of ultrasonic velocity measurement in cortical bone : a validation on test materials. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 51(1) :71–79, January 2004.

[13] A. Boulmé, D. Certon, N. Sénégond, C. Meynier, and F. Teston. A strategy to predict and reduce baffle effects in linear array of CMUTs. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1873–1876, October 2010.

[14] A. Boulmé, N. Sénégond, F. Teston, and D. Certon. A model to predict baffle effects in linear array of cMUTs. In *Proceedings of Acoustics 2012 Nantes Conference*, pages 3133–3138, 2012.

[15] A. Buhrdorf, A. Lohfink, S. Junge, P. C. Eccardt, and W. Benecke. Fabrication and characterization of a new capacitive micromachined ultrasonic transducer (cMUT) using polysilicon as membrane and sacrificial layer material. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1951–1954, 2003.

[16] M. Buigas, F. Espinosa, G. Schmitz, I. Ameijeiras, P. Masegosa, and M. Domínguez. Electro-acoustical characterization procedure for cMUTs. *Ultrasonics*, 43(5) :383–90, March 2005.

[17] G. Caliano, A. Caronti, A. Savoia, C. Longo, M. Pappalardo, E. Cianci, and V. Foglietti. Capacitive micromachined ultrasonic transducer (cMUT) made by a novel "reverse fabrication process". In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 483–486, 2005.

[18] G. Caliano, R. Carotenuto, E. Cianci, V. Foglietti, A. Caronti, and M. Pappalardo. A cMUT linear array used as echographic probe : fabrication, characterization, and images. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 395–398, 2004.

[19] J. H. Cantrell, J. S. Heyman, W. T. Yost, M. A. Torbett, and M. A. Breazeale. Broadband electrostatic acoustic transducer for ultrasonic measurements in liquids. *The Review of scientific instruments*, 50(1) :31, January 1979.

[20] F. Capolino, D.R. Wilton, and W.A. Johnson. Efficient computation of the 3D Green's function for the Helmholtz operator for a linear array of point sources using the Ewald method. *Journal of Computational Physics*, 223(1) :250–261, April 2007.

[21] A. Caronti, R. Carotenuto, G. Caliano, and M. Pappalardo. Finite element study of cross coupling in 1-D capacitive micromachined ultrasonic transducer arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1059–1062, 2002.

[22] A. Caronti, A. Coppa, A. Savoia, C. Longo, P. Gatta, B. Mauti, A. Corbo, B. Calabrese, G. Bollino, A. Paz, G. Caliano, and M. Pappalardo. Curvilinear capacitive micromachined ultrasonic transducer (CMUT) array fabricated using a reverse process. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 2092–2095, 2008.

[23] A. Caronti, D. Fiasca, G. Caliano, M. Pappalardo, and E. Cianci. Experimental study of acoustic coupling in CMUT arrays by optical interferometry. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1960–1964, 2003.

[24] A. Caronti, A. Savoia, G. Caliano, and M. Pappalardo. Acoustic coupling in capacitive microfabricated ultrasonic transducers : modeling and experiments. *IEEE*

transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, 52(12) :2220–34, December 2005.

[25] D. Certon, G. Ferin, O. B. Matar, J. Guyonvarch, J. P. Remenieras, and F. Patat. Influence of acousto-optic interactions on the determination of the diffracted field by an array obtained from displacement measurements. *Ultrasonics*, 42(1-9) :465–471, 2004.

[26] D. Certon, F. Patat, C. Meynier, and F. Teston. Collective Behavior of cMUT Cells for the Prediction of Electroacoustic Response and Directivity Pattern. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1967–1970, 2006.

[27] D. Certon, F. Teston, and F. Patat. A finite difference model for cMUT devices. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 52(12) :2199–210, December 2005.

[28] A. M. Cetin and B. Bayram. Diamond-based capacitive micromachined ultrasonic transducers in immersion. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 60(2) :414–20, February 2013.

[29] K. R. Chapagain and A. Ronnekleiv. Measurement of the added specular reflection attenuation by using a grooved bottom surface in the backing of CMUTs. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1004–1007, October 2011.

[30] P. Chatain, D. Voisin, M. Legros, G. Ferin, and R. Dufait. Improving ultrasound imaging with integrated electronics. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 2718–2721, 2009.

[31] J. Chen, J. Foiret, J.-G. Minonzio, M. Talmant, Z. Su, L. Cheng, and P. Laugier. Measurement of guided mode wavenumbers in soft tissue-bone mimicking phantoms using ultrasonic axial transmission. *Physics in medicine and biology*, 57(10) :3025–37, May 2012.

[32] J. W. Choe, O. Oralkan, A. Nikoozadeh, M. Gencel, D. N. Stephens, M. O'Donnell, D. J. Sahn, and B. T. Khuri-Yakub. Volumetric real-time imaging using a CMUT ring array. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(6) :1201–11, June 2012.

[33] E. Cianci, A. Minotti, V. Foglietti, G. Caliano, and M. Pappalardo. One-dimensional capacitative micromachined ultrasonic transducer arrays for echographic probes. *Microelectronic Engineering*, 73-74 :502–507, June 2004.

[34] E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge. Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms. *Applied optics*, 38(34) :6994–7001, December 1999.

[35] C Daft, S Panda, P Wagner, and I Ladabaum. Two Approaches to Electronically Scanned 3D Imaging Using cMUTs. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 685–688, 2006.

[36] U. Demirci, A. S. Ergun, O. Oralkan, M. Karaman, and B. T. Khuri-Yakub. Forward-viewing CMUT arrays for medical imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 51(7) :887–895, July 2004.

[37] P.-C. Eccardt, A. Lohfink, and H.-G. Garssen. Analysis of crosstalk between fluid coupled cmut membranes. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 593–596, 2005.

[38] P. F. Edoa, S. Ballandras, and M. Wilm. A finite-element/boundary-element method for the modeling of piezotransducer radiation in fluids using a polynomial development of the Green's function. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(6) :2947, 2004.

[39] A. S. Ergun, Y. Huang, X. Zhuang, O. Oralkan, G. G. Yaralioglu, and B. T. Khuri-Yakub. Capacitive micromachined ultrasonic transducers : fabrication technology. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 52(12) :2242–58, December 2005.

[40] A.S. Ergun, C.-H. Cheng, O. Oralkan, J. Johnson, H. Jagannathan, U. Demirci, G.G. Yaralioglu, M. Karaman, and B.T. Khuri-Yakub. Broadband capacitive micromachined ultrasonic transducers ranging from 10 kHz to 60 MHz for imaging arrays and more. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1039–1043, 2002.

[41] L. Foldy. Theory of passive linear electroacoustic transducers with fixed velocity distribution. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 21(6) :595–604, 1949.

[42] I. S. Gradshteyn and I. M. Rhyzik. *Table of integrals, series, and products*. Academic press, New York, 6th edition, 2000.

[43] K.F. Graff. Ultrasonics : Historical Aspects. In *1977 Ultrasonics Symposium*, pages 1–10, 1977.

[44] H. Guckel, J.J. Sniegowski, T.R. Christenson, S. Mohney, and T.F. Kelly. Fabrication of micromechanical devices from polysilicon films with smooth surfaces. *Sensors and Actuators*, 20(1-2) :117–122, November 1989.

[45] R. Guldiken, J. Zahorian, M. Balantekin, F. L. Degertekin, C. Tekes, A. Sisman, and M. Karaman. Dual-Annular-Ring CMUT Array for Forward Looking IVUS Imaging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 698–701, 2006.

[46] G. Gurun, P. Hasler, and F. L. Degertekin. A 1.5-mm diameter single-chip CMOS front-end system with transmit-receive capability for CMUT-on-CMOS forward-looking IVUS. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 478–481, October 2011.

[47] G. Gurun, P. Hasler, and F. L. Degertekin. Front-end receiver electronics for high-frequency monolithic CMUT-on-CMOS imaging arrays. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 58(8) :1658–68, August 2011.

[48] M. I. Haller and B. T. Khuri-Yakub. A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 43(1) :1–6, January 1996.

[49] M.I. Haller and B.T. Khuri-Yakub. A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1241–1244, 1994.

[50] Hitachi. http ://www.hitachi-medical.co.jp/tech/medix/pdf/vol51/P31-34.pdf.

[51] M.-C. Ho, M. Kupnik, K. K. Park, and B. T. Khuri-Yakub. Long-term measurement results of pre-charged CMUTs with zero external bias operation. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 89–92, 2012.

[52] M. Hochman, J. Zahorian, S. Satir, G. Gurun, T. Xu, M. Karaman, P. Hasler, and F. L. Degertekin. CMUT-on-CMOS for forward-looking IVUS : Improved fabrication and real-time imaging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 555–558, October 2010.

[53] D. Hohm. A subminiature condenser microphone with silicon nitride membrane and silicon back plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(1) :476, January 1989.

[54] Y. Huang, E. O. Haeggström, X. Zhuang, A. S. Ergun, and B. T. Khuri-Yakub. A solution to the charging problems in capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 52(4) :578–80, April 2005.

[55] Y. Huang, X. Zhuang, E. O. Haeggstrom, A. S. Ergun, C.-H. Cheng, and B. T. Khuri-Yakub. Capacitive micromachined ultrasonic transducers (CMUTs) with isolation posts. *Ultrasonics*, 48(1) :74–81, March 2008.

[56] Y.L. Huang, A.S. Ergun, E. Haggstrom, M.H. Badi, and B.T. Khuri-Yakub. Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with wafer-bonding technology. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 12(2) :128–137, April 2003.

[57] F .V. Hunt. *Electroacoustics : The analysis of transduction, and its historical background.* Acoustical Society of America, New York, 1982.

[58] X. Jin, I. Ladabaum, and B.T. Khuri-Yakub. The microfabrication of capacitive ultrasonic transducers. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 7(3) :295–302, 1998.

[59] J. Johnson, Ö. Oralkan, U. Demirci, S. Ergun, M. Karaman, and P. Khuri-Yakub. Medical imaging using capacitive micromachined ultrasonic transducer arrays. *Ultrasonics*, 40(1-8) :471–476, May 2002.

[60] M. Karaman, I. O. Wygant, O. Oralkan, and B. T. Khuri-Yakub. Minimally redundant 2-D array designs for 3-D medical ultrasound imaging. *IEEE transactions on medical imaging*, 28(7) :1051–61, July 2009.

[61] B. T. Khuri-Yakub and O. Oralkan. Capacitive micromachined ultrasonic transducers for medical imaging and therapy. *Journal of micromechanics and microengineering : structures, devices, and systems*, 21(5) :54004–54014, May 2011.

[62] G. S. Kino. *Acoustic Waves : Devices, Imaging and Analog Signal Processing.* Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1987.

[63] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics.* Wiley, New York, 5th edition, 1976.

[64] J. Knight, J. McLean, and F.L. Degertekin. Low temperature fabrication of immersion capacitive micromachined ultrasonic transducers on silicon and dielectric substrates. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 51(10) :1324–1333, October 2004.

[65] W. Kuhl, G. R. Schrodder, and F. K. Schrodder. Condenser transmitters and microphones with solid dielectric for airborne ultrasonics. *Acustica*, 4(5) :519–532, 1954.

[66] J. Kühn, F. Charrière, T. Colomb, F. Montfort, E. Cuche, Y. Emery, P. Marquet, and C. Depeursinge. Dual-wavelength digital holographic microscopy with sub-nanometer axial accuracy. In *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, 2008.

[67] M. Kupnik, S. Vaithilingam, K. Torashima, I. O. Wygant, and B. T. Khuri-Yakub. CMUT Fabrication Based On A Thick Buried Oxide Layer. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 547–550, October 2010.

[68] I. Ladabaum, X. Jin, H. T. Soh, A. Atalar, and B. T. Khuri-Yakub. Surface micromachined capacitive ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 45(3) :678–90, January 1998.

[69] I. Ladabaum, B. T. Khuri-Yakub, and Dimitri Spoliansky. Micromachined ultrasonic transducers : 11.4 MHz transmission in air and more. *Applied Physics Letters*, 68(1) :7, 1996.

[70] P. Langevin and C. Chilowsky. Procédés et appareils pour la production de signaux sous-marins dirigés et pour la localisation à distance d'obstacles sous-marins, 1916.

[71] P. Laugier. Instrumentation for in vivo ultrasonic characterization of bone strength. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 55(6) :1179–96, January 2008.

[72] P. Laugier, J.-G. Minonzio, and M. Talmant. Procédé et dispositif ultrasonores pour caractériser un milieu, 2010.

[73] J.-H. Lee, H. H. Chung, S. Y. Kang, J. T. Baek, and H. J. Yoo. Fabrication of surface micromachined polysilicon actuators using dry release process of HF gas-phase etching. In *Electron Devices Meeting, 1996.*, pages 761–764, 1996.

[74] M. Legros. *Transducteurs capacitifs micro-usinés pour l'imagerie échographique haute-résolution.* PhD thesis, Université François Rabelais de Tours, 2013.

[75] M. Legros, C. Meynier, R. Dufait, G. Ferin, and F. Tranquart. Piezocomposite and CMUT arrays assessment through in vitro imaging performances. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1142–1145, November 2008.

[76] A. Logan and J. T. W. Yeow. Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with a novel silicon-nitride-based wafer bonding process. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 56(5) :1074–1084, May 2009.

[77] A. S. Logan, L. L. Wong, and J. T. W. Yeow. 2-D CMUT wafer bonded imaging arrays with a row-column addressing scheme. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 984–987, September 2009.

[78] S. Machida, S. Migitaka, H. Tanaka, K. Hashiba, H. Enomoto, Y. Tadaki, and T. Kobayashi. Analysis of the charging problem in capacitive micro-machined ultrasonic transducers. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 383–385, November 2008.

[79] H. Martinussen, A. Aksnes, and H. E. Engan. Investigation of charge diffusion in CMUTs using optical interferometry. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1218–1221, November 2008.

[80] J. McLean and F. L. Degertekin. Directional scholte wave generation and detection using interdigital capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 51(6) :756–64, June 2004.

[81] F. Mechel. *Formulas of acoustics*. Springer, Berlin, 2002.

[82] S. Ménigot. *Comande optimale appliquée aux systémes d'imagerie ultrasonore*. PhD thesis, Université François Rabelais de Tours, 2011.

[83] S. Ménigot, D. Certon, and J. M. Girault. Automatic optimal command for the linearization of the cMUT output. In *MUT 2013, international workshop on micromachined ultrasonic transducers*, 2013.

[84] C. Meynier. *Modélisation, conception et caractérisation de transducteurs capacitifs micro-usinés*. PhD thesis, Université François Rabelais de Tours, 2012.

[85] C. Meynier, F. Teston, and D. Certon. A multiscale model for array of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128(5) :2549–61, November 2010.

[86] C. Meynier, Y. Yanamer, Mi. Canney, A. Nguyen-Dinh, A. Carpentier, and J.-Y. Chapelon. Performance assessment Of CMUTs in dual modality imaging/HIFU applications. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 81–84, 2012.

[87] K. Midtbo and A. Ronnekleiv. Analysis of charge effects in high frequency CMUTs. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 379–382, November 2008.

[88] K. Midtbo, A. Ronnekleiv, and D. T. Wang. Fabrication and Characterization of CMUTs realized by Wafer Bonding. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 938–941, 2006.

[89] D.M. Mills and L.S. Smith. Real-time in-vivo imaging with capacitive micromachined ultrasound transducer (cMUT) linear arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 568–571, 2003.

[90] J.-G. Minonzio, J. Foiret, M. Talmant, and P. Laugier. Impact of attenuation on guided mode wavenumber measurement in axial transmission on bone mimicking plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(6) :3574–82, December 2011.

[91] P. Moilanen, P. H. F. Nicholson, V. Kilappa, S. Cheng, and J. Timonen. Measuring guided waves in long bones : modeling and experiments in free and immersed plates. *Ultrasound in medicine & biology*, 32(5) :709–19, May 2006.

[92] A. Moini, A. Nikoozadeh, O. Oralkan, J. W. Choe, A. F. Sarioglu, D. N. Stephens, A. de la Rama, P. Chen, C. Chalek, A. Dentinger, D. Wildes, L. S. Smith, K. Thomenius, K. Shivkumar, A. Mahajan, M. O'Donnell, D. J. Sahn, and B. T. Khuri-Yakub. Volumetric intracardiac imaging using a fully integrated CMUT ring array : Recent developments. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 692–695, October 2011.

[93] G. T. Mulhern, D. S. Soane, and R. T. Howe. Supercritical carbon dioxide drying of microstructures. In *7th Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators*, pages 296–299, 1993.

[94] S. Ngo. *Dispositif acoustique pour l'isolation galvanique : le cMUT, une voie innovante*. PhD thesis, Université François Rabelais de Tours, 2013.

[95] A. Nikoozadeh and B. T. Khuri-Yakub. CMUT with substrate-embedded springs for non-flexural plate movement. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1510–1513, 2010.

[96] A. Nikoozadeh, O. Oralkan, M. Gencel, J. W. Choe, D. N. Stephens, A. de la Rama, P. Chen, F. Lin, A. Dentinger, D. Wildes, K. Thomenius, K. Shivkumar, A. Mahajan, C. H. Seo, M. O'Donnell, U. Truong, D. J. Sahn, and B. T. Khuri-Yakub. Forward-looking intracardiac imaging catheters using fully integrated CMUT arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 770–773, October 2010.

[97] A. Nikoozadeh, O. Oralkan, M. Gencel, D. N. Stephens, A. de la Rama, P. Chen, K. Thomenius, A. Dentinger, D. Wildes, K. Shivkumar, A. Mahajan, M. O'Donnell, D. Sahn, and B. T. Khuri-Yakub. Forward-looking volumetric intracardiac imaging using a fully integrated CMUT ring array. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 511–514, September 2009.

[98] R. A. Noble, A. D. Jones, T. J. Robertson, D. A. Hutchins, and D. R. Billson. Novel, wide bandwidth, micromachined ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 48(6) :1495–507, November 2001.

[99] A. Novell, M. Legros, N. Felix, and A. Bouakaz. Exploitation of capacitive micromachined transducers for nonlinear ultrasound imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 56(12) :2733–43, December 2009.

[100] H. K. Oguz, A. Atalar, and H. Köymen. Equivalent circuit-based analysis of CMUT cell dynamics in arrays. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 60(5) :1016–24, May 2013.

[101] S. Olcum, K. Oguz, M. N. Senlik, F. Y. Yamaner, A. Bozkurt, A. Atalar, and H. Koymen. Wafer bonded capacitive micromachined underwater transducers. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 976–979, 2009.

[102] S. Olcum, F. Y. Yamaner, A. Bozkurt, H. Köymen, and A. Atalar. An equivalent circuit model for transmitting capacitive micromachined ultrasonic transducers in collapse mode. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 58(7) :1468–77, July 2011.

[103] 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(11) :1581–94, November 2003.

[104] O. Oralkan, A. S. Ergun, J. A. Johnson, M. Karaman, U. Demirci, K. Kaviani, T. H. Lee, and B. T. Khuri-Yakub. Capacitive micromachined ultrasonic transducers : next-generation arrays for acoustic imaging ? *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 49(11) :1596–610, November 2002.

[105] O. Oralkan, S.T. Hansen, B. Bayram, G.G. Yaralglu, A.S. Ergun, and B.T. Khuri-Yakub. High-frequency CMUT arrays for high-resolution medical imaging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 399–402, 2004.

[106] O. Oralkan, S.T. Hansen, B Bayram, G.G. Yaralioglu, A.S. Ergun, and B.T. Khuri-Yakub. CMUT ring arrays for forward-looking intravascular imaging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 403–406, 2004.

[107] O. Oralkan, X.C. Jin, K. Kaviani, A.S. Ergun, F.L. Degertekin, M. Karaman, and B.T. Khuri-Yakub. Initial pulse-echo imaging results with one-dimensional capacitive micromachined ultrasonic transducer arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 959–962, 2000.

[108] M. Pappalardo, G. Caliano, A. Caronti, F. D'Alessio, C. Cucco, E. Cianci, and V. Foglietti. Capacitive ultrasonic transducers with a new vibrating structrure. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1955–1959, 2003.

[109] K. K. Park and B. T. Khuri-Yakub. Dynamic response of an array of flexural plates in acoustic medium. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(4) :2292–303, October 2012.

[110] K. K. Park, M. Kupnik, H. J. Lee, O. Oralkan, and B. T. Khuri-Yakub. Zero-bias resonant sensor with an oxide-nitride layer as charge trap. In *Proceedings of IEEE Sensors*, pages 1024–1028, November 2010.

[111] K. K. Park, H.-J. Lee, M. Kupnik, O. Oralkan, and B. T. Khuri-Yahub. Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with direct wafer-bonding and LOCOS technology. In *Proceedings of IEEE Micro Electro Mechanical Systems*, pages 339–342, 2008.

[112] Y. Roh and B. T. Khuri-Yakub. Finite element analysis of underwater capacitor micromachined ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 49(3) :293–8, March 2002.

[113] A. Sampaleanu and R. Zemp. Top-Orthogonal-to-Bottom Electrode (TOBE) 2D CMUT Arrays : Experimental and Theoretical Imaging Capabilities. In *MUT 2013, international workshop on micromachined ultrasonic transducers*, side, 2013.

[114] S. Satir and F. L. Degertekin. Gap feedback linearization of capacitive micromachined ultrasonic transducers for harmonic imaging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 112–115, October 2011.

[115] S. Satir and F. L. Degertekin. Harmonic reduction in capacitive micromachined ultrasonic transducers by gap feedback linearization. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(1) :50–9, January 2012.

[116] A. Savoia, G. Caliano, R. Carotenuto, C. Longo, P. Gatta, A. Caronti, E. Cianci, V. Foglietti, and M. Pappalardo. Enhanced echographic images obtained improving the membrane structural layer of the cMUT probe. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1960–1963, 2005.

[117] A. S. Savoia, G. Caliano, and M. Pappalardo. A CMUT probe for medical ultrasonography : from microfabrication to system integration. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 59(6) :1127–1138, June 2012.

[118] N. Sénégond. *Approche temporelle de la simulation et de la caractérisation des transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés.* PhD thesis, Université François Rabelais de Tours, 2010.

[119] N. Sénégond, A. Boulmé, C. Plag, F. Teston, and D. Certon. Fast time-domain modeling of fluid-coupled cMUT cells : from the single cell to the 1-D linear array element. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 60(7) :1505–1518, July 2013.

[120] N Sénégond, F Teston, D Royer, C Meynier, and D Certon. High Voltage Time Domain Response of cMUT Membrane : Laser Interferometry Measurements. In *Proceedings of International Congress on Ultrasonics*, pages 1011–1016, 2009.

[121] S. D. Senturia. *Microsystem Design*. Kluwer Academinc, 2001.

[122] H. T. Soh, I. Ladabaum, A. Atalar, C. F. Quate, and B. T. Khuri-Yakub. Silicon micromachined ultrasonic immersion transducers. *Applied Physics Letters*, 69(24) :3674, 1996.

[123] K. Suzuki, K. Higuchi, and H. Tanigawa. A silicon electrostatic ultrasonic transducer. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 36(6) :620–7, January 1989.

[124] D.-A. Ta, K. Huang, W.-Q. Wang, Y.-Y Wang, and L. H. Le. Identification and analysis of multimode guided waves in tibia cortical bone. *Ultrasonics*, 44 Suppl 1 :e279–84, December 2006.

[125] C. Tekes, J. Zahorian, G. Gurun, S. Satir, M. Hochman, T. Xu, M. W. Rashid, F. L. Degertekin, and M. Karaman. Experimental study of dual-ring CMUT array optimization for forward-looking IVUS. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1127–1130, October 2011.

[126] F. Teston, C. Meynier, E. Jeanne, N. Felix, and D. Certon. Characterization Standard of CMUT Devices Based on Electrical Impedance Measurements. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1963–1966, 2006.

[127] M. Thranhardt, P.-C. Eccardt, H. Mooshofer, P. Hauptmann, and F. L. Degertekin. Sensing physical fluid properties with CMUT arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 763–766, September 2009.

[128] S. P. Timoshenko. *Theory of plates and shells*. Open Press University, Birkshire, England, 1964.

[129] Y. Tsuji, M. Kupnik, and B. T. Khuri-Yakub. Low temperature process for CMUT fabrication with wafer bonding technique. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 551–554, 2010.

[130] E. Ventsel and T. Krauthammer. *Thin plates and shells : theory, analysis, an*. Marcel Dekker Inc, New York, 2001.

[131] M. Wilm. *Etude et réalisation de transducteurs composites pour l'imagerie acoustique et le contrôle non-destructif*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2004.

[132] M. Wilm, A. Reinhardt, V. Laude, R. Armati, W. Daniau, and S. Ballandras. Three-dimensional modelling of micromachined-ultrasonic-transducer arrays operating in water. *Ultrasonics*, 43(6) :457–65, May 2005.

[133] S. H. Wong, A. S. Ergun, G. G. Yaralioglu, M. Kupnik, X. Zhuang, O. Oralkan, K. Butts-Pauly, and B. T. Khuri-Yakub. Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers for High Intensity Focused Ablation of Upper Abdominal Tumors. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 841–844, 2006.

[134] S. H. Wong, M. Kupnik, K. Butts-Pauly, and B. T. Khuri-Yakub. Advantages of Capacitive Micromachined Ultrasonics Transducers (CMUTs) for High Intensity Focused Ultrasound (HIFU). In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1313–1316, October 2007.

[135] S. H. Wong, M. Kupnik, B. T. Khuri-Yakub, R. D. Watkins, and K. B. Pauly. Progress in CMUTs for HIFU ablation of upper abdominal cancer. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 2068–2071, November 2008.

[136] S. H. Wong, M. Kupnik, R. D. Watkins, K. Butts-Pauly, and B. T. Khuri-Yakub. Capacitive micromachined ultrasonic transducers for therapeutic ultrasound applications. *IEEE transactions on bio-medical engineering*, 57(1) :114–23, January 2010.

[137] S. H. Wong, R. D. Watkins, M. Kupnik, K. B. Pauly, and B. T. Khuri-Yakub. Feasibility of MR-temperature mapping of ultrasonic heating from a CMUT. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 55(4) :811–8, April 2008.

[138] I. O. Wygant, N. S. Jamal, H. J. Lee, A. Nikoozadeh, O. Oralkan, M. Karaman, and B. T. Khuri-Yakub. An integrated circuit with transmit beamforming flip-chip bonded to a 2-D CMUT array for 3-D ultrasound imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 56(10) :2145–56, October 2009.

[139] I. O. Wygant, M. Karaman, O. Oralkan, and B. T. Khuri-Yakub. Beamforming and hardware design for a multichannel front-end integrated circuit for real-time 3D catheter-based ultrasonic imaging. In *Medical Imaging 2006 : Ultrasonic Imaging and Signal Processing*, volume 6147, page A1470, 2006.

[140] I. O. Wygant, D. T. Yeh, X. F. Zhuang, A. Nikoozadeh, O. Oralkan, A. S. Ergun, M. Karaman, and B. T. Khuri-Yakub. A miniature real-time volumetric ultrasound imaging system. In *Proceedings of SPIE, Medical Imaging 2005 : Ultrasonic Imaging and Signal Processing*, volume 5750, pages 26–36, 2005.

[141] I. O. Wygant, X. Zhuang, David T. Yeh, O. Oralkan, A.S. Ergun, M. Karaman, and B. T. Khuri-Yakub. Integration of 2D CMUT arrays with front-end electronics for volumetric ultrasound imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 55(2) :327–42, February 2008.

[142] C. L. Yapura and V. K. Kinra. Guided-waves in a fluid solid bilayer. *Wave Motion*, 21(1) :35–46, 1995.

[143] G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun, B. Bayram, E. Haeggström, and B. T. Khuri-Yakub. Calculation and measurement of electromechanical coupling coefficient of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 50(4) :449–56, April 2003.

[144] G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun, and B. T. Khuri-Yakub. Finite-element analysis of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 52(12) :2185–98, December 2005.

[145] D. T. Yeh, O. Oralkan, A. S. Ergun, X. Zhuang, I. O. Wygant, and B. T. Khuri-Yakub. High-frequency CMUT arrays for high-resolution medical imaging. In *Proceedings of SPIE, Medical Imaging 2005 : Ultrasonic Imaging and Signal Processing*, volume 5750, pages 87–98, April 2005.

[146] D.T. Yeh, O. Oralkan, I.O. Wygant, A.S. Ergun, J.H. Wong, and B.T. Khuri-Yakub. High-resolution imaging with high-frequency 1-D linear CMUT arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 665–668, 2005.

[147] J. Zahorian and F. L. Degertekin. Modeling and characterization of thin film coatings for high frequency CMUT annular arrays. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 596–599, October 2011.

[148] J. Zahorian, M. Hochman, S. Satir, and F. L. Degertekin. Bias optimization of dual ring CMUT arrays for forward looking IVUS applications. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 447–450, October 2010.

[149] J. Zahorian, M. Hochman, T. Xu, S. Satir, G. Gurun, M. Karaman, and F. L. Degertekin. Monolithic CMUT-on-CMOS integration for intravascular ultrasound applications. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 58(12) :2659–67, December 2011.

[150] R. J. Zemp and P. Zhang. Feasibility of Top-Orthogonal-to-Bottom Electrode (TOBE) 2D CMUT arrays for low-channel-count 3D imaging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 498–502, October 2011.

[151] P. Zhang, G. Fitzpatrick, W. Moussa, and R. Zemp. CMUTs with improved electrical safety & minimal dielectric surface charging. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1881–1885, October 2010.

[152] W. Zheng, D. Barlage, P. Zhang, G. Fitzpatrick, W. Moussa, and R. Zemp. Empirical model for dielectric charging in double-SOI-wafer-bonded CMUTs : Theory and experiment. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 353–356, October 2011.

[153] S. Zhou and J. A. Hossack. Reducing inter-element acoustic crosstalk in capacitive micromachined ultrasound transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 54(6) :1217–28, June 2007.

[154] S. Zhou, P. Reynolds, and J. Hossack. Pre-compensated excitation waveform to suppress second harmonic generation in MEMS electrostatic transducers. In *Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 477–480, 2003.

[155] S. Zhou, P. Reynolds, and J. Hossack. Precompensated excitation waveforms to suppress harmonic generation in MEMS electrostatic transducers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 51(11) :1564–74, November 2004.

Audren BOULMÉ

CONCEPTION ET CARACTÉRISATION DE SONDES CMUT LARGE BANDE POUR L'IMAGERIE CONVENTIONNELLE ET L'ÉVALUATION DU TISSU OSSEUX

Résumé : Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers) apparaissent, au vu de leur maturité croissante, comme une alternative de plus en plus viable à la technologie piézoélectrique. Caractérisés par une large bande passante et une large directivité, ces transducteurs sont des solutions intéressantes pour le développement de sondes ultrasonores « éxotiques » dont les spécifications sont difficilement atteignables en technologie piézoélectrique. C'est dans ce contexte et fort de l'expérience acquise par notre laboratoire sur cette technologie pendant plus d'une dizaine d'années, que s'est inscrit ce travail de thèse. L'originalité du travail rapporté ici est d'aller de l'analyse du comportement général des barrettes cMUT jusqu'à un exemple précis de conception de sonde cMUT pour l'évaluation du tissu osseux. Des outils de modélisation précis et rapides, basés sur l'introduction de conditions de périodicité, ont été développés. Plusieurs modèles ont ainsi été mis en place afin d'adapter la stratégie de modélisation à la topologie du dispositif cMUT à modéliser : cellule isolée, colonne de cellules, matrice de cellules et élément de barrette. Ces modèles ont permis d'étudier le comportement des éléments de barrette cMUT et d'améliorer notre connaissance sur les mécanismes physiques mis en jeu. De cette façon, l'origine des effets de baffle, problème récurrent du comportement des barrettes cMUT, a clairement été interprété par l'intermédiaire d'une analyse modale. Des solutions ont ainsi été identifiées et proposées afin d'optimiser le comportement des barrettes cMUT, de façon à réduire la présence des effets de baffle et à augmenter leur bande passante. Le développement d'une barrette cMUT dédiée à l'évaluation du tissu osseux est présenté dans sa totalité, afin d'illustrer les différents aspects liés à la conception d'une sonde de cette technologie. Un travail original de caractérisation a été réalisé sur cette barrette, afin d'estimer l'homogénéité inter-cellules à l'échelle de l'élément et l'homogénéité inter-éléments à l'échelle de la barrette. Enfin, une confrontation a été réalisée avec une sonde PZT de même topologie sur plusieurs fantômes osseux. Il a ainsi été démontré que la sonde cMUT permettait la détection d'un plus grand nombre de modes guidés, et par conséquent, une meilleure évaluation du tissu osseux.

Mots clés : transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés, cMUT, fonction de Green, condition de périodicité, effets de baffle, couplage inter-éléments, caractérisation de sonde ultrasonore, caractérisation de l'os cortical, mesure en transmission axiale

Abstract : Following recent advances, the capacitive Micromachined Ultrasound Transducers (cMUT) technology seems to be a good alternative to the piezoelectric technology. For specific applications, the requirements and specifications of the probe are sometimes difficult to obtain with the traditional PZT technology. The cMUT technology, with both large bandwidth and angular directivity, can be an interesting way to overcome these limitations. This PhD has been carried out in this context, in a laboratory which has nearly 10 years of experience in the field of cMUT technology. The originality of the work sustained in this PhD is that it covers the cMUT technology, from general aspects dealing of modeling and characterization up to a complete example of cMUT-based probe applied to the assessment of cortical bone. Fast and accurate modeling tools, based on periodicity conditions, have been developed. Several models have been proposed to match the modeling strategy to the topology of the cMUT array : isolated cell, columns of cells, 2-D matrix of cells and array element. These models have been used to analyze the cMUT array behavior and to understand how mutual couplings between cMUTs impact the response of one element. Origins of the baffle effect, well-known as a recurrent problem in cMUT probe, have been explained using an original method based on the normal mode decomposition of the radiated pressure field. Thus, solutions have been identified and tested to optimize the cMUT frequency response, i.e. to increase the bandwidth, and to suppress parasitic disturbances linked to baffle effect in the electroacoustic response. The development of a dedicated cMUT array for the assessment of bone tissue is accurately detailed in the manuscript, including description of the design rules, fabrication steps and packaging procedure. An original characterization work has been carried out in order to check the device homogeneity, first from cell to cell and then from element to element. Finally, a comparison with a PZT probe with the same topology has been performed on bone mimicking phantom. Nice results has been obtained, showing that cMUT probe allows detecting higher number of guided modes in the cortical shell, and consequently, improving the cortical bone assessment.

Keywords : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers, cMUT, Green function, periodic conditions, baffle effects, inter-elements crosstalk, characterization of ultrasound probes, cortical bone assessment, axial transmission measurement